

Mémoire présenté pour obtenir l'

## HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

par

**Julien FAVIER**

*Maître de Conférences à Aix Marseille Université  
Laboratoire de Mécanique, Modélisation & Procédés Propres*

---

# *Modélisation et simulation numérique d'écoulements au voisinage de parois biologiques ciliées et de revêtements aéronautiques bioinspirés*

---

Soutenue prévue le 16 novembre 2016 devant le jury provisoire composé de :

Jean-Paul BONNET	Rapporteur	Directeur de Recherche CNRS, <i>Institut Pprime</i>
Alessandro BOTTARO	Examinateur	Professeur à l'Université de Gênes, <i>DICCA</i>
Pascal CHANEZ	Invité	Professeur à Aix Marseille Université, <i>AP-HM</i>
Bastien CHOPARD	Rapporteur	Professeur à l'Université de Genève, <i>CUI</i>
Uwe EHRENSTEIN	Examinateur	Professeur à Aix Marseille Université, <i>IRPHE</i>
Franck NICOUD	Rapporteur	Professeur à l'Université de Montpellier, <i>IMAG</i>
Alfredo PINELLI	Examinateur	Professeur à City University London, <i>MEA depart.</i>
Pierre SAGAUT	Directeur	Professeur à Aix Marseille Université, <i>M2P2</i>









*Merci !*



# Sommaire

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Développements numériques sur frontières immergées</b>	<b>23</b>
<b>1 Éléments mathématiques</b>	<b>25</b>
1 Formulation générale . . . . .	25
2 Choix du noyau d'interpolation $\tilde{\delta}$ . . . . .	27
3 Conservations entre l'espace Lagrangien et l'espace Eulérien . . . . .	28
3.1 Conservation dans l'espace continu . . . . .	29
3.2 Conservation discrète . . . . .	29
3.3 Calcul de $\epsilon$ . . . . .	30
4 Remarques concernant l'ordre de la méthode . . . . .	31
5 Calibration des noyaux $\delta$ sur des maillages curvilinéaires ou non uniformes . . . . .	31
<b>2 Implémentations numériques</b>	<b>33</b>
1 Couplage avec les équations de Navier Stokes en incompressible . . . . .	33
1.1 Aperçu des différentes stratégies de la littérature . . . . .	33
1.2 Utilisation dans le cadre de formulations incompressibles . . . . .	35
2 Couplage avec Lattice Boltzmann . . . . .	36
2.1 L'équation de Boltzmann . . . . .	36
2.2 Discrétisation et implémentation numérique . . . . .	38
2.3 Couplage avec la méthode des frontières immergées . . . . .	39
3 Mise en œuvre et implémentation dans les codes . . . . .	40
3.1 Codes Navier Stokes . . . . .	40
3.1.1 Partie fluide (opérateur $\mathcal{N}$ ) . . . . .	40
3.1.2 Expression de la force (opérateur $\mathcal{A}$ ) . . . . .	41
3.2 Codes Lattice Boltzmann . . . . .	42
3.2.1 Partie fluide (opérateur $\mathcal{N}$ ) . . . . .	42
3.2.2 Expression de la force (opérateur $\mathcal{A}$ ) . . . . .	42
<b>3 Couplages multiphysiques</b>	<b>45</b>
1 Frontières mobiles immergées dans un fluide multiphasique en Lattice Boltzmann . . . . .	45
1.1 Contexte . . . . .	45
1.2 Méthode numérique . . . . .	46
2 Milieux poreux instationnaires en Lattice Boltzmann . . . . .	47
2.1 Contexte . . . . .	47
2.2 Méthode numérique . . . . .	49
2.2.1 Modèle de Lattice Boltzmann généralisé . . . . .	49
2.2.2 Milieux poreux instationnaires . . . . .	51
3 Développements complémentaires autour de la méthode . . . . .	53
3.1 Modèle de milieu poreux cilié immergé . . . . .	53
3.2 Modèle de battements flexibles . . . . .	53
3.3 Couplage avec solveur éléments finis . . . . .	54

3.4	Des noyaux basés sur les fonctions de base radiales . . . . .	54
3.5	Parallélisation . . . . .	55
4	Bilan et production scientifique sur la méthode numérique . . . . .	55

## II Parois biologiques ciliées actives 57

<b>4</b>	<b>Propulsion ciliaire</b>	<b>59</b>
1	Contexte scientifique . . . . .	59
1.1	Parois ciliées . . . . .	59
1.2	Historique des études scientifiques . . . . .	60
2	La nage de la <i>Pleurobrachia pileus</i> . . . . .	60
2.1	Battements ciliaires . . . . .	61
2.2	Profils de vitesse . . . . .	62
2.3	Efficacité du battement . . . . .	64
3	Conclusions . . . . .	66
<b>5</b>	<b>Transport mucociliaire</b>	<b>67</b>
1	Introduction . . . . .	67
2	Le transport du mucus dans les bronches humaines . . . . .	68
3	Caractérisation rhéologique du mucus . . . . .	70
3.1	Principales caractéristiques . . . . .	70
3.2	Caractérisations de mucus synthétiques . . . . .	71
4	Étude de la génération d'ondes métachronales . . . . .	74
4.1	Hypothèses de modélisation . . . . .	74
4.2	Coordinations métachronales . . . . .	74
4.3	Performances énergétiques . . . . .	75
4.4	Influence des paramètres . . . . .	76
5	Étude d'un appareil d'aide à la clairance mucociliaire : le SIMEOX . . . . .	78
6	Perspectives de recherche sur ce thème . . . . .	80

## III Parois bio-inspirées passives 81

<b>6</b>	<b>Contrôle statique du décollement</b>	<b>83</b>
1	Bords d'attaque ondulés : Contexte et bibliographie . . . . .	83
1.1	Génèse de la thématique . . . . .	83
1.2	Premières études expérimentales . . . . .	84
1.3	Simulations numériques . . . . .	85
2	DNS à $Re = 800$ et $20^\circ$ d'incidence . . . . .	85
2.1	Étude paramétrique . . . . .	86
2.2	Mécanisme physique de recollement . . . . .	87
2.3	Conclusions partielles . . . . .	90
3	LES à $Re = 1.2 \cdot 10^5$ et $20^\circ$ d'incidence . . . . .	90
3.1	Méthode numérique . . . . .	90
3.2	Influence sur les performances aérodynamiques . . . . .	91
3.3	Mécanismes physiques . . . . .	92
4	Conclusions . . . . .	96
<b>7</b>	<b>Contrôle dynamique du décollement</b>	<b>99</b>
1	Principe et contexte scientifique . . . . .	99
1.1	Origines de l'étude . . . . .	99
1.2	Aérodynamique du plumage d'oiseau . . . . .	100
1.3	Le projet Européen PELskin . . . . .	101
2	Mécanismes d'interaction fluide-structure de couches de filaments flexibles immergées . . . . .	102
2.1	Battement de multiples filaments flexibles . . . . .	102
2.2	Couche poroélastique immergée dans un écoulement instationnaire . . . . .	105

---

3	Contrôle de sillages de corps immergés par revêtements d'éléments flexibles . . . . .	107
3.1	Mise en évidence du concept de contrôle par revêtement poroélastique . . . . .	107
3.2	Influence sur l'aérodynamique . . . . .	114
4	Conclusions . . . . .	115
 <b>IV Perspectives et futurs travaux</b>		<b>117</b>
<b>8</b>	<b>Perspectives</b>	<b>119</b>
1	Développements numériques . . . . .	119
1.1	Modèles multi-physiques en Lattice Boltzmann pour la simulation d'écoulements 3D complexes . . . . .	119
1.2	Couplage de la méthode des frontières immergées avec des modèles RANS et LES	119
1.3	Couplage avec des méthodes de contrôle optimal . . . . .	120
2	Applications en aéronautique et transport . . . . .	120
2.1	Contrôle du décollement en aéronautique . . . . .	120
2.2	Contrôle de la turbulence de paroi en aéronautique . . . . .	120
2.3	Transfert d'énergie à travers une couche poroélastique . . . . .	121
2.4	Écoulements particuliers . . . . .	121
3	Applications dans le domaine médical et biologique . . . . .	121
3.1	Aide à la clairance mucociliaire . . . . .	121
3.2	Écoulements pulmonaires . . . . .	121
3.3	Parois ciliées dans un environnement biologique . . . . .	122
3.4	Croissances de cellules . . . . .	122
 <b>Table des figures</b>		<b>123</b>
 <b>Table des algorithmes</b>		<b>127</b>
 <b>Bibliographie</b>		<b>129</b>





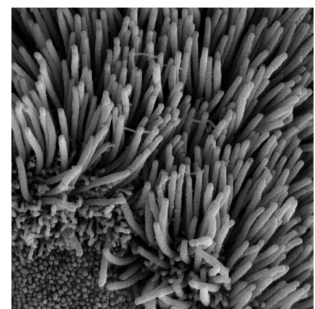
# Introduction

Ce mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches synthétise dix années de recherche en simulation numérique d'écoulements de fluides en interaction avec des structures à géométries complexes ou déformables. Il contient une composante méthodologique forte, qui présente les outils numériques que j'ai développés après mon doctorat. Outre le fait de prendre une coloration résolument numérique, mes travaux de recherche ont, à la suite de ma thèse, pris comme dénominateur commun la méthode des **frontières immergées** (*Immersed Boundary Method*). De manière synthétique, cette méthode permet de faire communiquer le milieu fluide avec le milieu solide, au moyen de forces volumiques définies en chaque point de la frontière discrétisée du solide, et ajoutées aux équations de conservation du fluide afin d'imposer la condition de paroi désirée en chaque point de la frontière. Comme cela sera présenté dans la suite, la méthode permet l'encapsulation de la complexité géométrique, est relativement simple d'implémentation et modulaire dans son concept, ce qui fait qu'elle n'affecte pas les performances intrinsèques des codes fluides (discrétisation des termes non-linéaires, traitement des termes visqueux), et ceci pour un coût numérique marginal (inférieur à la résolution du problème de Poisson par exemple).

Grâce à cette méthode mathématique élégante et performante, j'ai pu réaliser des simulations numériques de problèmes riches en phénomènes physiques de par le couplage entre fluide et structure (auto-adaptation d'une couche élastique à un écoulement, résonance, milieux poreux immergés, battements de couches ciliées, etc.). Toutes les applications présentées dans ce mémoire ont deux caractéristiques communes :

- Elles sont basées sur la modélisation et la simulation de propriétés de parois particulières (rugosités fixes ou dynamiques, poreuses ou pourvues de cils) et l'analyse de leur influence sur un écoulement de fluide.
- Elles ont une composante biologique, c'est-à-dire que les parois sont soit des peaux ou épidermes d'animaux ou humains, soit des revêtements qui en sont inspirés pour des applications technologiques.

L'étude de **parois biologiques ciliées** a pour but de progresser dans la compréhension de certaines pathologies, plus spécifiquement respiratoires au §5. Les maladies concernées sont les maladies pulmonaires chroniques de type Broncho Pneumopathie Chronique Obstructive (BPCO), ou même l'apnée du sommeil (Oktem *et al.*, 2013). Cependant, les dysfonctionnements de cils n'affectent pas uniquement le système respiratoire, comme le montrent de plus en plus les recherches actuelles dans de nombreux domaines de la médecine. En effet, les pathologies d'une grande variété d'organes viscéraux par exemple sont liées au battement de cils, comme le système rénal, le foie, le pancréas, le cerveau, etc. (Davenport et Yoder, 2005).



L'approche scientifique adoptée est aussi très liée au **contrôle d'écoulements**. La manipulation des écoulements de fluide en vue d'améliorer les performances de véhicules évoluant dans des milieux fluides (air/eau) est un sujet d'intérêt majeur et croissant pour la communauté scientifique de mécanique des fluides. Outre des problèmes très stimulants et fondamentaux soulevés par la maîtrise des équations non-linéaires de Navier Stokes, le contrôle des écoulements a un impact économique et écologique réel et conséquent sur notre société (Gad-el-Hak, 2000). Dans ce contexte, il est particulièrement intéressant d'analyser par exemple la nage ou le vol de certains animaux évoluant dans l'espace naturel, afin d'inspirer de nouvelles idées et de les transférer vers des applications technologiques. Sans aucun doute de

---

nombreuses techniques de locomotion efficace se trouvent dans notre environnement naturel, façonnées par la survie des espèces animales au cours de millions d'années jusqu'à un niveau d'adaptation optimal. C'est donc une approche biomimétique qui est adoptée dans ce mémoire, le **biomimétisme** consistant à s'inspirer du vivant pour importer dans les technologies humaines des solutions trouvées dans la nature.



Un exemple caractéristique et éclairant est donné par certaines parties du plumage qu'on trouve sur les ailes d'oiseaux. Leur texture macroscopique résulte d'un enchevêtrement complexe de plumes, barbes et barbules, leur conférant des propriétés poreuses et non-isotropes. Le plumage est donc capable d'orienter les filets d'air qui le traversent dans une direction donnée, mais aussi de se déformer en fonction de l'écoulement d'air environnant, caractéristiques qui ne sont pas sans rappeler les interactions des couches ciliées avec les fluides biologiques. Même si il est difficile de suivre la dynamique du plumage en raison du mouvement rapide de l'animal, il joue vraisemblablement un rôle crucial dans l'aérodynamique des oiseaux, en plus de son rôle de sustentation. En particulier le hérissément de plumes observé sur des clichés et des films d'atterrissage d'oiseaux est un phénomène particulièrement intéressant à comprendre, et qui peut permettre de concevoir des actionneurs innovants de contrôle du décollement, comme on le verra au chapitre 7.

De même, dans ce contexte, plusieurs dispositifs réducteurs de traînée sur des surfaces biologiquement inspirées par les animaux aquatiques ont par exemple montré leur efficacité :

- Les riblets inspirés par la peau des requins, qui permettent de réduire la contrainte de cisaillement par rapport à une surface lisse (Bechert et Bartenwerfer, 1989; Luchini *et al.*, 1991). Ils ont pu être testés avec succès sur des combinaisons de nage sportive (donnant lieu à des records mais interdites depuis) (Krieger, 2004), et sur des avions de ligne (Viswanath, 2002), l'Airbus A320 notamment dans un vol d'essai en 1989 et le F-104G Starfighter en conditions de vol supersonique, avec des réductions de traînée mesurées de plus de 2% pourcents, ce qui très significatif. Cependant, dans la pratique, les contraintes liées à la maintenance des riblets qui s'encrassent, et la nécessité de les remplacer tous les deux ou trois ans décroissent leur intérêt pour des applications aéronautiques à l'échelle industrielle.
- La présence de bosses sur les nageoires de baleine peut nettement retarder le décrochage et améliorer ainsi l'hydrodynamique, les performances et la manœuvrabilité (van Nierop *et al.*, 2008).
- La libération des bulles d'air de la peau d'un pingouin influe également sur la réduction du frottement pariétal (Xu *et al.*, 2002).

En examinant cette liste non-exhaustive de revêtements bioinspirés de peaux ou de pelages d'animaux, il est facile de penser qu'une imitation directe de la nature peut effectivement conduire à des innovations technologiques efficaces. Mais la tâche n'est pas aussi simple qu'on pourrait le supposer et une connaissance approfondie des mécanismes physiques demeure nécessaire pour aboutir à la conception et à la fabrication d'actionneurs efficaces inspirée d'une peau biologique qui est généralement destinée à gérer de multiples fonctions. Par exemple, la présence de mucus sur la peau des poissons peut d'une part protéger contre les parasites et les infections, et d'autre part engendrer une réduction de traînée significative. Ainsi, avec un objectif unique de réduction des forces de traînée, l'imitation directe de la peau des poissons amène à une solution qu'on peut qualifier de sous-optimale, car le mucus remplit aussi de nombreuses autres fonctions biologiques.

Le paradoxe relatif aux surfaces compliantes de la peau des dauphins (appelé paradoxe de Gray) est une bonne illustration de la difficulté qui existe dans l'imitation d'une surface biologique. Il a initialement été supposé que l'impressionnante habileté de nage des dauphins était due au caractère souple et flexible de leur peau, capable de retarder la transition à la turbulence et/ou de maintenir une couche limite laminaire sur la surface du corps du dauphin. De nombreuses études ont été inspirées des observations originales de Gray et Sand (1936), initiées par les théories de Benjamin (1960) et Landahl (1962), et plus tard avec les analyses des perturbations se développant dans les couches limites sur les parois compliantes (Carpenter et Garrad, 1985, 1986). Il est maintenant clair que les premières hypothèses de Gray doivent être reconsidérées, comme mentionné par Fish et Lauder (2006*a*) et comme confirmé par Høpfner *et al.* (2010), car par rapport aux surfaces lisses, la flexibilité de la peau des dauphins peut amplifier transitoirement des perturbations qui sont potentiellement favorables à l'apparition de la turbulence. Fish et Lauder (2006*a*) ont démontré que la réduction de la traînée observée sur les dauphins est fortement liée aux fonctions comportementales motrices de l'animal, elles mêmes principalement liés à ses habitudes respiratoires.

---

Par ailleurs, le phénomène naturel souvent observé les jours de vent à la cime des plantes d'un champ, qui ondulent en fonction de la sollicitation des courants, doit être mentionné dans cette introduction. Ce n'est pas à proprement parler une peau biologique vivante, mais comme on le verra au cours de ce mémoire, ce phénomène possède des caractéristiques communes avec les applications biologiques des chapitres 4, 5, et les revêtements bioinspirés ciliés étudiés au chapitre 7.

Après une introduction, ce mémoire est organisé en quatre parties. La partie I constitue les fondations, regroupant en trois chapitres les apports les plus significatifs de mes travaux en termes de méthodes numériques. La partie II présente ensuite l'étude de parois biologiques avec la nage par propulsion ciliaire au chapitre 4 et le transport du mucus dans les bronches humaines au chapitre 5. La partie III, dédiée à l'amélioration de performances aérodynamiques par des actionneurs bioinspirés, présente ensuite une modification géométrique d'un profil d'aile inspirée d'ailerons de baleine à bosse au chapitre 6, et les actionneurs poroélastiques inspiré du plumage des oiseaux au chapitre 7. La dernière partie du mémoire présente enfin les perspectives ouvertes par ces travaux de recherche.



# Curriculum Vitæ

---

## *État civil et fonctions actuelles*

### **Julien Favier**

Né le 26 septembre 1980 à Marseille

Nationalité Française

Marié, 2 enfants

**Maître de Conférences à Aix-Marseille Université** (section 60) depuis le 1er septembre 2012

Recherche au Laboratoire de Modélisation en Mécanique et Procédés Propres, M2P2 UMR 7340 CNRS

Enseignement à l'UFR Sciences, département Mécanique d'Aix Marseille Université

38 rue F. Joliot-Curie, Centrale Marseille, La Jetée, Technopôle de Château-Gombert, 13451 Marseille

Mail : Julien.Favier@univ-amu.fr

Tel : 04.91.11.85.55 - Fax : 04.91.11.85.02

Site web perso : <http://julienfavier.wordpress.com>

NUMEN : 02S1201622NID

---

## *Diplômes et formation Universitaire*

### **Formation prédoctorale**

- 1998-2000 : **Classes Préparatoires aux Grandes Écoles (PC 3/2)** - Lycée Thiers Marseille
- 2000-2003 : **Ingénieur de l'École Supérieure de Mécanique de Marseille** (intégrée à présent dans Centrale Marseille)
- 2003 : **Master de dynamique des fluides (option Turbulence, Tourbillons et Mélanges)** à l'Université de la Méditerranée, Marseille

### **Doctorat**

*Contrôle d'écoulements : approche expérimentale et modélisation de dimension réduite*

Thèse préparée du 01/10/2003 au 30/09/2006 à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT - UMR5502) et soutenue publiquement le 12 mars 2007 devant le jury composé de :

Jean Paul BONNET	Examineur	Directeur de Recherche CNRS, LEA, Poitiers
Alessandro BOTTARO	Directeur de thèse	Professeur à l'Université de Gênes, Italie
Laurent CORDIER	Examineur	Chargé de Recherche CNRS, LEA, Poitiers
Angelo IOLLO	Rapporteur	Professeur à l'Université de Bordeaux
Laurent JACQUIN	Rapporteur	Directeur de Recherche ONERA, Meudon
Azeddine KOURTA	Directeur de thèse	Chargé de Recherche CNRS, IMFT, Toulouse
Jacques MAGNAUDET	Président	Directeur de Recherche CNRS, IMFT, Toulouse
Patrick LE QUÉRÉ	Examineur	Directeur de Recherche CNRS, LIMSI, Orsay

## Formation postdoctorale

- Du 01/10/2006 au 30/09/2008 : **Post-doctorat à l'Université de Gênes** sur une bourse Marie-Curie (Italie). **Deux ans.**
- Du 01/10/2008 au 31/12/2008 : Activités de **Consulting** avec la société SCP (pour Ansaldo Energia). **Trois mois.**
- Du 02/01/2009 au 27/09/2009 : «**Assegno di ricerca**» (**ATER italien**) à l'Université de Gênes. **Neuf Mois.**
- Du 28/09/2009 au 01/08/2012 : **Chercheur au CIEMAT Madrid** (équivalent ONERA en Espagne). **2 ans et 10 mois.**
- Depuis le 01/09/2012 : Maître de conférences à Aix Marseille Université.

	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	
2003													
2004													
2005	<b>ALLOCATAIRE DE RECHERCHE + MONITORAT</b>												
2006													
2007	<b>POSTDOC MARIE CURIE FLUBIO 1</b>												
2008	<b>POSTDOC MARIE CURIE FLUBIO 2</b>									<b>SCP1</b>	<b>SCP2</b>		
2009	<b>ATER ITALIEN</b>												
2010													
2011	<b>CHERCHEUR AU CIEMAT</b>												
2012									<b>MCF AMU</b>				

## Expériences annexes

- 2012** - **Série de cours** (1 semaine, 4H par jour) donnée à l'**Université de Manchester**, au Manchester Institute of Biotechnology (MIB) sur des techniques numériques de couplage fluide-structure au moyen de méthodes de frontières immergées (*Immersed Boundary*) et Lattice Boltzmann. *Contact* : Xue Feng Yuan.
- 2010** - Séjour durant l'été à **Queens University, Kingston, Canada**. Utilisation de l'*immersed boundary* en conditions d'écoulement turbulent et couplage avec des modèles LES. *Contact* : Ugo Piomelli.
- 2007-2008** - **Marie-Curie «Fellow»** Participation au programme Européen Marie-Curie, formations à la présentation scientifique et aux publications. *Contact* : Alessandro Bottaro.
- 2003-2006** - **Monitorat à l'ENSEEIH**T (école d'Ingénieurs, Toulouse) - Activités d'enseignements pendant les trois années : Mécanique des fluides, systèmes non-linéaires, Matlab, mesures en soufflerie. *Contact* : Olivier Thual.
- 2004** - Participation à un **workshop européen de trois mois** sur le contrôle du décollement au **LEA, Poitiers** (EFFC1) - Expériences d'aérodynamique, développement d'actionneurs de contrôle, multiples collaborations avec des chercheurs internationaux. *Contact* : Jean-Paul Bonnet.
- 2003** - **Stage de DEA à l'ONERA, DMAE, Toulouse**. « Étude du décrochage dynamique » - Traitement du signal, analyse physique et études expérimentales. *Encadrement* : Robert Houdeville.
- 2002** - **Stage d'été à l' Université de Maryland, Washington, USA** (Department of Aerospace Engineering). « Vortex dynamics in the wake of a helicopter rotor blade ». Post-traitement de données expérimentales (fils chauds, PIV). *Encadrement* : J. Gordon Leishman.

---

## *Responsabilités et coordination de projets*

- **Coordinateur du projet Européen FP7 PELskin** de juin 2013 à novembre 2015. **Budget total : 600 000€**, avec 157 000€ pour AMU. Élaboration, montage, coordination du projet, et participation active en tant que chercheur principal pour AMU. Il porte sur le contrôle du décollement au moyen de couches poroélastiques inspirées du plumage des oiseaux, comporte cinq universités partenaires (Manchester, City London, Freiberg, Gênes et Marseille) et AMU/Protisvalor a le rôle de coordination. Un comité d'observateurs industriels est également associé au projet : Airbus, STAE, Piaggio Aero, Filk et British Aerospace. Le projet fait partie de la catégorie «breakthrough and emerging technologies» du programme cadre Européen (FP7 et maintenant H2020), et il a reçu un excellent retour de la part de la communauté (recherche et industriels aéronautiques), notamment sur son caractère ambitieux et novateur par rapport aux technologies de contrôle existantes.
- **Coordinateur du projet MUCIL financé par l'Institut Carnot Star** dans le cadre des projets de ressource scientifique, de février 2013 à février 2015. **Budget total : 53 000€**, dont 46 000€ apportés par le Carnot (salaire d'un postdoc) et 6 000€ apportés par la PME Physio-Assist. Ce projet a permis le développement d'un code nouveau par rapport à la littérature, permettant la simulation du battement ciliaire en milieu multiphasique.
- **Coordinateur du projet PEPS financé par l'INSIS**. Juin 2014. **Budget total : 15000€**. «Écoulement du mucus bronchique dans les voies respiratoires humaines : mesure et modélisation de l'interaction mucus-cils». Collaboration entre le M2P2 (Favier, Poncet, D'Ortona, Li) et l'INSERM (Laboratoire d'Adhésion et d'Inflammation). Plusieurs réunions ont été organisées à l'INSERM et des commandes de matériels expérimentaux (à hauteur de 6 000€) ont été effectuées pour être utilisés dans les locaux de l'INSERM (milieu de culture de cellules ciliées).
- **Coresponsable de l'équipe ITC du laboratoire M2P2**. Depuis juillet 2015, j'anime avec Eric Serre l'équipe de recherche ITC (Instabilités Turbulences et Contrôle) du M2P2, composée de 15 chercheurs CNRS et enseignants-chercheurs AMU.
- **Chargé de mission Europe en 2013-2014** auprès de la fédération de mécanique Fabri de Peiresec regroupant 4 laboratoires de Marseille (IRPHE, LMA, IUSTI et M2P2). Communication d'informations, aide et conseils pour la soumission et la rédaction de projets Européens dans le cadre de l'appel H2020.
- L'activité scientifique et les projets de recherche ont donné lieu à un certain nombre de collaborations scientifiques (passées ou actuelles) qui sont entretenues avec différents partenaires scientifiques de plusieurs universités parmi lesquels on peut citer Gênes, Manchester, Londres, Madrid, Freiberg, Kingston (Ontario, CA), Sherbrooke (Québec, CA).

---

## *Encadrements scientifiques*

### **Postdoctorats (2)**

- Encadrement d'un chercheur postdoctoral sur le projet MUCIL : Zhe Li, de février 2014 à février 2015 (précédemment à Centrale Lyon et thèse au LMFA). Couplage des méthodes Lattice Boltzmann et Immersed Boundary pour la simulation numérique de fluides multiphasiques dans le cadre du projet MUCIL. Zhe est à présent Maître de conférences à Centrale Nantes, dans le laboratoire LHEEA.
- Encadrement d'un chercheur postdoctoral dans le cadre du projet FP7 PELskin : Cuicui Li recrutée en mars 2014 (précédemment à Centrale Lille) en remplacement de l'ancien postdoc du projet Flavien Billard, qui a obtenu un poste à Dassault Aviation (équipe simulation R&D). Activités dans le cadre du couplage de la méthode d'Immersed Boundary dans le code OpenFoam. Fin du postdoc en novembre 2015.

---

## Thèses (4)

- Codirection avec Pierre Sagaut (HDR) de la thèse de Marianna Pepona (précédemment en Master à l'Imperial College, Londres), qui a débuté le 01/10/2013 portant sur le «Contrôle d'écoulements au moyen de couches poroélastiques». Soutenance prévue en novembre 2016. Thèse financée par une bourse du ministère (ED353).
- Codirection avec Isabelle Seyssiecq (MCF M2P2, département GP) et Sébastien Poncet (HDR) de la thèse de Olivier Lafforgue (précédemment à l'INSA Lyon), qui a débuté le 01/05/2015 et qui porte sur la «caractérisation rhéologique et le transport du mucus bronchique par un appareil d'aide à la clairance mucociliaire». Soutenance prévue en mai 2018. Thèse CIFRE avec la PME Physio-Assist.
- Codirection avec Pierre Sagaut (HDR) et Sébastien Poncet (HDR) de la thèse de Sylvain Chateau (précédemment Polytech Marseille), qui a débuté le 01/09/2015 portant sur la «modélisation et l'analyse physique du transport de fluides biologiques par battements ciliaires». Soutenance prévue en octobre 2018. Thèse financée par un Discovery Grant de l'Université de Sherbrooke (Canada) en cotutelle avec Aix Marseille Université.
- Codirection avec Eric Serre (HDR) et Philippe Méliga de la thèse d'Eddy Constant, qui a débuté le 01/09/2014 portant sur l'«extraction d'énergie de systèmes couplés fluide/structure». Soutenance prévue en octobre 2018. Thèse financée par la DGA.

## Stages de Master M2 (1)

- Encadrement de Jean Mercat (étudiant MATMECA Bordeaux), de mars à août 2015, sur l'«étude de la génération d'ondes métachronales par des couches de cils battants». Application à l'étude de la propulsion ciliaire.

## Stages niveau M1 (4)

- Encadrement de Mario Antonio Cerda Toro (stagiaire de 2ème année Centrale) en juin-juillet 2013 sur la simulation d'objets en mouvement dans un fluide instationnaire au moyen de la méthode Lattice Boltzmann et Immersed Boundary (utilisation du code PALABOS); application à une configuration d'hydrolienne type roue à aubes.
- Encadrement de Jeremy Legraverend (stagiaire de 2ème année Centrale) en juillet-août 2014 sur la simulation de plasmas de fusion avec la méthode Lattice Boltzmann. Interactions avec le CEA Cadarache (Philippe Gendrih, Guido Ciraolo) sur une méthode nouvelle et prometteuse pour la communauté plasma/fusion.
- Encadrement en 2015 et 2016 de plusieurs étudiants du Master Mécanique Physique et Ingénierie (voie R&D) sur des sujets liés aux travaux de mes étudiants de thèse (stages de 6 semaines).

## Jury de thèse (1)

- Thèse de Shang-Gui CAI intitulée «Computational fluid-structure interaction with the moving immersed boundary method» et soutenue le 30 mai 2016 à l'Université de Technologie de Compiègne.

---

## *Rayonnement scientifique*

- Professeur associé de l'Université de Sherbrooke, au département de Génie Mécanique, du 1er juillet 2015 au 30 juin 2018.
- Comité d'organisation du workshop «Complex Problems over High Performance Computing Architectures» (CPHPCA) (Porto 2015 et Barcelone 2016).
- Chairman de la session «Lattice Boltzmann» à l'American Physical Society (APS) - Division of Fluid Dynamics, Boston, novembre 2015.
- Chairman de la session «Control of Unsteady Separated Flows» au congrès Ercoftac «Unsteady separation in Fluid-structure interaction», Mykonos, juin 2013.



- 
- Cours (4 fois 3H) donné au Manchester Institute of Biotechnology (MIB) sur la simulation numérique de problèmes couplés fluide-structure au moyen de méthodes de frontières immergées et Lattice Boltzmann (mai 2012).
  - Cours de 1H donné au Workshop Ercoftac «LBM for Industrial Applications» sur le couplage entre les méthodes Lattice Boltzmann et frontières immergées à l'ONERA Châtillon, Paris (13-14 Juin 2016).
  - Nombreuses publications dans la presse internationale rédigées par des journalistes de vulgarisation scientifique sur le concept de contrôle du décollement par un actionneur inspiré du plumage d'oiseaux (New Scientist (UK), Conservations Magazine (USA), Le Scienze (Italie), Times of India, etc.) Une liste plus détaillée de ces publications est tenue à jour par Alessandro Bottaro sur son site web <http://www.dicat.unige.it/bottaro/research.html> sous la rubrique «Media Coverage».
  - Activités de review pour Journal of Computational Physics, Computers and Fluids, (fréquence : 1 à 2 par mois) Journal of Fluids and Structures, Journal of Fluid Mechanics (3 à 4 par an) Meccanica, International Journal of Heat and Mass transfer, Journal of Micromechanics and Microengineering (1 par an).
  - Expert pour les dossiers ANR, CIFRE, DGA, H2020.

---

### ***Activités d'enseignements***

J'enseigne depuis septembre 2012 à Aix Marseille Université. Mes enseignements ont porté sur les mathématiques de base (limites, continuité, dérivabilité, développements limités, dérivées partielles, etc.), les méthodes numériques et la mécanique. J'ai entièrement écrit le polycopié de calcul scientifique du M1 Mécanique, Physique et Ingénierie - Voie R&D, ainsi que les TD associés et les TP qui ont consisté en une mise en pratique sur Matlab des méthodes de résolution. Le cours de calcul scientifique est disponible en ligne sur AMeTICE, et il est rendu disponible aux étudiants progressivement chaque année au fil de l'avancement du cours. J'ai aussi monté le cours de mécanique du vivant de L1 biologie, et les TD de méthodes numériques en mécanique des fluides en M1.

Mon service d'enseignement durant ces 4 années a été réparti sur 4 sites : Château-Gombert, Aix-Montperrin, Campus de Saint Jérôme et IUT Saint Jérôme :

#### **Calcul scientifique - M1 Mécanique, Physique et Ingénierie - Voie R&D**

18H CM et 18H TD - Unimeca (SMPAU7G) -  $\simeq$  25 étudiants

Différences finies, nature mathématique des systèmes d'EDP, stabilité, consistance, erreur, diffusion et dispersion des schémas numériques.

2 ans : 2014-2015 et 2015-2016

#### **Méthodes numériques en mécanique des fluides - M1 Mécanique, Physique et Ingénierie - Voie R&D**

15H TD - Unimeca (SMPBU6G) -  $\simeq$  10 étudiants

Systèmes hyperboliques, lois de conservation, équations d'Euler, méthode des volumes finis, problèmes de Riemann, schémas de Godunov et de Roe.

2 ans : 2014-2015 et 2015-2016

#### **Mathématiques (Analyse réelle) - Parcours des Écoles d'Ingénieurs Polytech 1ère année**

30H CM et 30H TD - Faculté de Saint Jérôme -  $\simeq$  170 étudiants

Suites, limites, continuité, dérivabilité, Développements limités.

3 ans : 2013-2014, 2014-2015 et 2015-2016

---

## **Mécanique du point - Licence SPI 1ère année**

14H TD - Aix Montperrin (SPI12CA) -  $\simeq$  25 étudiants

Principe Fondamental de la Dynamique, oscillateurs, Théorème de l'Energie Cinétique.

2 ans : 2012-2013 et 2013-2014

## **Travaux expérimentaux - Licence SPI 1ère année**

27H TP - Aix Montperrin (SPI15BA) -  $\simeq$  25 étudiants

Mouvements uniformément accélérés, pendule élastique, et pendule pesant.

2 ans : 2012-2013 et 2013-2014

## **Elasticité, calcul des structures et vibrations - Master Mécanique 1ère année**

40H TP - Unimeca Château-Gombert (SMPAU2G) -  $\simeq$  40 étudiants

Écriture d'un code éléments finis en Scilab permettant de résoudre un problème classique d'élasticité (traction) et de faire la visualisation des contraintes et déformations en 2D.

2 ans : 2012-2013 et 2013-2014

## **Informatique - Génie Thermique et Environnement 1ère année**

32H TP - IUT Saint Jérôme -  $\simeq$  40 étudiants

Les séances de TP sur ordinateur ont consisté en l'utilisation de Visual Basic pour aborder les bases de la programmation à travers une série d'exercices d'applications reliant Excel et VBA.

1 an : 2012-2013

## **Mécanique du vivant - Licence Biologie 1ère année**

10H CM - Faculté Saint Jérôme -  $\simeq$  10 étudiants

Un cours sur le biomimétisme a été donné dans l'UE libre Mécanique du vivant. L'accent a été mis sur les principes physiques et les liens entre l'aéronautique et la biologie. Des exemples de technologies aéronautiques inspirées des peaux et pelages d'animaux ont été présentées.

1 an : 2013-2014

# Publications

## Synthèse (au 22 juillet 2016)

- ▷ h-index : 10 (selon Scholar Google) et 7 (selon Web of Science)
- ▷ Nombre total de citations : 416 (sur Scholar Google)
- ▷ Articles de revues : 17
- ▷ Articles soumis : 5
- ▷ Brevet : 1
- ▷ Chapitres de livres : 2
- ▷ Papiers de conférences internationales : 34
- ▷ Séminaires : 15
- ▷ Mémoires : 2
- ▷ Rapports : 4  
(preprints des articles disponibles en libre accès sur HAL)

## Articles de revues

17. A COUPLED IMMERSSED BOUNDARY - LATTICE BOLTZMANN METHOD FOR INCOMPRESSIBLE FLOWS THROUGH POROUS MEDIA. Pepona M. & Favier J. *Journal of Computational Physics*, Vol. 321, pp. 1170–1184, 2016.
16. AN IMMERSSED BOUNDARY-LATTICE BOLTZMANN METHOD FOR SINGLE- AND MULTI-COMPONENT FLUID FLOWS. Li Z., Favier J., D’Ortona U., & Poncet, S. *Journal of Computational Physics*, Vol. 304, pp. 424-440, 2016.
15. ACCELERATING FLUID-SOLID SIMULATIONS (LATTICE-BOLTZMANN & IMMERSSED-BOUNDARY) ON HETEROGENEOUS ARCHITECTURES. Valero-Lara P., Igual F. D., Prieto-Matias M., Pinelli A. & Favier J. *Journal of Computational Science*, Vol. 10, pp. 249-261, 2015.
14. NUMERICAL STUDY OF FLAPPING FILAMENTS IN A UNIFORM FLUID FLOW. Favier, J., Revell, A. & Pinelli, A. *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 53, pp. 26-35, 2015.
13. FLOW OVER A WING WITH LEADING-EDGE UNDULATIONS. Skillen A., Revell A., Pinelli A., Piomelli U. & Favier J. *AIAA Journal*, Vol. 53, No. 2, pp. 464-472, 2015.
12. RADIAL BASIS FUNCTION (RBF)-BASED INTERPOLATION AND SPREADING FOR THE IMMERSSED BOUNDARY METHOD. Toja-Silva, F., Favier, J., & Pinelli, A. *Computers and Fluids*, Vol. 105, pp. 66-75, 2014.
11. A LATTICE BOLTZMANN-IMMERSSED BOUNDARY METHOD TO SIMULATE THE FLUID INTERACTION WITH MOVING AND SLENDER FLEXIBLE OBJECTS. Favier, J., Revell, A. & Pinelli, A. *Journal of Computational Physics*, Vol. 261, pp. 145–161, 2014.

- 
10. CONTROL OF THE SEPARATED FLOW AROUND AN AIRFOIL USING A WAVY LEADING EDGE INSPIRED BY HUMPBACK WHALE FLIPPERS. Favier, J., Pinelli, A. & Piomelli, U. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Mécanique*, Vol. 340 (1-2), pp. 107–114, 2012.
  9. IMMERSSED-BOUNDARY METHODS FOR GENERAL FINITE-DIFFERENCE AND FINITE-VOLUME NAVIER-STOKES SOLVERS. Pinelli, A., Naqavi, I.Z., Piomelli, U. & Favier, J. *Journal of Computational Physics*, Vol. 229 (24), pp. 9073-9091, 2010.
  8. CALIBRATION OF POD REDUCED-ORDER MODELS BY TIKHONOV REGULARIZATION. Cordier, L., Abou El Majd, B. & Favier, J. *International Journal of Numerical Methods in Fluids*, Vol. 63 (2), pp. 269-296, 2010.
  7. MECHANISMS OF NON-MODAL ENERGY GROWTH IN A CHANNEL FLOW BETWEEN COMPLIANT WALLS. Hoepfner, J., Bottaro, A. & Favier, J. *Journal of Fluids Mechanics*, Vol. 642, pp. 489-507, 2010.
  6. PASSIVE SEPARATION CONTROL USING A SELF-ADAPTATIVE HAIRY COATING. Favier, J., Dauplain, A. & Bottaro, A. *Journal of Fluids Mechanics*, Vol. 642, pp. 489-507, 2009.
  5. SULLA SCIA DI ICARO. Bottaro, A., Favier, J., Guerrero, J., Venkataraman, D. & Wedin, H. *Sapere*, Vol. 5, pp. 2-13, 2009.
  4. HYDRODYNAMICS OF CILIARY PROPULSION. Dauplain, A., Favier, J. & Bottaro, A. *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 24, pp. 1156–1165, 2008.
  3. SUR L'OPTIMISATION D'ACTIONNEURS POUR LE CONTRÔLE D'ÉCOULEMENTS. Favier, J., Cordier, L. & Kourta, A. *Mécanique & Industries*, Vol. 8, No. 3, pp. 259–266, 2007.
  2. EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS ON FLUIDIC CONTROL OVER AN AIRFOIL. Bourgois, S., Tensi, J. & Sommier, E. & Favier, J. *Journal of Flow Visualization & Image Processing*, Vol. 13, pp. 265–286, 2006.
  1. ÉTUDE DU CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT SUR UN PROFIL D'AILE PAR MESURES PIV ET ANALYSE POD. Favier, J. & Kourta, A. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Mécanique*, Vol. 334, pp. 272–278, 2006.

### Articles soumis

5. A COMPARATIVE STUDY OF METACHRONAL WAVES IN 3D CILIA ARRAYS IMMERSSED IN A TWO-PHASE FLOW Chateau, S., Favier, J., D'Ortona, U. & Poncet, S. *Submitted to Journal of Fluid Mechanics*, 2016.
4. PELSKIN PROJECT - PART I - FLUID-STRUCTURE INTERACTION IN A ROW OF FLEXIBLE FLAPS : A REFERENCE STUDY IN OSCILLATING CHANNEL FLOW Li, C., Favier, J., Kamps, L., Revell, A., O'Connor, J. Brücker, C. *Submitted to Meccanica*, 2016.
3. PELSKIN PROJECT - PART II - INVESTIGATING THE PHYSICAL COUPLING BETWEEN FLEXIBLE FILAMENTS IN AN OSCILLATING FLOW Revell, A., O'Connor, J., Sarkar, A., Li C., Favier J., Kamps, L. & Brücker, C. *Submitted to Meccanica*, 2016.
2. IMPLEMENTATION OF AN EFFICIENT DISCRETE IMMERSSED BOUNDARY METHOD USING OPENFOAM. Constant, E., Li, C., Favier, J., Meldi M., Meliga, P. & Serre, E. *Submitted to Computers and Fluids*, 2016.
1. A STRONG COUPLING OF FINITE ELEMENT AND LATTICE BOLTZMANN METHODS VIA AN IMMERSSED BOUNDARY SCHEME FOR FLUID-STRUCTURE INTERACTION. Li Z. & Favier J. *Submitted to Journal of Fluids and Structures*, 2016.

---

## Brevet

1. METODO PER RIDURRE LA RESISTENZA AL MOTO DI CORPI IN UN FLUIDO, RIVESTIMENTO PER LA SUA ATTUAZIONE E VEICOLO COMPRENDE TALE RIVESTIMENTO. Brevet italien. (Méthode pour réduire la résistance à l'avancement d'un corps/véhicule dans un fluide, présentant un revêtement particulier poreux et déformable.) Co-inventeurs : Bottaro, A., Dauplain, A, Favier, J. (Université de Gênes, Italie). Numéro IT2009GE00093. 30 novembre 2009.

## Chapitres de livres

2. IMPROVED IMPLICIT IMMERSED BOUNDARY METHOD VIA OPERATOR SPLITTING. Cai, S-G., Ouahsine, A., Favier, J. & Hoarau, Y. *Computational Methods for Solids and Fluids. Multiscale Analysis, Probability Aspects and Model Reduction*, Computational Methods in Applied Sciences, Vol. 41, pp. 49-66, Springer, 2016.
1. FLUID STRUCTURE INTERACTION OF MULTIPLE FLAPPING FILAMENTS USING LATTICE BOLTZMANN AND IMMERSED BOUNDARY METHODS. Favier, J., Revell, A. & Pinelli, A. *Advances in Fluid-Structure Interaction*, Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, Vol. 133, pp. 167-178, Springer, 2016.

## Conférences internationales

34. A SYNCHRONOUS COUPLING OF FINITE ELEMENT AND LATTICE BOLTZMANN METHODS VIA AN IMMERSED BOUNDARY SCHEME FOR FLUID-STRUCTURE INTERACTION PROBLEMS. Li, Z. & Favier J. *24th International Conference on Discrete Simulation of Fluid Dynamics, Shenzhen, China, July 4-8, 2016*.
33. EMERGENCE OF METACHRONAL WAVES IN CILIA ARRAYS : A HYDRODYNAMIC MECHANISM. Chateau, S., Mercat, J., Poncet, S., Favier, J. & D'Ortona U. *24th International Congress of Theoretical and Applied Mechanics (ICTAM 2016), Montreal, Canada, 21-26 August 2016*.
32. RHEOLOGICAL CHARACTERIZATION OF MACROMOLECULAR COLLOIDAL GELS AS SIMULANT OF BRONCHIAL MUCUS. Lafforgue, O., Poncet, S., Seyssiecq, I. & Favier J. *32nd International Conference of the Polymer Processing Society (PPS-32), Lyon, France, July 25-29, 2016*.
31. FLOW CONTROL USING MOVING / DEFORMING POROUS MEDIA. Pepona, M. & Favier, J. *13th International Conference for Mesoscopic Methods in Engineering and Science (ICMMES 2016), Hamburg, Germany, July 22-28, 2016*.
30. SIMULATION OF IMMERSED MOVING POROUS BODIES USING A COUPLED IMMERSED BOUNDARY - LATTICE BOLTZMANN METHOD. APPLICATION TO THE CONTROL OF FLOW SEPARATION AROUND BLUFF BODIES. Pepona, M. & Favier J. *APS 68th annual DFD Meeting, Boston, USA, November 22-24, 2015*.
29. NUMERICAL STUDY OF THE GENERATION OF METACHRONAL WAVES IN LAYERS OF BEATING CILIA USING A LATTICE BOLTZMANN METHOD. APPLICATION TO THE GENERATION OF FLUID MOTION AT THE CELL SCALE. Mercat, J., Li, Z., Favier, J., D'Ortona, U. & Poncet S. *APS 68th annual DFD Meeting, Boston, USA, November 22-24, 2015*.
28. AN IMMERSED BOUNDARY - LATTICE BOLTZMANN METHOD FOR INCOMPRESSIBLE FLOWS THROUGH MOVING POROUS MEDIA. Pepona, M. & Favier, J. *24th International Conference on Discrete Simulation of Fluid Dynamics, Edinburgh, UK, July 13-17, 2015*.
27. AN IMMERSED BOUNDARY METHOD FOR THE SIMULATION OF FLUID-STRUCTURE INTERACTIONS IN OPEN-FOAM. Constant, E., Li, C., Favier, J., Meliga, P., Serre, E. & Meldi, M. *HELIX 2015. Fluid-Structure Interactions and Vortex Dynamics in Aerodynamics, Porquerolles, France, June 29 - July 4, 2015*.

- 
26. TRAVELLING WAVE CHARACTERISTICS ALONG FLEXIBLE FLAPS IN OSCILLATING FLOWS. Bruecker, C., Kamps, L. & Favier, J. *Fluid & Elasticity, Biarritz, France, June 22-24, 2015.*
  25. IMMERSED BOUNDARY METHOD FOR THE SIMULATION OF LID-DRIVEN CAVITY FLOW WITH AN EMBEDDED CYLINDER. Cai, S.-G., Ouahsine, A., Favier, J., Hoarau, Y. & Smaoui, H. *VI International Conference on Computational Methods for Coupled Problems in Science and Engineering, Venice, Italy, May 18-20, 2015*
  24. AN IMMERSED BOUNDARY METHOD FOR IMPOSING SOLID WALL CONDITION IN LATTICE BOLTZMANN MODEL FOR SINGLE- AND MULTI-COMPONENT FLUID FLOWS. Li, Z., Favier, J., D'Ortona, U. & Poncet S. *APS 67th annual DFD Meeting, San Francisco, USA, November 23-25, 2014.*
  23. AN EFFICIENT IMPLICIT DIRECT FORCING IMMERSED BOUNDARY METHOD FOR INCOMPRESSIBLE FLOWS. Cai, S.-G., Ouahsine, A., Smaoui, H., Favier, J. & Hoarau, Y. *3rd International Conference on Mathematical Modeling in Physical Sciences (IC-MSQUARE 2014), Madrid, Spain, 28-31 August 2014.*
  22. COUPLING LATTICE BOLTZMANN AND IMMERSED BOUNDARY METHODS FOR FLUID-STRUCTURE INTERACTIONS INVOLVING FLEXIBLE SLENDER GEOMETRIES. Favier, J. *23rd International Conference on Discrete Simulation of Fluid Dynamics at Ecole Normale Supérieure, Paris, France July 28- August 1, 2014.*
  21. FAST FLUID-STRUCTURE INTERACTION USING LATTICE BOLTZMANN AND IMMERSED BOUNDARY METHODS. Mawson, M., Valero-Lara, P., Favier, J., Pinelli A. & Revell, A. *GPU technology conference (GTC) 2013, San Jose, California, USA, March, 18-21, 2013.*
  20. INVESTIGATION OF WING STALL DELAY EFFECT DUE TO AN UNDULATING LEADING EDGE : AN LES STUDY. Skillen, A., Revell, A., Favier, J., Pinelli A. & Piomelli, U. *8th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-8), Poitiers, France, August 28-30, 2013.*
  19. INVESTIGATION OF WING STALL DELAY EFFECT DUE TO AN UNDULATING LEADING EDGE : COMBINED LES AND RANS STUDY. Skillen, A., Revell, A., Favier, J., Pinelli, A. & Piomelli, U. *International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-8), Poitiers, France, August 28-30, 2013.*
  18. FLUID STRUCTURE INTERACTION OF MULTIPLE FLAPPING FILAMENTS USING LATTICE BOLTZMANN AND IMMERSED BOUNDARY METHODS. Favier, J., Revell A. & Pinelli, A. *ERCOTAC international symposium on Unsteady separation in fluid-structure interaction, Mykonos, Greece, June 17-21, 2013.*
  17. DRAG REDUCTION ON A CYLINDER WITH A LAYER OF FLEXIBLE FILAMENTS USING A LATTICE BOLTZMANN SOLVER. Revell A., Favier, J. & Pinelli, A. *ERCOTAC international symposium on Unsteady separation in fluid-structure interaction. Mykonos, Greece, June 17-21, 2013.*
  16. AN LES STUDY OF THE FLOW PHYSICS OF AN UNDULATING LEADING-EDGED WING. Skillen, A., Revell, A., Favier, J., Pinelli A. & Piomelli, U. *ERCOTAC international symposium on Unsteady separation in fluid-structure interaction. Mykonos, Greece, June 17-21, 2013.*
  15. BLOCK TRIDIAGONAL SOLVERS ON HETEROGENEOUS ARCHITECTURES. Valero Lara, P., Pinelli, A. Favier, J. & Prieto-Matias, M. *ISPA 2012 International Workshop on Heterogeneous Architectures and Computing, Madrid, Spain, 10-13 July 2012.*
  14. A FAST LAGRANGIAN TRACKING METHOD CAPTURING FINITE-SIZE EFFECTS. Wu, M., Favier, J. & Pinelli, A. *64th Annual Meeting of the APS Division of Fluid Dynamics, Baltimore, Maryland, USA, November 20-22, 2011.*
  13. A QUANTITATIVE COMPARISON BETWEEN A LOW ORDER MODEL AND A 3D FEM CODE FOR THE STUDY OF THERMOACOUSTIC COMBUSTION INSTABILITIES. Campa G., Camporeale S.M., Gaus A., Favier J.,

- 
- Bargiacchi M., Bottaro A., Cosatto E. & Mori G. *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2011*, Vancouver, Canada, June 6-10, 2011.
12. FLOW CONTROL USING HAIRY SURFACES. Favier, J., Dauplain, A. & Bottaro, A. *7th Euromech Fluid Mechanics Conference, Manchester, United Kingdom, September 14-18, 2008*.
  11. FLUID STRUCTURE INTERACTION OF HAIRY SURFACES. Favier, J., Dauplain, A. & Bottaro, A. *Eccomas 2008, Modern Approaches for Fluid-structure Interaction Problems on Lightweight Structures, Venice, Italy, 30-4 July, 2008*.
  10. ON THE HYDRODYNAMICS OF CILIARY WALLS. Favier, J., Dauplain, A. & Bottaro, A. *Proceedings of the 7th Asian Computational Fluid Dynamics Conference, Bangalore, India, 26-30 novembre, 2007*.
  9. CALIBRATION DE MODÈLES RÉDUITS POD POUR LE CONTRÔLE D'ÉCOULEMENTS DÉCOLLÉS. Favier, J., Cordier, L. & Kourta, A. *Actes du 18ème Congrès Français de Mécanique, Grenoble, France, 27-31 août 2007*.
  8. HYDRODYNAMICS OF BEATING CILIA. Dauplain, A., Favier, J. & Bottaro, A. *Proceedings of the IUTAM Symposium on Unsteady Separated flows and their control, Springer, Corfu, Greece, 18-22 juin, 2007*.
  7. ACCURATE POD REDUCED-ORDER MODELS OF MASSIVELY SEPARATED FLOWS. Favier, J., Kourta, A. & Cordier, L. *Proceedings of the IUTAM Symposium on Unsteady Separated flows and their control, Springer, Corfu, Greece, 18-22 juin, 2007*.
  6. CONTROL OF FLOW SEPARATION ON A WING PROFILE USING PIV MEASUREMENTS AND POD ANALYSIS. Favier, J., Kourta, A. & Leplat, G. *Proceedings of the IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS, Springer, Imperial College, London, United Kingdom, September 19-22, 2006*.
  5. CALIBRATED POD REDUCED-ORDER MODELS OF MASSIVELY SEPARATED FLOWS IN THE PERSPECTIVE OF THEIR CONTROL. Favier, J., Cordier, L., Kourta, A. & Iollo, A. *Proceedings of the 2006 ASME Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting, Miami, Floride, USA, July 17-20, 2006*.
  4. VALIDATION EN SOUFFLERIE DE TECHNIQUES DE CONTRÔLE FLUIDIQUES AUTOUR D'UN PROFIL D'AILE À DÉCOLLEMENT DE BORD D'ATTAQUE. Bourgois, S., Tensi, J., Sommier, E., Favier, J., Kourta, A., Bonnet, J.P., Alvi, F.S. & Siau, W.L. *Actes du colloque GDR Contrôle des décollements, Paris, France, 20 novembre 2005*.
  3. EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS ON FLUIDIC CONTROL OVER AN AIRFOIL. Bourgois, S., Favier, J., Tensi, J. & Sommier, E. *Proceedings of the 5th Pacific Symposium on Flow Visualisation and Image Processing, PCTFE Great Barrier Reef, Australia, September, 27-29, 2005*.
  2. CONTRÔLE FLUIDIQUE DU DÉCOLLEMENT SUR UN PROFIL D'AILE. Favier, J., Bourgois, S., Sommier, E., Tensi, J. & Kourta, A. *Actes du 17ème Congrès Français de Mécanique, Troyes, France, 29 août - 2 Septembre, 2005*.
  1. ÉTUDE DU CONTRÔLE DES DÉCOLLEMENTS DE COUCHE LIMITE PAR ASPIRATION ET SOUFFLAGE. Bourgois, S., Favier, J., Sommier, E., Tensi, J. & Alvi, F.S. *Actes du colloque FLUVISU11, Lyon, France, 7-9 juin 2005*.

---

## Séminaires

15. RESPIRATORY FLOWS OVER CILIATED SURFACES. *City University London, Mini-Symposium on smooth and non-smooth surfaces, 9 Mai 2016, Londres, UK.*
14. REVÊTEMENTS BIO-INSPIRÉS IMMERGÉS. *Journée Recherche Biomimétisme et bio-inspiration, 1er avril 2016, IMéRA, Marseille, France.*
13. DE L'ÉQUATION DE BOLTZMANN À LA MÉTHODE LATTICE BOLTZMANN. APPLICATIONS AUX PROBLÉMATIQUES DE PLASMAS ET FUSION - *21 juillet 2014, CEA Cadarache, France.*
12. FLUID STRUCTURE INTERACTION BY COUPLING LATTICE BOLTZMANN AND IMMERSED BOUNDARY. *Séminaire invité, Laboratoire Roberval - 14 avril 2014, Compiègne, France.*
11. OUTILS POUR LA SIMULATION NUMÉRIQUE D'INTERACTIONS FLUIDE-STRUCTURE. APPLICATIONS AU CONTRÔLE D'ÉCOULEMENTS. *M2P2 - 11 décembre 2012, Marseille, France.*
10. NOVEL TOOLS BASED ON IMMERSED BOUNDARY METHOD FOR THE SIMULATION OF FLUID-STRUCTURE INTERACTIONS. *Invited seminar, Workshop - Simulation of Complex flows, April, 17, 2012, Madrid, Spain.*
9. APPLICATIONS OF IMMERSED BOUNDARY METHOD TO FLOW CONTROL AND BIOMIMETISM. *Queens University, July, 22, 2010, Kingston, Canada.*
8. FLUID-STRUCTURE INTERACTION OF CILIATED WALLS - BIRDS' FEATHERS. *CIEMAT, February, 18, 2009, Madrid, Espagne.*
7. A NUMERICAL TOOL FOR THE STUDY OF HUMMING. *Ansaldo Energia, December, 16, 2008, Genova, Italy.*
6. THERMOACOUSTIC INSTABILITIES IN COMBUSTORS. *Termomeccanica, December, 15, 2008, La Spezia, Italy.*
5. POD-GALERKIN MODELS. *Cerfacs, CFD-team, July, 8, 2008, Toulouse, France.*
4. FLUID-STRUCTURE INTERACTION OF A CILIATED COATING. APPLICATION TO THE CONTROL OF FLOW SEPARATION. *M2P2, April, 2, 2008, Marseille, France.*
3. CILIATED WALLS : PROPULSION AND FLOW CONTROL. *Invited seminar, Engineering Mechanics Unit JNC, October, 30, 2007, Bangalore, Inde.*
2. CONTROL OF SEPARATED FLOWS : EXPERIMENTS AND LOW-DIMENSIONAL MODELING. *«Fluid Physics Day» of DICAT, Genova University, January, 15, 2007, Genova, Italy.*
1. PIV ET DÉCOMPOSITION POD POUR LE CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT SUR UN PROFIL D'AILE. *Colloque GDR Contrôle des décollements, November 2005, Paris, France.*



---

## Mémoires

3. MODÉLISATION ET SIMULATION NUMÉRIQUE D'ÉCOULEMENTS AU VOISINAGE DE PAROIS BIOLOGIQUES CILÉES ET DE REVÊTEMENTS AÉRONAUTIQUES BIOINSPIRÉS. *Habilitation à Diriger des Recherches, Aix Marseille Université / M2P2, 16 Novembre 2016.*
2. CONTRÔLE D'ÉCOULEMENTS : APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET MODÉLISATION DE DIMENSION RÉDUITE. *Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse / IMFT, 12 mars 2007.*
1. ÉTUDE DU DÉCROCHAGE DYNAMIQUE. *Master (DEA), Université de la Méditerranée / ONERA Toulouse, juillet 2003.*

## Rapports

7. RAPPORT FINAL DU PROJET EUROPÉEN PELSIN. *Janvier 2016.*
6. RAPPORT FINAL DU PROJET MUCIL. *Institut Carnot Star, février 2015.*
5. RAPPORT FINAL DU PROJET PEPS. *INSIS CNRS, Appel à projets exploratoires, septembre 2015.*
4. RAPPORT PÉRIODIQUE DU PROJET EUROPÉEN PELSIN. *(mi-parcours) mai 2014.*
3. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU DÉCROCHAGE DYNAMIQUE. *Rapport technique ONERA, juin 2003, ONERA-CERT, Toulouse.*
2. TIP VORTEX DYNAMICS IN THE WAKE OF A HELICOPTER ROTOR BLADE. *Rapport de stage recherche, September 2002, University of Maryland, College Park, USA.*
1. CRÉATION ET DESIGN D'ENSEIGNES LUMINEUSES NÉONIQUES. *Rapport de stage ingénieur, juillet 2001, RB-enseignes, Marseille.*



# Pièces annexes

## REPUBLIQUE FRANCAISE

Ministère DE L'EDUCATION NATIONALE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE

Etablissement : UNIVERSITE D'AIX-MARSEILLE II

### RE P U B L I Q U E FR AN C A I S E DIPLOME D'INGENIEUR GRADE DE MASTER

F R A N C A I S E

VU le code de l'éducation et notamment son article L.642-1 ;

VU le décret n°99-747 du 30 août 1999 relatif à la création du grade de master, notamment son article 2, alinéa 2 modifié ;

VU l'arrêté du 29 octobre 1992 portant habilitation du titre d'ingénieur diplômé de l'Ecole supérieure de mécanique de Marseille ;

VU les pièces justificatives produites par **Monsieur FAVIER Julien** N(e) le 26 septembre 1980 à Marseille (13) en vue de son inscription au Diplôme d'Ingénieur.

VU le procès-verbal du jury attestant que **Monsieur FAVIER Julien** a satisfait à l'ensemble des obligations prévues pour la délivrance du Diplôme d'Ingénieur de l'Ecole supérieure de mécanique de Marseille,

Le titre d'ingénieur diplômé de l'Ecole supérieure de mécanique de Marseille est délivré, au titre de l'année universitaire 2002-2003 à :

R E F R A N C A I S E  
**Monsieur FAVIER Julien**

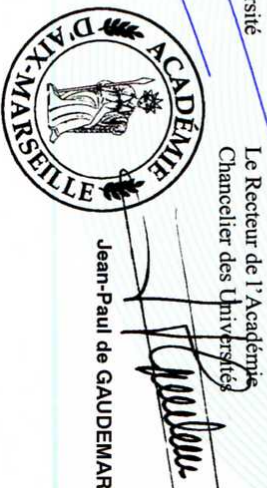
A qui est conféré le grade de master.

Fait à Aix-en-Provence le 20 avril 2005

Le Titulaire

  
Le Directeur de l'EGIM  
**Edouard FABRE**

  
Le Président de l'Université  
**Yvon BERLAND**

  
Le Recteur de l'Académie  
Chancelier des Universités  
**Jean-Paul de GAUDEMAR**

N° 564



R É P U B L I Q U E F R A N Ç A I S E  
MINISTÈRE DE L'ÉDUCATION NATIONALE, DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE  
INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

DOCTORAT  
GRADE DE DOCTEUR

Vu le code de l'éducation, et notamment son article L.613-1,

Vu le décret n° 84-573 du 5 juillet 1984 modifié relatif aux diplômes nationaux de l'enseignement supérieur,

Vu l'arrêté du 27 juin 1985 modifié fixant la liste des établissements autorisés à délivrer, seuls, le doctorat,

Vu l'arrêté du 25 avril 2002 relatif aux études doctorales,

Vu le procès-verbal du jury attestant que l'intéressé a soutenu, le 12 mars 2007 une thèse portant sur le sujet suivant : **CONTROLE DECOULEMENTS : APPROCHE EXPERIMENTALE ET MODELISATION DE DIMENSION REDUITE** devant un jury présidé par JACQUES MAGNAUDET, Directeur de recherche du CNRS et composé de JEAN-PAUL BONNET, Directeur de recherche du CNRS, ALESSANDRO BOTTARO, Professeur des universités, LAURENT CORDIER, Chargé(e) de recherche CNRS, ANGELO IOLLO, Professeur des universités, LAURENT JACQUIN, Professeur des universités, AZEDDINE KOURTA, Chargé(e) de recherche CNRS, PATRICK LE QUERE, Directeur de recherche du CNRS

Vu la décision dudit jury prononçant l'admission de l'intéressé avec la mention *très honorable*

le Diplôme de docteur DYNAMIQUE DES FLUIDES est délivré à **M. JULIEN FAVIER** né le 26 septembre 1980 à MARSEILLE (013) pour en jouir avec les droits et prérogatives qui y sont attachés et confère le grade de docteur.

Fait à Toulouse, le 29 mars 2007

Le titulaire



N° INPTOU 5621509  
Z007200600065

Le Président



Gilbert CASAMATTA

Le Recteur d'Académie,  
Chancelier des universités



Christian MERLIN



THESE DE DOCTORAT DE L'I.N.P.T.

Présentée par M FAVIER Julien

RAPPORT DE SOUTENANCE

dans lequel le jury s'attachera à donner le maximum d'appréciations, entre autres sur les points suivants :

- durée des recherches (dans le temps)
- densité de recherche (productions scientifiques)

Julien Favier a présenté d'une manière très claire et posée son travail de thèse, révélant ainsi toute la cohérence de celui-ci. Durant sa thèse, qui avait l'ambition de couvrir de nombreux aspects du contrôle des décollements, il a utilisé des techniques complexes sur plusieurs dispositifs expérimentaux. Il a également mis en œuvre de façon originale une technique de calibration des coefficients d'un modèle de dimension réduite, tout ceci en nouant avec un grand volontarisme de nombreuses collaborations. Il a excellamment répondu aux nombreuses questions du jury qui ont touché à tous les aspects de son travail, démontrant par là sa maturité et sa profondeur de réflexion. Pour toutes ces raisons, le jury unanime lui décerne le titre de Docteur de l'INPT avec la mention Très Honorables et retient sa thèse pour participer à la procédure d'attribution du Prix Léopold Escande.

LEAQUIN  
JP BONNET  
A. KOURIA  
P. LE DUBRE  
J. HENRIQUET  
M. R. ...  
D. ...



Première partie

Développements numériques sur  
frontières immergées





# Chapitre

# 1

## *Éléments mathématiques*

*«Cela peut sembler un paradoxe, mais toutes  
les sciences exactes sont dominées par  
l'idée de l'approximation.»*

**Bertrand Russell**

### Aperçu

---

1	Formulation générale . . . . .	25
2	Choix du noyau d'interpolation $\tilde{\delta}$ . . . . .	27
3	Conservations entre l'espace Lagrangien et l'espace Eulérien . . . . .	28
4	Remarques concernant l'ordre de la méthode . . . . .	31
5	Calibration des noyaux $\delta$ sur des maillages curvilinéaires ou non uniformes . . . . .	31

---

Ce chapitre est centré sur la méthode des frontières immergées, qui est essentiellement une méthode permettant de communiquer les contraintes entre le fluide et la structure, grâce aux forces de volume. Pour le fluide, elles vont permettre d'imposer une condition sur la vitesse de paroi, et pour la structure elles seront le forçage extérieur des équations du mouvement.

Notons que les mêmes équations fluides étant résolues en tout point du domaine de calcul (solide et fluide), la frontière est littéralement immergée dans le fluide, et il y a donc un écoulement non nul à l'intérieur du solide, qui n'a pas de réalité physique, mais qui a une importance mathématique fondamentale, de par la formulation de la méthode. D'une certaine manière, on peut le concevoir comme un anti-écoulement qui s'agit à l'intérieur du solide de manière à contrecarrer l'écoulement extérieur, et ainsi imposer à la paroi la condition voulue sur la vitesse. Si le solide est immobile, la vitesse en paroi est nulle et si le solide est en mouvement libre dans le fluide, la vitesse de la frontière est alors égale à la vitesse locale du fluide.

Pour ne pas alourdir le mémoire, on se concentrera ici sur les principes mathématiques essentiels de la méthode des frontières immergées, avec la volonté d'unifier les nombreuses versions algorithmiques de la littérature. Cette méthode est très versatile et peut être couplée à n'importe quel système d'équations aux dérivées partielles. C'est ce que nous verrons avec des formulations illustrant le couplage à la fois avec des codes Navier Stokes et Lattice Boltzmann (chapitre 2). Le chapitre 3 posera ensuite les algorithmes permettant un couplage de la méthode avec des modèles physiques plus complexes, permettant la simulation de problèmes multiphysiques réalistes pour des applications industrielles ou biologiques.

## 1 Formulation générale

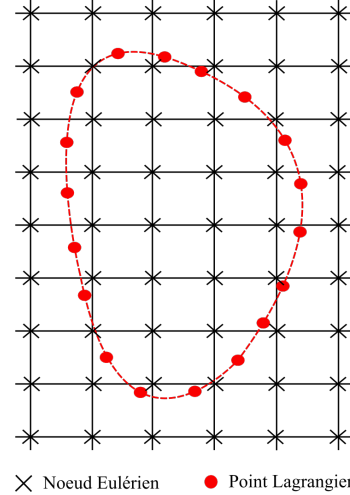
Une formulation générale de la méthode des frontières immergées est ici présentée, en s'efforçant de garder l'esprit original de l'excellent article de Peskin de 2002 (Peskin, 2002). Cet article n'est pas son premier sur le sujet, qui date lui de 30 ans auparavant (Peskin, 1972), mais c'est sans doute le plus abouti

mathématiquement. La formulation présentée dans ce mémoire est le résultat d'un effort de synthèse, visant à unifier les différentes approches et formaliser certains développements.

Soit une grandeur  $\mathbf{u}$  solution d'un problème  $\mathcal{N}(\mathbf{u}) = 0$ , où  $\mathcal{N}$  est un opérateur synthétisant de manière formelle un système d'équations aux dérivées partielles, les équations de Navier Stokes par exemple si l'on considère un fluide incompressible, ou la résolution de l'équation de Boltzmann dans le cadre de la méthode Lattice Boltzmann.

*Le problème est d'imposer une condition sur la vitesse du fluide  $\mathbf{u}$ , à la paroi d'un solide en mouvement, ou en déformation par rapport au référentiel du fluide.*

Dans la suite, on notera  $\Omega_f$  l'espace relatif au fluide, et  $\Omega_s$  l'espace relatif au solide. Par convention, on désignera par l'adjectif Eulérien la discrétisation de l'espace fluide  $\Omega_f$ , et par Lagrangien la discrétisation de l'espace solide  $\Omega_s$ . Le milieu fluide est alors discrétisé sur un maillage Eulérien fixe représenté en noir sur la figure 1.1, auquel sont associées les coordonnées spatiales  $\mathbf{x} = (x, y, z)$ . La frontière du milieu solide est désigné par  $\Gamma$  représentée en rouge sur la figure 1.1, qui peut se déplacer par rapport à  $\Omega_f$ . Le maillage fluide reste fixe. Chaque point discret de la frontière est paramétré par l'abscisse curvilinéaire  $\mathbf{q} = (q, r, s)$ . La frontière  $\Gamma$  est donc décrite par un ensemble discret de points Lagrangiens  $\mathbf{X}(\mathbf{q}, t) = (X(\mathbf{q}, t), Y(\mathbf{q}, t), Z(\mathbf{q}, t))$ , qu'on peut aussi écrire :  $\mathbf{X}(q, r, s, t) = (X(q, r, s, t), Y(q, r, s, t), Z(q, r, s, t))$ . De manière discrète, le problème revient à imposer une condition sur ces points Lagrangiens, qui ne coïncident pas avec les points Eulériens fluides.



× Noeud Eulérien      ● Point Lagrangien

FIGURE 1.1 – Frontière immergée  $\Gamma$  (en rouge) dans un domaine de calcul fluide.

La solution au problème des frontières immergées s'écrit :

$$\mathcal{N}(\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)) = \mathbf{f}(\mathbf{x}, t) \tag{1.1}$$

$$\mathbf{U}(\mathbf{X}(\mathbf{q}, t), t) = \int_{\Omega_f} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(\mathbf{q}, t)) d\mathbf{x} \tag{1.2}$$

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}, t) = \int_{\Omega_s} \mathbf{F}(\mathbf{q}, t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(\mathbf{q}, t)) d\mathbf{q} \tag{1.3}$$

$$\frac{\partial \mathbf{X}}{\partial t} = \mathbf{U}(\mathbf{X}(\mathbf{q}, t), t) \tag{1.4}$$

$$\mathbf{F}(\mathbf{X}, t) = \mathcal{A}(\mathbf{X}(\mathbf{q}, t)) \tag{1.5}$$

La convention suivante est ici adoptée : les lettres majuscules désignent des variables définies dans l'espace Lagrangien (c'est-à-dire sur la frontière  $\Gamma$ ), et les lettres minuscules désignent des variables définies dans l'espace Eulérien (le maillage fixe du fluide). Ainsi,  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  et  $\mathbf{f}(\mathbf{x}, t)$  désignent respectivement la vitesse du fluide et la force par unité de volume<sup>1</sup>, calculée à partir de la méthode des frontières immergées.  $\mathbf{F}(\mathbf{q}, t)$  est la même force, mais calculée cette fois dans l'espace Lagrangien, et  $\mathbf{U}(\mathbf{X}(\mathbf{q}, t), t)$  est la vitesse locale du fluide interpolée sur le point Lagrangien situé en  $\mathbf{X}(\mathbf{q}, t)$ . Pour rester le plus général possible,  $\mathcal{A}$  désigne l'opérateur par lequel la force est construite. Selon les formulations rencontrées dans la littérature,  $\mathcal{A}$  peut prendre différentes formes, par exemple satisfaire une loi élastique linéaire (ressort) comme dans la formulation originelle de Peskin (Peskin, 1972). Au chapitre 2 §1.1 et §2.3, sont détaillées les différentes formes prises par l'opérateur  $\mathcal{A}$  dans la littérature, dans un souci d'unifier les différentes formulations. De même, l'opérateur  $\mathcal{N}$  se réfère aux équations du fluide et les différentes formes qu'il peut prendre sont détaillées au chapitre 2 §3.

Avant de poursuivre, arrêtons nous sur le sens des équations du système d'équations précédent.

1. L'équation (1.1) donne la solution  $\mathbf{u}$  avec un terme de forçage extérieur  $f$ , en tout point du domaine Eulérien de calcul.
2. L'équation (1.2) transfère la vitesse de l'espace Eulérien vers l'espace Lagrangien (*interpolation*) et l'équation (1.3) transfère la force dans l'autre sens (*spreading*).

1. ou densité volumique de force

3. L'équation (1.4) gouverne la dynamique de la frontière  $\Gamma$  dans l'espace Lagrangien.
4. L'équation (1.5) est l'équation constitutive qui détermine la force pour une position donnée de la frontière  $\Gamma$ .

Le point 1 est effectué dans l'espace Eulérien, tandis que les points 3 et 4 sont effectués dans l'espace Lagrangien. Le point 2 est donc crucial : c'est le transfert des informations (vitesse et force) d'un espace à l'autre, qui est assuré par une convolution avec une fonction  $\delta$  de Dirac. Bien entendu, cela n'est valable que dans un espace continu car dans l'espace discrétisé on va devoir approximer la fonction  $\delta$  par un équivalent discret  $\delta_h$ , basé sur une approximation  $\tilde{\delta}$  de la fonction  $\delta$  de Dirac originale, non localisée en un point, et qui aura la forme d'une fonction en cloche (voir figure 1.2). Cette fonction prend aussi le nom de noyau d'interpolation.

En notant l'indice  $h$  qui désigne le pas d'espace du maillage :

$$\delta_h(x, y, z) = \frac{1}{h^3} \tilde{\delta}\left(\frac{x}{h}\right) \tilde{\delta}\left(\frac{y}{h}\right) \tilde{\delta}\left(\frac{z}{h}\right) \quad (1.6)$$

$\tilde{\delta}(r)$  est une approximation de la fonction  $\delta$  de Dirac, qui permet d'en obtenir un équivalent discret (fonction cloche). Dans le cadre de ce travail, elle est posée égale à :

$$\tilde{\delta}(r) = \begin{cases} \frac{1}{3} (1 + \sqrt{-3r^2 + 1}) & \text{si } |r| \leq 0.5 \\ \frac{1}{6} (5 - 3|r| - \sqrt{-3(1 - |r|)^2 + 1}) & \text{si } 0.5 \leq |r| \leq 1.5 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.7)$$

Cette fonction est celle choisie initialement par Roma *et al.* (1999), et dans de nombreux autres travaux qui ont suivi. Bien que le choix de cette forme pour le noyau d'interpolation soit souvent éludé dans la littérature et puisse apparaître arbitraire, il n'en est rien, comme on va le voir au §2.

## 2 Choix du noyau d'interpolation $\tilde{\delta}$

Il y a deux points importants dans le choix du noyau :

- Le premier est qu'il est préférable que la fonction interpolée soit suffisamment régulière. On souhaite donc une méthode d'interpolation meilleure qu'une interpolation linéaire par exemple, qui aurait tendance à introduire des discontinuités sur la dérivée des variables à interpoler. Il est donc naturel d'imposer que la fonction  $\tilde{\delta}$  soit continue et à dérivée continue (de classe  $C^1$ ), mais ce n'est pas suffisant.
- En effet, en plus de la régularité, le deuxième point est que l'interpolation doit être fidèle au champ original. Ceci se traduit par des conditions particulières que doit vérifier le noyau d'interpolation  $\tilde{\delta}$  sur ses moments statistiques.

En imposant que la fonction  $\tilde{\delta}$  vérifie ces deux propriétés, on va pouvoir fixer son expression mathématique. Par souci de simplicité, on considère ici un espace à une dimension  $\Omega$ , et pour  $x_0 \in \Omega$  on note  $\tilde{f}(x_0)$  l'interpolation d'une fonction  $f$  en  $x_0$ , a priori de classe  $C^n$  mais en pratique on n'aura pas besoin d'une telle régularité (voir plus loin). Par définition de l'interpolation, si  $\tilde{\delta}$  est un noyau d'interpolation on a :

$$\tilde{f}(x_0) = \int_{\Omega} f(x) \tilde{\delta}(x - x_0) dx \quad (1.8)$$

Comme on a supposé  $f$  de classe  $C^n$ , la formule de Taylor-Young appliquée à  $f$  au voisinage de  $x_0$  donne pour tout  $x \in \Omega$  :

$$f(x) = f(x_0) + \sum_{k=1}^n \frac{(x - x_0)^k}{k!} f^{(k)}(x_0) + O((x - x_0)^{n+1})$$

On multiplie alors par  $\tilde{\delta}(x - x_0)$  et on intègre sur  $\Omega$  :

$$\tilde{f}(x_0) = f(x_0) \int_{\Omega} \tilde{\delta}(x - x_0) dx + \sum_{k=1}^n f^{(k)}(x_0) \int_{\Omega} \frac{(x - x_0)^k}{k!} \tilde{\delta}(x - x_0) dx + \int_{\Omega} O((x - x_0)^{n+1}) \tilde{\delta}(x - x_0) dx$$

Pour que l'interpolation  $\tilde{f}(x_0) \underset{x_0}{\simeq} f(x_0)$  soit la meilleure possible, il faut donc imposer :

$$\begin{cases} \int_{\Omega} \tilde{\delta}(x - x_0) dx = 1 \\ \int_{\Omega} (x - x_0)^k \tilde{\delta}(x - x_0)^k dx = 0 \text{ pour } k = 1 \dots n \end{cases} \quad (1.9)$$

Autrement dit, les moments d'ordre  $k$  de la fonction  $\tilde{\delta}$  s'annulent tous sauf pour  $k = 0$ , où le moment vaut 1. Cette formulation donne que l'erreur est en  $O((x - x_0)^{(n+1)})$ , ce qui permet de fixer la précision de la méthode en fonction du nombre de conditions que l'on souhaite voir reproduire en utilisant le noyau  $\tilde{\delta}$ .

Dans la majorité des études de la littérature, seules les conditions sur les moments d'ordre 0 et 1 sont prises en compte<sup>2</sup>, ce qui correspond donc à une erreur en  $O((x - x_0)^2)$ , et donc à une interpolation d'ordre 1. En d'autres termes, un tel noyau d'interpolation peut alors interpoler *exactement* des fonctions linéaires. *Cependant, des fonctions suffisamment régulières (et c'est très souvent le cas pour des champs de vitesse en écoulement incompressible) peuvent également être interpolées avec une précision d'ordre 2 (Peskin, 2002), ce qui explique les ordres 2 reportés dans de nombreuses études de la littérature* (plus de détails sur l'ordre de la méthode considérée seront donnés au §4).

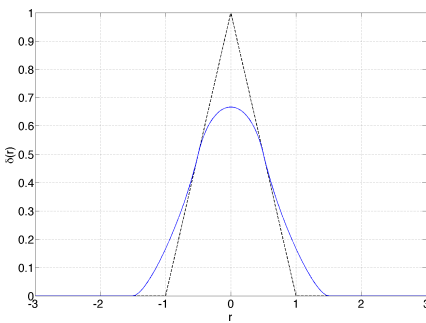


FIGURE 1.2 – Exemples de fonctions  $\tilde{\delta}$  pour une description discrète à 2 points (pointillés) et à 3 points (trait continu bleu).

Il existe plusieurs formes de noyaux d'interpolation qui vérifient les propriétés ci-dessus. Pour plus de détails sur la manière de les construire, on pourra consulter les références Peskin (2002) et Yang *et al.* (2009) pour une illustration des différentes formes possibles. En ce qui nous concerne, dans le cadre des formulations présentées dans ce mémoire, on utilisera toujours la forme introduite par Roma *et al.* (1999), qui est un noyau d'interpolation à 3 points dans chaque direction de l'espace (représenté sur la figure 1.2). Son support, défini comme le domaine de l'espace où le noyau prend des valeurs non nulles, est donc relativement étroit. Il permet une meilleure définition de la frontière qu'avec les noyaux discrets à 2 points (représenté sur la figure 1.2). Il est inférieur à 4 points comme indiqué dans Peskin (2002) par exemple, ce qui permet un traitement précis de la frontière sans perturber l'écoulement de proche paroi, ce qui peut être crucial si l'on veut résoudre correctement la couche limite. De plus, le fait que le support soit

borné permet d'accélérer les temps de calcul car seuls les points les plus proches de la frontière sont pris en compte. Des noyaux d'interpolation basés sur des supports plus larges peuvent vérifier les bonnes propriétés d'interpolation mais accroissent significativement les temps de calcul en augmentant l'aire d'influence de chaque point Lagrangien, et en diminuant la précision du calcul fluide en proche paroi.

Une fois la forme mathématique du noyau d'approximation  $\tilde{\delta}$  fixée, il restera alors à évaluer sa valeur en différents points discrets du maillage Eulérien. C'est l'objet de l'équation (1.6), qui a un rôle particulièrement simplificateur : il réduit le problème 3D à trois cas 1D.

### 3 Conservations entre l'espace Lagrangien et l'espace Eulérien

Comme on l'a vu ci-dessus, la méthode des frontières immergées repose sur des transferts de variables depuis l'espace Eulérien vers l'espace Lagrangien (interpolation), et depuis l'espace Lagrangien vers l'espace Eulérien (spreading). A la différence du précédent paragraphe basé sur les propriétés mathématiques de la fonction  $\tilde{\delta}$ , on va donc se concentrer ici sur les propriétés physiques de l'interpolation (équation 1.2) et de son opération réciproque, le spreading (équation 1.3). Comme on peut le voir dans l'écriture du système initial, la même fonction  $\tilde{\delta}$  a été utilisée pour ces deux opérations, et c'est là une condition nécessaire pour conserver les quantités physiques importantes, à savoir la masse, la quantité de mouvement, la force, le moment et la puissance de la force (voir Peskin (2002)).

2. donc l'hypothèse de départ sur la régularité de la fonction  $f$  se réduit simplement à la classe  $C^1$

### 3.1 Conservation dans l'espace continu

En continu, on doit d'abord vérifier que l'on obtient la même chose si on intègre par exemple la force dans l'espace Eulérien et dans l'espace Lagrangien. En effet on peut écrire :

$$\int_{\Omega_f} \mathbf{f}(\mathbf{x}, t) d\mathbf{x} = \int_{\Omega_f} \left( \int_{\Omega_s} \mathbf{F}(\mathbf{q}, t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(\mathbf{q}, t)) d\mathbf{q} \right) d\mathbf{x} = \int_{\Omega_s} \left( \int_{\Omega_f} \mathbf{F}(\mathbf{q}, t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(\mathbf{q}, t)) d\mathbf{x} \right) d\mathbf{q} = \int_{\Omega_s} \mathbf{F}(\mathbf{q}, t) d\mathbf{q}$$

par application directe des définitions (1.2) et (1.3).

En d'autres termes, en effectuant une interpolation ou un spreading, on ne crée ni ne détruit de force, ou de masse. Ceci nous assure que la traînée (ou la portance) calculée sur les points du maillage fluide, et sur les points de la frontière, donne la même valeur. On peut aussi vérifier que d'autres quantités se conservent également, la puissance de la force par exemple :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_f} \mathbf{f}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) d\mathbf{x} &= \int_{\Omega_f} \left( \int_{\Omega_s} \mathbf{F}(\mathbf{q}, t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(\mathbf{q}, t)) d\mathbf{q} \right) \cdot \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) d\mathbf{x} \\ &= \int_{\Omega_s} \mathbf{F}(\mathbf{q}, t) \cdot \left( \int_{\Omega_f} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(\mathbf{q}, t)) d\mathbf{x} \right) d\mathbf{q} \\ &= \int_{\Omega_s} \mathbf{F}(\mathbf{q}, t) \cdot \mathbf{U}(\mathbf{X}, t) ds \end{aligned}$$

Ces conditions sont bien évidemment nécessaires pour que le couplage fluide-structure se fasse correctement, c'est-à-dire en conservant les équations de la mécanique au passage d'un espace à l'autre. Tout se passe donc très bien si l'on considère que les espaces Lagrangiens et Eulériens sont continus, mais il faut à présent que ces propriétés se conservent aussi dans des espaces discrétisés.

### 3.2 Conservation discrète

Les équivalents discrets des formules (1.2) et (1.3) se construisent de manière classique en évaluant les intégrales continues grâce à des formules de quadrature. Dans l'espace Eulérien, pour interpoler une fonction  $\phi$  on utilise la formule de quadrature suivante :

$$\phi(\mathbf{q}, t) = \int_{\Omega_f} \phi(\mathbf{x}, t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(\mathbf{q}, t)) d\mathbf{x} \simeq \sum_{j \in D_q} \phi(\mathbf{x}_j, t) \delta_h(\mathbf{x}_j - \mathbf{X}(\mathbf{q}, t)) \Delta x \Delta y \Delta z \quad (1.10)$$

C'est une approximation discrète de l'intégrale en utilisant la quadrature du point milieu sur un maillage uniforme, qui est exacte pour les fonctions linéaires, et d'ordre 2 sur des fonctions suffisamment régulières, ce qui est consistant avec le choix de la fonction  $\delta$  définie au §2.

L'indice  $j$  se réfère à une boucle sur les points Eulériens qui appartient au support  $D_q$  défini autour de chaque point Lagrangien de coordonnées  $(X(q, r, s, t), Y(q, r, s, t), Z(q, r, s, t))$ . Le support correspond à tous les points Eulériens où le noyau d'interpolation discrétisé  $\delta_h$  prend des valeurs non nulles.  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  et  $\Delta z$  étant les pas d'espace du maillage, connus, on peut donc sans difficulté approximer numériquement l'intégrale liée à l'opérateur d'interpolation.

Mais pour le spreading, l'approximation de l'intégrale dans l'espace discret va mettre à jour un problème de nature dimensionnelle. Le spreading d'une fonction  $\phi$  sur l'espace Eulérien s'écrit de manière discrète :

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \int_{\Omega_s} \phi(\mathbf{q}, t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(\mathbf{q}, t)) d\mathbf{q} \simeq \sum_{\mathbf{k} \in D_j} \phi(\mathbf{q}_k, t) \delta_h(\mathbf{x} - \mathbf{X}(\mathbf{q}_k, t)) \Delta q \Delta r \Delta s \quad (1.11)$$

Ici l'indice  $k$  se réfère à une boucle sur les points Lagrangiens dont les supports contiennent le point Eulérien  $j$ . Chaque point Eulérien  $j$  du maillage fluide reçoit donc les contributions d'un, ou plusieurs points Lagrangiens si leurs supports respectifs s'intersectent en ce point Eulérien.

On a ici noté le volume de quadrature  $\Delta q \Delta r \Delta s$ , par symétrie par rapport à l'interpolation mais le problème est que le solide n'est décrit que par sa frontière  $\Gamma$ , et donc dans le cas général on ne connaît pas ce volume de quadrature, que l'on va noter  $\epsilon(q, r, s) = \Delta q \Delta r \Delta s$ . En effet, dans la méthode des frontières immergées, comme son nom l'indique, c'est uniquement la frontière du solide qui est discrétisée, et non le

volume solide tout entier. Dans la littérature certains travaux utilisent simplement  $\Delta s$ , qui est l'abscisse curvilinéaire le long de  $\Gamma$ , ce qui revient à remplacer l'intégrale de volume  $\int_{\Omega_s} \Phi(\mathbf{q}, t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(\mathbf{q}, t)) d\mathbf{q}$  par une intégrale linéique  $\int_{\Gamma} \Phi(s, t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(s, t)) ds$  où  $s$  est l'abscisse curvilinéaire (scalaire) le long de  $\Gamma$ . Cependant, cela amène à une inconsistance dimensionnelle, et introduit une erreur sur le spreading.

Une de mes contributions à la méthode des frontières immergées a été de relever la nécessité de calculer correctement cette quadrature, et de proposer une méthode pour la calculer (Pinelli *et al.*, 2010; Favier *et al.*, 2014, 2015; Li *et al.*, 2016). Notons que c'est un problème qui est mis à jour lorsqu'on passe de la formulation continue à la formulation discrète pour le spreading uniquement (équation (1.11)), alors qu'il n'y a pas de difficulté pour l'équation (1.10) car on connaît le volume de quadrature du maillage Eulérien (le fluide étant maillé en volume).

### 3.3 Calcul de $\epsilon$

Remarquons tout d'abord que ce volume de quadrature  $\epsilon(q, r, s)$  est une propriété géométrique discrète, et il est donc différent pour chaque point Lagrangien. Pour le calculer, on va chercher à faire en sorte que l'interpolation et le spreading soient deux opérations réciproques l'une de l'autre. Soit  $N_s$  le nombre de points Lagrangiens et soit une fonction prenant des valeurs dans l'espace Lagrangien, représentée par le vecteur discret  $\phi = (\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_{N_s})^T$  de dimension  $N_s$ . Le principe est le suivant : en faisant un spreading de cette fonction et en interpolant le champ Eulérien obtenu par le spreading, on doit retrouver la fonction de départ. Pour chaque point Lagrangien  $l = 1 \dots N_s$ , cela s'écrit :

$$\phi(\mathbf{q}_l) = \sum_{j \in D_{q_l}} \left( \sum_{k \in D_j} \phi(\mathbf{q}_k) \delta_h(\mathbf{x}_j - \mathbf{X}(\mathbf{q}_k)) \epsilon(\mathbf{q}_k) \right) \delta_h(\mathbf{x}_j - \mathbf{X}(\mathbf{q}_l)) \Delta x \Delta y \Delta z \quad (1.12)$$

On peut reformuler l'équation (1.12) sous la forme suivante :

$$\phi(\mathbf{q}_l) = \Delta x \Delta y \Delta z \sum_{k \in D_j} A_{kl} \epsilon(\mathbf{q}_k) \phi(\mathbf{q}_k) \quad (1.13)$$

avec :

$$A_{kl} = \sum_{j \in D_{q_l}} \delta_h(\mathbf{x}_j - \mathbf{X}(\mathbf{q}_k)) \delta_h(\mathbf{x}_j - \mathbf{X}(\mathbf{q}_l)) \quad (1.14)$$

La matrice  $A$  définie par son terme générique  $A_{kl}$  à l'équation (1.14) est donc construite par le produit de chaque noyau d'interpolation  $k$  défini au  $k$ ème point Lagrangien avec les autres noyaux  $l$  définis sur les autres points Lagrangiens  $l$ . Ce produit est non nul uniquement si les supports des noyaux se recouvrent localement, c'est-à-dire lorsque  $l$  est voisin du noyau  $k$ , et donc la matrice  $A$  est à dominante diagonale. La condition pour que l'identité (1.13) soit vérifiée pour toute fonction  $\phi$  revient au problème linéaire suivant :

$$A\epsilon = \mathbf{1} \quad (1.15)$$

Mathématiquement, cela revient à imposer que les fonctions  $\delta_h$  vérifient une partition de l'unité localement finie, propriété topologique équivalente aux deux conditions suivantes :

- En chaque point Lagrangien  $k$ , il existe un voisinage tel que toutes les fonctions  $\delta_h$  définies autour des autres points Lagrangiens soient nulles sur ce voisinage à l'exception d'un nombre fini d'entre elles ;
- la somme de toutes les valeurs prises par le recouvrement des fonctions  $\delta_h$  en ce point (produit des fonctions  $\delta_h$ ) est égale à 1.

Bien que le problème ne soit pas formulé dans les mêmes termes, notons que Kempe et Fröhlich (2012) rapporte également un problème lié à leur formulation de frontière immergée, lorsque deux points Lagrangiens se retrouvent trop proches l'un de l'autre, qu'ils attribuent au fait que le principe de partition de l'unité est violé. Dans la présente formulation, nous rencontrons aussi un problème dans le cas où deux points Lagrangiens correspondent à la même cellule Eulérienne : les fonctions  $\delta_h$  sont alors les mêmes pour ces deux points, ce qui se traduit par deux lignes identiques dans le système linéaire 1.15, et donc plus d'inconnues que d'équations pour résoudre le problème 1.15. Les points Lagrangiens doivent donc impérativement être placés de manière à respecter la condition de positionnement de un point Lagrangien par cellule Eulérienne.

Dans la pratique, on vérifie bien que la résolution du système (1.15) permet d'obtenir une valeur de  $\epsilon$  correctement calibrée pour que l'interpolation et le spreading soient des opérations parfaitement

réciproques (Pinelli *et al.*, 2010; Favier *et al.*, 2014). La résolution du système (1.15) se fait soit par inversion directe de la matrice  $A$ , soit par une méthode itérative, un bi-gradient conjugué stabilisé. Les deux méthodes sont testées dans Pinelli *et al.* (2010); Favier *et al.* (2014). Dans de nombreux travaux de la littérature, cette étape de calcul de  $\epsilon$  n'est pas faite et un recours à des méthodes plus sophistiquées est alors nécessaire (méthode implicite par exemple) pour pallier l'erreur faite sur la réciprocity des fonctions d'interpolation et spreading. C'est le cas de la formulation implicite introduite par Wu et C. Shu (2009) par exemple, qui permet d'obtenir des résultats satisfaisants sans calculer  $\epsilon$ , mais aussi au prix de la résolution d'un problème linéaire lié à la formulation implicite.

## 4 Remarques concernant l'ordre de la méthode

- Comme on l'a vu au paragraphe §2 le noyau d'interpolation discrétisé  $\delta_h$  (défini par l'équation (1.7)) permet une interpolation d'ordre 2 pour des fonctions suffisamment régulières, ce qui est souvent le cas en écoulement incompressible et si l'on considère des frontières fermées, c'est-à-dire des solides ayant un domaine intérieur. Un exemple de configuration où le champ de vitesse n'est pas régulier concerne des solides du type filaments infiniment fins<sup>3</sup> où une frontière d'épaisseur nulle sépare deux environnements fluides. Il n'y a donc pas de domaine intérieur dans ce cas, et le champ de vitesse à interpoler est alors discontinu. L'ordre de la méthode d'interpolation est alors formellement d'ordre 1 dans ce cas avec un schéma numérique classique pour la méthode des frontières immergées.
- Ce dernier point est légèrement nuancé si on utilise des algorithmes basés sur un pas prédictif sans structure, comme c'est le cas dans Uhlmann (2005); Pinelli *et al.* (2010); Favier *et al.* (2014) et dans un certain nombre de schémas utilisés dans ce mémoire. En effet cette étape prédictive permet de calculer un champ de vitesse intermédiaire plus régulier, puisqu'il n'y a pas de discontinuité liée à la présence d'une frontière, et ainsi d'améliorer l'ordre de l'interpolation avec le noyau d'interpolation discrétisé  $\delta_h$ , ce qui explique les ordres 2 rapportés dans de nombreux travaux de la littérature et dans ce mémoire.
- Dans la littérature, la configuration des tourbillons de Taylor-Green a été beaucoup utilisée pour évaluer l'ordre de convergence de la méthode des frontières immergées, en raison de sa solution analytique disponible facilement. Cependant cette configuration n'est pas appropriée pour évaluer précisément l'ordre de convergence. En effet, ce qui est généralement préconisé est de considérer un cercle immergé dans un domaine de calcul 2D carré, et d'imposer par la méthode des frontières immergées la vitesse sur les points de la frontière, à une valeur égale à la solution analytique. L'erreur est alors calculée en évaluant à l'intérieur du cercle la norme de la différence entre la vitesse calculée et la vitesse analytique. Cependant, comme la solution calculée sans terme de forçage est très proche de la vitesse qu'on souhaite imposer, il en résulte que l'amplitude de la force est très faible devant la vitesse du fluide, et donc la modification du champ de vitesse due à la méthode des frontières immergées est négligeable. En faisant ainsi, on récupère alors l'ordre de convergence du solveur fluide lui-même, plutôt que l'ordre de convergence du solveur fluide couplé avec la méthode des frontières immergées.

## 5 Calibration des noyaux $\delta$ sur des maillages curvilinéaires ou non uniformes

Généralement les maillages Eulériens employés pour résoudre les équations du mouvement du fluide sont Cartésiens et uniformes pour des raisons de simplicité de discrétisation, et d'efficacité des solveurs (résolution de l'équation de Poisson par exemple dans une formulation incompressible). Cependant, il peut être très avantageux, et nécessaire dans de nombreuses applications de resserrer les points de discrétisation proche de la frontière solide, par exemple lorsqu'on souhaite capturer finement l'écoulement de proche paroi en régime turbulent. Dans cette optique, la formulation que nous proposons dans Pinelli *et al.* (2010) présente un algorithme de frontières immergées sur des maillages non uniformes et curvilinéaires. La méthode utilise l'idée du «Reproducing Kernel Particle Method» (RKPM) (Liu *et al.*, 1995) pour l'interpolation et le spreading. On peut donc conserver en discret l'intégrale des forces, dans l'espace Lagrangien et dans l'espace Eulérien, quelque soit le type de maillage structuré.

---

3. comme au chapitre 4

L'idée est de remplacer la fonction d'interpolation  $\tilde{\delta}$  par une fonction calibrée  $\bar{\delta}$ , qui est obtenue en multipliant  $\tilde{\delta}$  par un polynôme de calibration :

$$\bar{\delta}(x - x_0) = \sum_{i=0}^N b_i(x_0)(x - x_0)^i \tilde{\delta}(x - x_0) \quad (1.16)$$

Les coefficients du polynôme  $b_i(x_0)$  sont alors déterminés en imposant les conditions vues précédemment à l'équation (1.9) sur les moments  $m_i(x_0) = \int_{\Omega} (x - x_0)^i \tilde{\delta}(x - x_0) dx$  :

$$\bar{m}_0(x_0) = \int_{\Omega} \bar{\delta}(x - x_0) dx = 1 \quad (1.17)$$

$$\bar{m}_i(x_0) = \int_{\Omega} (x - x_0)^i \bar{\delta}(x - x_0) dx = 0 \quad (i = 1, \dots, N) \quad (1.18)$$

Il est alors possible d'écrire les conditions sur les moments calibrés  $\bar{m}$  en fonction des moments originaux  $m_i$  :

$$\begin{aligned} \bar{m}_0(x) &= \int_{\Omega} \bar{\delta}(x - x_0) dx = \sum_{i=0}^n b_i(x) m_i(x) = 1 \\ \bar{m}_1(x) &= \int_{\Omega} (x - x_0) \bar{\delta}(x - x_0) dx = \sum_{i=0}^n b_i(x) m_{i+1}(x) = 0 \\ &\dots = \dots \\ \bar{m}_j(x) &= \int_{\Omega} (x - x_0)^j \bar{\delta}(x - x_0) dx = \sum_{i=0}^n b_i(x) m_{i+j}(x) = 0 \\ &\dots = \dots \\ \bar{m}_N(x) &= \int_{\Omega} (x - x_0)^N \bar{\delta}(x - x_0) dx = \sum_{i=0}^n b_i(x) m_{i+N}(x) = 0. \end{aligned}$$

ce qui s'écrit de manière matricielle :

$$\begin{pmatrix} m_0 & m_1 & \dots & m_N \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ m_j & m_{j+1} & \dots & m_{N+j} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ m_N & m_{N+1} & \dots & m_{2N} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_0 \\ \cdot \\ b_j \\ \cdot \\ b_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cdot \\ 0 \\ \cdot \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

En résolvant le système (1.19), il est alors possible de déterminer les coefficients de calibration  $b_i$ ,  $i = 0, 1, \dots, N$ .

Notons ici que l'on peut théoriquement construire par cette méthode des fonctions calibrées  $\bar{\delta}$ , de manière à ce qu'elles reproduisent exactement des moments d'ordre supérieur à ceux que peut reproduire la fonction originale  $\tilde{\delta}$ . En d'autres termes, selon le degré du polynôme de calibration, on peut augmenter l'ordre de l'interpolation et du spreading, ce qui permet une définition plus précise de la frontière par la présente méthode. Cette piste pourrait permettre d'obtenir des méthodes de frontières immergées d'ordre supérieur à 2, en adaptant également le schéma temporel, mais cela n'a pas été exploré pour l'instant. Pour plus de détail sur la méthode de calibration le lecteur pourra se référer à Pinelli *et al.* (2010) où elle est employée sur un maillage curviligne, et où les expressions des systèmes linéaires 2D et 3D sont données.

Il faut souligner que sur un maillage cartésien et uniforme, de nombreuses fonctions  $\tilde{\delta}$  utilisées dans la littérature ne nécessitent pas de calibration. C'est le cas de la forme définie par l'équation (1.7) par exemple. Sur des maillages non uniformes ou curvilignes les conditions sur les moments (1.9) ne sont pas respectées, et il est alors nécessaire de calibrer les fonctions d'interpolation, en introduisant les fonctions  $\bar{\delta}$  de manière à assurer l'ordre désiré.



# Chapitre

# 2

## *Implémentations numériques*

### Aperçu

1	Couplage avec les équations de Navier Stokes en incompressible . . . . .	33
2	Couplage avec Lattice Boltzmann . . . . .	36
3	Mise en œuvre et implémentation dans les codes . . . . .	40

Ce chapitre présente le couplage de cette méthode avec deux méthodes de résolution classiquement utilisées en simulation numérique : les codes Navier Stokes et les codes Lattice Boltzmann. Ces deux types de code de calcul sont mis en œuvre pour produire les résultats présentés dans ce mémoire aux chapitres 4 à 7.

## 1 Couplage avec les équations de Navier Stokes en incompressible

Historiquement c'est d'abord sur les équations de Navier Stokes que la méthode des frontières immergées a été implémentée. On présente d'abord un aperçu général des différentes méthodes de couplage qui ont été employées dans la littérature, puis une discussion sur le problème qui existe avec le couplage de la méthode dans les formulations incompressibles.

### 1.1 Aperçu des différentes stratégies de la littérature

Peskin (1972) introduit pour la première fois la méthode des frontières immergées dans la communauté mécanique des fluides avec un travail remarquablement novateur, tant au niveau de la méthode numérique que de l'application considérée : l'interaction fluide structure entre un cœur battant et l'écoulement de sang. Les parois du cœur y sont traitées avec un modèle élastique, basé sur des ressorts linéaires. On suppose que chaque point de la frontière immergée, déterminé par ses coordonnées  $\mathbf{X}$  au temps  $t$ , possède une position d'équilibre lorsque le système est au repos, que l'on note  $\mathbf{X}^{\text{eq}}$ . Lorsque la frontière est sollicitée par le fluide, chaque point de la frontière est légèrement déplacé de sa position d'équilibre, ce qui tend donc à déformer la frontière d'une distance  $\mathbf{X} - \mathbf{X}^{\text{eq}}$  en chaque point Lagrangien. Ceci génère alors une force de rappel (comme un ressort linéaire) qui tend à ramener chaque point Lagrangien vers sa position d'équilibre associée :

$$\mathbf{F}(\mathbf{X}, t) = -k(\mathbf{X} - \mathbf{X}^{\text{eq}}) \quad (2.1)$$

Cette relation est calculée en chaque point discret  $l$  de la frontière déterminé par ses coordonnées  $\mathbf{X}_l$  au temps  $t$ , et  $k$  est la raideur du ressort de rappel, qui est un paramètre empirique de la méthode. Si sa valeur est élevée, la force de rappel est alors très rapide à chaque itération mais cela peut introduire de fortes vitesses dans l'écoulement qui est entraîné par cette force, et donc des limitations en termes de critère CFL. A l'inverse, si sa valeur est trop faible, la frontière ne sera pas ramenée à sa position d'équilibre exacte, et donc la géométrie exacte ne sera pas simulée correctement. Cette méthode souffre donc de

limitations importantes, plus particulièrement pour les géométries fixes. Dans le cas de géométries à frontières flexibles, elle peut être utilisée si l'on désire modéliser la frontière par une succession de ressorts de rappel, dont on va fixer la raideur de manière empirique (Peskin, 1972).

Bien plus tard, le même auteur publie les fondations mathématiques de la méthode dans l'excellent article de Peskin (2002), tandis qu'entre temps de nombreuses versions, améliorations et extensions voient le jour. Il est à présent habituel de classer les méthodes en deux catégories : les méthodes à forçage continu (*continuous forcing*) et les méthodes à forçage discret, ou forçage direct (*direct forcing*) (Mittal et Iaccarino, 2005), selon l'étape de l'algorithme où le terme de forçage est appliqué (respectivement avant ou après la discrétisation des équations de Navier Stokes).

Parmi les méthodes à forçage continu, on trouve la méthode originale développée par Peskin basée sur un modèle de ressorts élastiques, et une fonction Delta de Dirac discrétisée qui permet de transférer la vitesse du fluide et la force depuis les points Lagrangiens définissant la frontière solide, vers le maillage Eulérien environnant, et *vice versa* (Peskin, 1972). Plus tard, d'autres formulations sont proposées dans cette même catégorie, par exemple la méthode à forçage rétroactif (*feedback forcing*), qui consiste en une force de rappel qui ramène les vitesses de la frontière à une position d'équilibre (Beyer et LeVeque, 1992; Goldstein *et al.*, 1993). En chaque point discret  $l$  de la frontière déterminé par ses coordonnées  $\mathbf{X}_l$  au temps  $t$ , en notant  $\mathbf{V}(\mathbf{X}, t)$  la vitesse de la frontière et  $\mathbf{U}(\mathbf{X}, t)$  la vitesse du fluide au point Lagrangien considéré, le principe est de calculer la force par (Fadlun *et al.*, 2000) :

$$\mathbf{F}(\mathbf{X}, t) = \alpha_f \int_0^t (\mathbf{U}(\mathbf{X}, t) - \mathbf{V}(\mathbf{X}, t)) dt' + \beta_f (\mathbf{U}(\mathbf{X}, t) - \mathbf{V}(\mathbf{X}, t)) \quad (2.2)$$

On note ici aussi la présence des constantes  $\alpha_f$  and  $\beta_f$ , négatives et déterminées empiriquement de manière à ce que la norme de la différence  $\mathbf{U}(\mathbf{X}, t) - \mathbf{V}(\mathbf{X}, t)$  soit minimale. Il est facile de montrer que cette formulation revient à celle d'un oscillateur amorti dont la constante  $\alpha_f$  est proportionnelle à la fréquence des oscillations et  $\beta_f$  est un facteur d'amortissement (Fadlun *et al.*, 2000), qui a tendance à réduire les pics d'amplitude de la force, et donc réduire les risques de dépassement de CFL mentionnés ci-dessus. Ces méthodes à forçage continu sont indépendantes de la discrétisation, mais souffrent de limitations sévères liées à la présence de constantes arbitraires dans leur formulation, qui doivent être calibrées, ou à l'apparition d'oscillations numériques non voulues, liées aux contraintes sur le pas de temps. Un autre inconvénient de ce type de méthodes est le fait qu'une définition très précise de la frontière peut difficilement être atteinte en raison des fonctions de lissage utilisées pour transmettre la force entre le fluide et la frontière.

L'autre catégorie concerne les méthodes à forçage direct, ou discret, introduites pour pallier les inconvénients des méthodes précédentes. Le terme de forçage  $\mathbf{f}$  est introduit au niveau des équations du mouvement discrétisées, ce qui permet un algorithme plus stable et plus précis. La première implémentation est due à Mohd-Yusof et LeVeque (1997), et de nombreuses variantes ont suivi, parmi lesquelles on trouve, non-exhaustivement et par ordre chronologique Fadlun *et al.* (2000); Kim *et al.* (2001); Balaras (2004) ou Taira et Colonius (2007). Ce sont les méthodes qui sont les plus utilisées à l'heure actuelle dans la littérature. Leur inconvénient est bien sûr qu'elles dépendent de la discrétisation utilisée, en particulier la discrétisation temporelle. Le traitement semi-implicite des termes visqueux pour s'affranchir de la contrainte de stabilité visqueuse a par exemple une influence directe sur le calcul du terme de forçage (Fadlun *et al.*, 2000; Kim *et al.*, 2001). Dans les méthodes à forçage direct, on suppose que les équations de Navier Stokes sont vérifiées sur les points de la frontière immergée, ce qui s'écrit :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \frac{\mathbf{u}^d(\mathbf{x}, t + \Delta t) - \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)}{\Delta t} = \text{RHS} + \mathbf{f}(\mathbf{x}, t) \quad (2.3)$$

où  $\mathbf{u}^d$  est la vitesse désirée au point Lagrangien considéré, égale à la vitesse de la frontière, et  $\text{RHS} = -\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} - \nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u}$ . On effectue d'abord un pas prédictif, c'est-à-dire en considérant le solide comme absent du calcul. On calcule ainsi une vitesse prédite  $\mathbf{u}^*$  en considérant la force  $\mathbf{f}$  nulle :

$$\frac{\mathbf{u}^*(\mathbf{x}, t + \Delta t) - \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)}{\Delta t} = \text{RHS} \quad (2.4)$$

où  $\mathbf{u}^*$  est la vitesse prédite au temps  $t + \Delta t$  sans terme de force. Si l'on soustrait à présent l'équation (2.4) à l'équation (2.3) on obtient l'expression de la force :

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mathbf{u}^d(\mathbf{x}, t + \Delta t) - \mathbf{u}^*(\mathbf{x}, t + \Delta t)}{\Delta t} \quad (2.5)$$

On trouve également dans les méthodes à forçage direct les algorithmes faisant intervenir des cellules fantômes («*ghost cells*») à l'intérieur du solide pour le calcul du terme de force, afin d'obtenir une description plus précise de la frontière, tout en préservant un ordre élevé en espace (Tseng et Ferziger, 2003; Mittal *et al.*, 2008). Cependant, ces méthodes nécessitent des interpolations et des positionnements géométriques trop complexes dans le cas de frontières mobiles, et souffrent d'un problème de discontinuité temporelle lié aux cellules qui deviennent fluides après avoir été solides à l'itération précédente. Dans la même idée les méthodes dites «*cut cell*» consistent à traiter de manière spéciale les cellules fluides qui sont coupées par la frontière, de façon à assurer une conservation de la masse et de la quantité de mouvement (Ye *et al.*, 1999). Cependant, ces propriétés de conservation intéressantes sont éclipsées par une complexité géométrique de mise en œuvre quasiment prohibitive dans le cas de configurations 3D (Mittal et Iaccarino, 2005).

Généralement les problèmes de stabilité rencontrés dans les méthodes à forçage direct du type (2.5), et géométriquement simple à mettre en œuvre, proviennent du fait que la vitesse et la force ne sont pas évaluées au même instant dans l'algorithme. Un autre point important est l'apparition d'oscillations numériques non voulues sur le champ de vitesse dans des configurations à frontières mobiles. Comme dans le cas des méthodes à cellules fantômes, elles sont dues à une discontinuité temporelle introduite par l'algorithme, lorsqu'une cellule fluide devient soudainement une cellule solide d'un instant à l'autre. Un moyen de remédier à ce problème est de calculer la force dans l'espace Lagrangien au lieu de l'espace Eulérien, comme proposé par Uhlmann (2005), dans une formulation qui combine les avantages des deux catégories de méthodes, à forçage continu et à forçage direct. Cette méthode a ensuite été étendue à des maillages non uniformes et curvilinéaires par Pinelli *et al.* (2010), et améliorée en y ajoutant des sous itérations destinées à améliorer sa précision (Kempe et Fröhlich, 2012). Une nouvelle quadrature pour l'étape de spreading est aussi introduite pour la première fois par les mêmes auteurs Pinelli *et al.* (2010). C'est cette méthode qui est largement utilisée dans ce mémoire, aussi bien sur les équations de Navier Stokes que sur les équations de Lattice Boltzmann. Cette méthode est aussi implémentée dans les bibliothèques OpenFoam, dont la formulation est publiée dans Constant *et al.* (soumis 2016). Le caractère modulaire de la méthode, ses propriétés de stabilité et son efficacité à traiter des parois déformables ou mobiles en font un ingrédient très intéressant à rajouter dans les codes existants. Une version implicite de cette méthode est également proposée récemment par Cai *et al.* (2015).

## 1.2 Utilisation dans le cadre de formulations incompressibles

Bien que cela ne soit pas systématiquement mentionné dans la littérature, il n'est pas trivial d'utiliser les méthodes de frontières immergées à forçage direct dans le contexte de solveurs incompressibles à schéma prédicteur-correcteur de pression. En effet, on aboutit à un problème à deux contraintes : d'une part on doit calculer le terme de forçage pour imposer la condition de non-glissement à la paroi, et d'autre part on veut obtenir un champ de vitesse à divergence nulle, en particulier autour de la frontière immergée. En d'autres termes, le fait d'imposer la condition de divergence nulle sur la vitesse altère la précision de la méthode des frontières immergées à la paroi. Bien que ce problème soit reporté comme étant négligeable dans Fadlun *et al.* (2000), cela peut engendrer des différences significatives selon la configuration considérée. En effet, Domenichini (2008) démontre que cela introduit systématiquement une erreur d'ordre 1 en temps sur la vitesse de paroi. Une solution est proposée par Ikeno et Kajishima (2007) qui consiste à changer la structure de la matrice du problème de Poisson résolue pour calculer la valeur du projecteur (c'est-à-dire la pression ou la correction de pression selon la méthode), en imposant directement 'en dur' des conditions de Neumann sur la paroi immergée au niveau des termes correspondants de la matrice. Changer la structure de la matrice n'est cependant pas souhaitable car cela a une très forte influence sur les algorithmes de résolution du problème de Poisson : l'utilisation de méthodes d'inversion de matrice rapide et efficace peut être empêchée car la matrice n'est plus pentadiagonale. Dans le même contexte, Taira et Colonius (2007) proposent une formulation générale qui résout les deux contraintes en un seul problème, en introduisant des multiplicateurs de Lagrange (pression et force) associés à chaque point de la frontière pour imposer la valeur de la vitesse à la frontière, satisfaisant simultanément la contrainte de divergence nulle. Ces multiplicateurs sont obtenus en résolvant un système linéaire évidemment assez gros, ce qui pose des problèmes de stockage mémoire, surtout pour des configurations 3D. De plus, le système linéaire souffre de problèmes de conditionnement en raison du caractère localisé des opérateurs d'interpolation, affectant ainsi la convergence du calcul (Ji *et al.*, 2012).

Dans les implémentations de ce mémoire, l'utilisation de solveurs de Poisson rapides et optimisés est préférée, et donc le calcul de la pression est effectué après que la condition de frontières immergées ait été

imposée sur le champ de vitesse. Pour des configurations laminaires, aucune sous-itération n'est cependant nécessaire car l'étape de correction de la vitesse introduit une erreur négligeable sur l'imposition de la condition de vitesse sur la frontière immergée (Fadlun *et al.*, 2000). Cependant, pour des configurations turbulentes, ou présentant des gradients de vitesse plus importants, des erreurs apparaissent en raison de phénomènes de pénétration de fluide à la paroi (ou transpiration), qui proviennent d'une part de la non imposition d'une condition sur le gradient de pression à la paroi ( $\frac{\partial p}{\partial n} = 0$ ), et d'autre part du non respect de la condition d'incompressibilité. Des sous-itérations sont alors nécessaires entre la partie frontières immergées et la partie correction de pression, tout en gardant le contrôle désiré sur les erreurs relatives aux deux contraintes : divergence nulle et vitesse de glissement pariétal nulle.

Par rapport à ces différentes stratégies utilisées dans la littérature, une nouvelle méthode visant à satisfaire les deux contraintes en même temps est implémentée dans le logiciel Openfoam (Constant *et al.*, soumis 2016), dans le cadre de la thèse de Eddy Constant que je co-encadre avec Philippe Méliga et Eric Serre. Elle repose sur une évaluation analytique du terme de divergence de la force, noté  $\nabla \cdot f(\hat{\mathbf{u}})$ , et présent dans l'étape de correction de pression :

$$\nabla^2 p^\star = -\nabla \cdot (\mathbf{u}^\star \nabla \mathbf{u}^\star) + \nabla \cdot f(\hat{\mathbf{u}}) \quad (2.6)$$

où  $\hat{\mathbf{u}}$  représente l'estimation de la vitesse obtenue en résolvant les équations de Navier Stokes sans terme de force et sans imposition de la condition d'incompressibilité, et  $\mathbf{u}^\star$  représente la vitesse prédite avec uniquement le terme de forçage de frontières immergées et donc non nécessairement à divergence nulle (le schéma complet de résolution est décrit à l'algorithme 2). L'expression analytique de la fonction  $\tilde{\delta}(r)$  étant connue (voir 1.7), il est donc possible de calculer de manière analytique l'expression de l'opérateur de divergence  $\nabla \cdot f(\hat{\mathbf{u}})$ , ce qui permet d'avoir une évaluation exacte de ce terme pour chaque sous-itération du solveur de pression (voir algorithme 2). L'apport de cette nouvelle méthode par rapport à la littérature existante est qu'elle permet d'obtenir un champ de vitesse final avec une précision excellente à la fois sur la condition d'incompressibilité et sur l'imposition de la condition en paroi, pour un coût CPU minimal (Constant *et al.*, soumis 2016).

## 2 Couplage avec Lattice Boltzmann

La méthode des frontières immergées, de par son caractère modulaire, peut facilement être implémentée dans un code Lattice Boltzmann, selon le même principe que pour les équations de Navier Stokes, c'est-à-dire en ajoutant un terme de forçage volumique aux équations du mouvement. Le couplage entre la méthode Lattice Boltzmann et la méthode des frontières immergées est particulièrement intéressant et naturel, principalement en raison du maillage cartésien uniforme fixe qui est utilisé de manière classique dans la méthode Lattice Boltzmann.

### 2.1 L'équation de Boltzmann

La dynamique macroscopique d'un fluide peut être vue comme le mouvement d'ensemble résultant de l'agitation collective de particules microscopiques. Il est bien connu que ce comportement macroscopique est bien décrit par les équations de Navier Stokes avec l'approximation des milieux continus, et c'est pourquoi les outils de simulation numérique en mécanique des fluides ont d'abord résolu classiquement ces équations pour déterminer la dynamique d'un fluide. Cependant il est possible d'adopter une démarche plus proche de la molécule de fluide. Sans aller jusqu'à l'échelle de la molécule (ce qui est fait dans les codes de dynamique moléculaire), la méthode Lattice Boltzmann est une méthode, dite mésoscopique, qui résout l'équation de Boltzmann, issue de la cinétique des gaz, pour obtenir la dynamique statistique des particules de fluide. C'est donc deux approches radicalement différentes dans leur essence, et qui opèrent à des échelles différentes. Cependant, ces deux approches donnent des résultats équivalents pour simuler des problèmes de mécanique des fluides, et il est possible de démontrer formellement que l'on retrouve les équations de Navier Stokes à partir de l'équation de Boltzmann discrétisée, grâce au développement multi-échelle de Chapman-Enskog (Nourgaliev *et al.*, 2003).

Pour avoir une description statistique du fluide on utilise des fonctions de distribution de vitesse, qui dépendent de sept paramètres : trois pour l'espace ( $x, y$  et  $z$ ), trois pour les vitesses que peuvent prendre les particules ( $e_x, e_y$  et  $e_z$ ), et le temps  $t$ . On note  $f(x, y, z, e_x, e_y, e_z, t)$  ces fonctions qui décrivent le nombre de particules ayant approximativement la vitesse  $(e_x, e_y, e_z)$ , dans le voisinage du point  $(x, y, z)$  et au temps  $t$ .

L'équation de Boltzmann décrit le transport de ces fonctions de distribution  $f$ , qui relaxent vers un état d'équilibre  $f^{eq}$ , décrit par la fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann. Si l'on trace  $f^{eq}$  en fonction des vitesses particulières possibles (voir figure 2.1), on obtient une fonction en forme d'une courbe en cloche, avec la valeur moyenne et l'écart-type classique de la loi normale. En d'autres termes, un gaz qui est perturbé a tendance à revenir à cette position d'équilibre de répartition statistique des vitesses, qui dépend bien sûr de la température. Thermodynamiquement, c'est la distribution qui maximise l'entropie. Dans la suite, on utilise le modèle de collision basé sur une relaxation simple vers  $f^{eq}$ , dit de Bhatnagar-Gross-Krook (BGK) Bhatnagar *et al.* (1954), qui correspond au terme de droite de l'équation (2.7) :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{e} \cdot \nabla_{\mathbf{x}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{e}}\right) f(\mathbf{x}, \mathbf{e}, t) = \frac{1}{\tau} (f(\mathbf{x}, \mathbf{e}, t) - f^{eq}(\rho, \mathbf{u})) \quad (2.7)$$

Un des aspects les plus élégants de la méthode est sans doute le passage de l'échelle microscopique à l'échelle macroscopique : il suffit d'intégrer les fonctions de distribution dans l'espace des vitesses particulières  $\mathbf{e}$ . On récupère ainsi les variables d'état du fluide : la vitesse du fluide  $\mathbf{u}$  et la densité  $\rho$  :

$$\begin{cases} \rho(\mathbf{x}, t) = \int f(\mathbf{x}, \mathbf{e}, t) d\mathbf{e} \\ \rho \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \int \mathbf{e} f(\mathbf{x}, \mathbf{e}, t) d\mathbf{e} \end{cases} \quad (2.8)$$

Les grandeurs macroscopiques sont donc les moments statistiques des fonctions de distribution  $f$  : la densité est le moment d'ordre 0 et la vitesse du fluide est le moment d'ordre 1, c'est-à-dire l'espérance mathématique. On retrouve ici que le comportement macroscopique est le mouvement moyen du fluide qui émerge du mouvement particulaire. Notons que le passage du microscopique au macroscopique (2.8) permet de s'affranchir des trois paramètres de vitesse particulaire, mais la dépendance spatio-temporelle reste identique à une description classique des équations de Navier Stokes. On considère donc une physique macroscopique avec l'équation de Boltzmann, même si le passage par les vitesses particulières et les fonctions de distributions lui confère un caractère plus microscopique.

L'étape suivante est la discrétisation de l'équation de Boltzmann (2.8), qui va donner son nom à la méthode Lattice Boltzmann. Sans entrer dans les détails, l'espace des vitesses se discrétise en projetant sur une base de polynômes de Hermite, et une quadrature de Gauss-Hermite pour évaluer de manière discrète les intégrales. Pour l'espace et le temps, un schéma aux différences finies est utilisé. On aboutit à l'équation discrétisée suivante :

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{\Delta t}{\tau} (f_i(\mathbf{x}, t) - f^{eq}(\rho, \mathbf{u})) + \Delta t F_i(\mathbf{x}, t) \quad (2.9)$$

Pour plus de détails sur l'obtention de l'équation discrète (2.9) à partir de l'équation de Boltzmann en continu (2.7), on pourra se référer à l'article de Shan *et al.* (2006), ou à la thèse de Malaspina (2009). La discrétisation de l'espace se fait sur un maillage cartésien uniforme, que l'on appelle le réseau (ou *lattice* en anglais, et on préférera le terme anglais dans la suite). En chaque point du lattice, un certain nombre de vitesses discrètes  $\mathbf{e}_i$  sont définies, selon la complexité de la physique que l'on souhaite simuler (voir §2.2 pour l'implémentation discrète de la méthode).

L'imposition des conditions aux bords peut être problématique. La méthode de *bounce-back* est très utilisée pour modéliser la présence de parois solides. Elle fait littéralement rebondir les fonctions de distributions sur la paroi en inversant leur sens de transport. D'autres techniques plus évoluées permettent de trouver la valeur des fonctions de distribution à la paroi en se basant sur des conservations macroscopiques de masse et de quantité de mouvement à la paroi (Zou et He, 1997).

Les avantages de la méthode Lattice Boltzmann sur les méthodes classiques de résolution de Navier Stokes dépendent des applications considérées mais sont souvent significatifs : l'implémentation numérique est très facile, les performances de parallélisation sont excellentes en raison de la localité des termes non linéaires (qui sont confinés dans l'expression de la fonction d'équilibre  $f^{eq}$ ). De plus, il n'y a pas de résolution de problème de Poisson pour la pression, ce qui facilite le couplage avec la méthode des

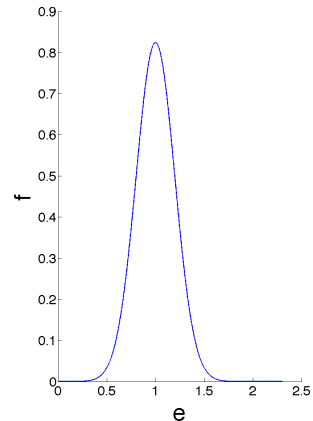


FIGURE 2.1 – Fonction de distribution des vitesses à l'équilibre.

frontières immergées (voir §1.2). Autre avantage, les développements classiques en turbulence peuvent y être importés quasi-directement depuis les formulations provenant des équations de Navier Stokes, et il est relativement facile d'implémenter de nouveaux ingrédients physiques au modèle : milieux poreux (voir chapitre 3), écoulements multiphasiques (voir chapitre 3), fluides non Newtoniens, prise en compte de la température etc.

Pour plus de détails sur la méthode, le lecteur peut se référer à Succi (2001) pour une référence générale, ou à He et Luo (1997); Chen *et al.* (1992); Qian *et al.* (1992); Shan *et al.* (2006); Malaspinas (2009) pour des références plus complètes sur l'obtention des équations.

## 2.2 Discrétisation et implémentation numérique

Les variables d'état du fluide sont calculées en résolvant l'équation de Boltzmann discrétisée (2.9), où  $f_i(\mathbf{x}, t)$  représente les fonctions de distribution à la position  $\mathbf{x}$  et au temps  $t$ , dans la  $i^{\text{ième}}$  direction discrète. L'implémentation numérique se fait classiquement en deux étapes : la propagation, qui correspond au terme de gauche de l'équation (2.9), et la collision qui correspond au terme de droite de l'équation (2.9). En chaque point du lattice, un certain nombre de vitesses discrètes sont définies, selon la complexité de la physique que l'on souhaite simuler. Les lattices les plus classiques, et ceux qui seront utilisés dans la suite, sont le D2Q9 lattice (pour les configurations 2D) ou le D3Q19 (pour les configurations 3D), illustrés sur la figure 2.2. Les vecteurs  $\mathbf{e}_i$  représentent les vitesses discrètes qui sont définies en chaque point du

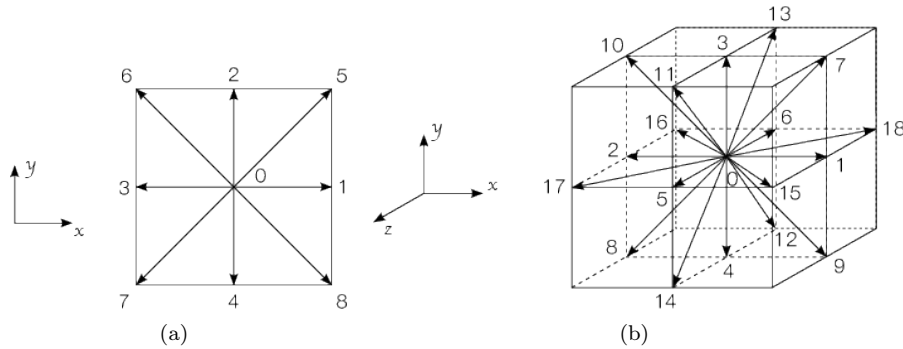


FIGURE 2.2 – Les deux lattices utilisés dans la suite : (a) D2Q9 pour les configurations 2D ; (b) D3Q19 pour les configurations 3D.

lattice. Par exemple, le jeu de vitesses discrètes pour le lattice D2Q9 lattice est donné par :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{e}_0 \\ \vdots \\ \mathbf{e}_i \\ \vdots \\ \mathbf{e}_8 \end{bmatrix} = \frac{\Delta x}{\Delta t} \begin{bmatrix} 0 & +1 & 0 & -1 & 0 & +1 & -1 & -1 & +1 \\ 0 & 0 & +1 & 0 & -1 & +1 & +1 & -1 & -1 \end{bmatrix}^T \begin{bmatrix} \mathbf{e}_x \\ \mathbf{e}_y \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

où  $\Delta x$  est le pas d'espace du lattice,  $\Delta t$  le pas temps et  $\mathbf{e}_x$  et  $\mathbf{e}_y$  sont les composantes des vitesses discrètes dans les directions  $x$  et  $y$ , respectivement.

Grâce à l'équation (2.9), on peut calculer les fonctions de distribution  $f_i(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  au pas de temps suivant, et ensuite reconstruire un nouvel état macroscopique du fluide, en calculant la densité  $\rho$  (masse par unité de volume) et le vecteur vitesse  $\mathbf{u}$  grâce à la version discrète du système (2.8) :

$$\begin{cases} \rho = \sum_i f_i \\ \rho \mathbf{u} = \sum_i \mathbf{e}_i f_i \end{cases} \quad (2.11)$$

Comme mentionné au §2.1, les fonctions de distribution  $f_i$  sont donc ramenées vers leur position d'équilibre  $f_i^{eq}$  avec un rappel linéaire (type ressort), dont le temps de relaxation (ou raideur) est le

paramètre  $\tau$ . Ce temps de relaxation est fondamental car il est relié à la viscosité cinématique  $\nu$  par  $\nu = c_s^2(\tau - 0.5\Delta t)$ , où  $c_s = 1/\sqrt{3}$  est la vitesse du son sur le lattice avec la normalisation classique  $\Delta x = 1, \Delta t = 1$ . Dans la suite, on utilise un modèle isotherme classique, dans lequel la pression du fluide est égale à  $p = c_s^2\rho$ .

Ce modèle est à première vue linéaire, mais la non-linéarité est bien présente dans l'équation (2.9), dans la fonction d'équilibre  $f_i^{eq}(\mathbf{x}, t)$ . Son expression est obtenue par un développement en polynômes de Hermite de la fonction d'équilibre de Maxwell-Boltzmann (Shan *et al.*, 2006) :

$$f_i^{eq} = \rho\omega_i \left[ 1 + \frac{\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u})^2}{2c_s^4} - \frac{\mathbf{u}^2}{2c_s^2} \right] \quad (2.12)$$

où les poids  $\omega_i$  sont  $\omega_0 = 4/9, \omega_{1-4} = 1/9$  et  $\omega_{5-8} = 1/36$  pour un lattice D2Q9, et  $\omega_0 = 1/3, \omega_{1-6} = 1/18$  et  $\omega_{7-18} = 1/36$  pour un lattice D3Q19 (Qian *et al.*, 1992).

Lorsqu'on considère une force de volume qui agit sur le fluide (cela sera la force de la méthode des frontières immergées), on considère l'expression discrète du terme de force  $F_i$  de l'équation (2.9) donnée par Guo *et al.* (2002) :

$$F_i = \left( 1 - \frac{\Delta t}{2\tau} \right) \omega_i \left[ \frac{\mathbf{e}_i - \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u}}{c_s^4} \mathbf{e}_i \right] \cdot \mathbf{f} \quad (2.13)$$

avec  $\mathbf{f}$  une force par unité de volume définie sur chaque point Eulérien du lattice. La reconstruction de la vitesse macroscopique est alors modifiée de manière à ce que le modèle puisse être équivalent aux équations de Navier Stokes à l'échelle macroscopique (voir Guo *et al.* (2002)) :

$$\rho\mathbf{u} = \sum_i \mathbf{e}_i f_i + \frac{\Delta t}{2} \mathbf{f} \quad (2.14)$$

Notons que l'équation (2.14) donne une relation entre la vitesse macroscopique du fluide et la force de volume, à n'importe quel instant, et sur chaque point Eulérien du lattice. Cette relation, évaluée dans l'espace Lagrangien, peut être utilisée pour implémenter la méthode des frontières immergées dans les équations de Lattice Boltzmann (voir §3.2.2).

### 2.3 Couplage avec la méthode des frontières immergées

La littérature sur le couplage de la méthode des frontières immergées avec la méthode Lattice Boltzmann est en plein essor et de très nombreuses versions sont actuellement proposées. On peut cependant distinguer quatre grandes catégories dans ces versions ; les deux premières sont directement importées des équations de Navier Stokes (et sont détaillées au §1.1), tandis que les deux suivantes sont basées sur le formalisme Lattice Boltzmann.

**Méthodes à force de rappel** Cette catégorie regroupe les méthodes basées sur la formulation originelle de Peskin décrite au §1.1 avec une force de rappel linéaire sur chaque point Lagrangien. La première implémentation de la méthode des frontières immergées dans un algorithme Lattice Boltzmann, effectuée par Feng et Michaelides (2004), est issue de la formulation proposée par Lai et Peskin (2000) pour les équations de Navier Stokes.

**Méthodes de forçage direct** Directement inspirée de la formulation utilisée pour coupler la méthode aux équations de Navier Stokes, il existe de nombreuses méthodes dans la littérature basées sur ce concept. On trouve l'algorithme de Chen *et al.* (2007) qui utilisent directement la relation (2.14) pour trouver la force (voir §3.2.2). D'autres techniques se basent aussi sur ce qui est fait dans le cas des équations de Navier Stokes pour trouver une expression de la force (Dupuis *et al.*, 2008). Dans le cadre de ce travail, deux méthodes de forçage direct (Favier *et al.*, 2014; Li *et al.*, 2016) sont utilisées avec le calcul de la quadrature Lagrangienne  $\epsilon$  défini au chapitre 1 §3.2. Elles sont présentées plus en détail au §3.2.2 de ce chapitre.

**Méthodes de correction implicite de la vitesse** Une approche implicite est proposée par Wu et C. Shu (2009), que l'on peut interpréter comme une correction implicite de la vitesse. Elle permet d'augmenter de manière significative la précision de la méthode, et de s'affranchir de la contrainte liée au pas de temps par rapport aux méthodes explicites. La discrétisation du terme de force est celle proposée

par Guo *et al.* (2002) : l'équation de Boltzmann discrétisée est donnée par (2.9), le terme de force est discrétisé sur les vitesses discrètes par (2.13) et la vitesse macroscopique est finalement reconstruite par (2.14).

La méthode consiste à définir une vitesse intermédiaire  $u^*$  définie par  $\mathbf{u}^* = \frac{1}{\rho} \sum_i \mathbf{e}_i f_i$  et une correction de vitesse  $\delta \mathbf{u} = \frac{1}{2\rho} \mathbf{f} \Delta t$ . La vitesse  $\mathbf{u}$  correspondant à la position de la frontière immergée est alors donnée par :

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}^* + \delta \mathbf{u} \quad (2.15)$$

Dans le cadre de cette méthode, la force est donc donnée par :

$$\mathbf{f} = \frac{2\rho}{\Delta t} \delta \mathbf{u} \quad (2.16)$$

La valeur de  $\delta \mathbf{u}$  est calculée à partir d'un système linéaire d'équations provenant de l'interpolation et du spreading de l'équation (2.15). La taille de la matrice dépend assez fortement du nombre de points Lagrangiens  $N$  : le système est de taille  $(2N)^2$  en 2D et  $(3N)^2$  en 3D, ce qui impose des contraintes en terme de mémoire et temps CPU, liés à la construction de la matrice elle-même, ainsi qu'à la résolution du système linéaire.

**Méthodes d'échange de quantité de mouvement** Initialement proposée par Niu *et al.* (2006), l'idée est de calculer la force directement à partir des fonctions de distribution. Les fonctions de distribution  $f_i$  dans chaque direction discrète  $i$  sont d'abord interpolées sur chaque point Lagrangien en utilisant des polynômes d'interpolation de Lagrange. En chaque point Lagrangien on connaît alors les fonctions de distribution dans toutes les directions  $i$ , et on peut donc appliquer la loi bounce-back pour calculer un nouveau jeu de fonction de distribution  $f_j$  prenant en compte la condition de non-glissement :

$$f_j(\mathbf{X}_j, t) = f_i(\mathbf{X}_i, t) - 2\omega_i \rho \frac{\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{U}_j}{c_s^2} \quad (2.17)$$

où  $\omega_i$  sont les poids relatifs à chaque vitesse discrète,  $j$  dénote la direction opposée à  $i$  (c'est-à-dire que  $\mathbf{e}_j = -\mathbf{e}_i$ ) et  $\mathbf{U}_j$  est la vitesse de la frontière prenant en compte à la fois les termes de translation et de rotation (voir Niu *et al.* (2006) pour l'expression exacte). L'expression de la force est alors :

$$\mathbf{F}(\mathbf{X}_j, t) = \sum_j \mathbf{e}_j (f_j(\mathbf{X}_j, t) - f_i(\mathbf{X}_i, t)) \quad (2.18)$$

### 3 Mise en œuvre et implémentation dans les codes

Pour produire les résultats présentés dans les chapitres suivants du mémoire, la même formulation générale définie par les équations (1.1) à (1.5) a été utilisée à la fois sur des codes Navier Stokes et des codes Lattice Boltzmann (opérateur  $\mathcal{N}$  défini par (1.1)). Différentes formes de l'opérateur  $\mathcal{A}$  de construction de la force, défini par (1.5), ont également été utilisées, et ce paragraphe présente donc un résumé des différentes méthodes numériques mises en œuvre sur les différents codes utilisés.

#### 3.1 Codes Navier Stokes

##### 3.1.1 Partie fluide (opérateur $\mathcal{N}$ )

Lorsque la méthode des frontières immergées est appliquée aux équations de Navier Stokes, l'opérateur  $\mathcal{N}$  de la formulation définie au chapitre 1 s'écrit :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f} \quad (2.19)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.20)$$

De par son caractère intrinsèquement modulaire, la méthode peut donc être implémentée sur n'importe quelle formulation de solveur Navier Stokes, aussi bien incompressible que compressible. Nous présentons dans Constant *et al.* (soumis 2016) une implémentation en volumes finis dans la suite logicielle OpenFoam, en présence d'un algorithme PISO pour le calcul de la pression. Pour les autres résultats de ce mémoire,



des codes DNS sont utilisés, en particulier un code DNS (initialement développé par l'équipe de Ugo Piomelli pour tester des modèles LES) dans lequel j'ai implémenté plusieurs méthodes numériques pour étendre les capacités du code (initialement écrit pour différentes configurations de canal plan). Il est basé sur des schémas de différences finies en grille décalée, avec les termes convectifs et diffusifs discrétisés par des schémas centrés d'ordre 2. Une méthode à pas fractionnaire pour le calcul de la pression est utilisé pour le schéma temporel (Chorin, 1968; J. Kim, 1985), avec une correction du second ordre semi-implicite pour la pression (Kan, 1986). Pour les termes diffusifs une méthode ADI (*alternating direction implicit*) est implémentée pour la discrétisation temporelle des termes diffusifs, ce qui permet de transformer le problème 3D en trois problèmes 1D grâce à une technique de séparation d'opérateurs, tout en gardant l'ordre formel du schéma. La solution du problème 3D de Poisson nécessaire pour l'étape de correction est aussi réduite à une série d'équations de Helmholtz 2D, grâce à une transformée de Fourier dans la direction  $z$  (périodique), et en résolvant des problèmes 2D pour chaque mode de Fourier en utilisant un solveur tridiagonal par bloc optimisé. Le code est aussi parallélisé grâce aux bibliothèques MPI et affiche des gains de temps quasi-linéaires en fonction du nombre de processeurs jusqu'à 200 processeurs.

Les résultats présentés dans ce mémoire avec des solveurs Navier Stokes proviennent de ce code DNS (chapitre 7), ou d'Openfoam (chapitre 6).

### 3.1.2 Expression de la force (opérateur $\mathcal{A}$ )

Une première implémentation par forçage rétroactif a été d'abord utilisée pour une application de mouvement forcé de structures flexibles présentée au chapitre 4. Cette méthode a fourni des résultats satisfaisants en termes d'erreur, mais présente l'inconvénient de devoir calibrer de manière arbitraire les valeurs des constantes  $\alpha_f$  et  $\beta_f$  de la relation (2.2). Pour les autres applications présentées dans ce mémoire, la méthode des frontières immergées implémentée est de type forçage direct et l'opérateur  $\mathcal{A}$  correspond donc à l'équation (2.5). La différence par rapport aux autres méthodes de forçage direct est que cette force est calculée dans l'espace Lagrangien. Pour cette raison, on doit la réécrire sous la forme :

$$\mathbf{F}(\mathbf{X}, t) = \frac{\mathbf{U}^d(\mathbf{X}, t + \Delta t) - \mathbf{U}^*(\mathbf{X}, t)}{\Delta t} \quad (2.21)$$

en utilisant la convention des lettres majuscules pour désigner les variables qui sont définies dans l'espace Lagrangien. Le terme  $\mathbf{U}^*(\mathbf{X}, t)$  est donc calculé en interpolant la vitesse prédite (en l'absence de paroi solide) sur les points Lagrangiens. La force  $\mathbf{F}$  est alors calculée par l'équation (2.21), et ensuite distribuée sur les points Eulériens par l'opérateur de spreading sur lequel on a calculé la quadrature  $\epsilon$  en résolvant le système linéaire défini au chapitre 1 §3.2. Une fois la force connue dans l'espace Lagrangien on résout une nouvelle fois les équations de Navier Stokes. Ces différentes étapes sont regroupées de manière formelle dans l'algorithme 1, dans lequel ont été surlignées les étapes consistant à résoudre les équations de Navier Stokes.

---

**Algorithme 1 :** Méthode de forçage direct appliquée aux équations de Navier Stokes. Publié dans Pinelli *et al.* (2010).

---

**Requiert:**  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  et  $p(\mathbf{x}, t)$  provenant du pas de temps précédent

- 1: Déplacement des points Lagrangiens selon le modèle physique choisi de déformation de la frontière ; mise à jour de  $\mathbf{U}^d(\mathbf{X}, t + \Delta t)$ , de  $\epsilon$  et des opérateurs d'interpolation et de spreading en fonction de la nouvelle géométrie (définis au chapitre 1)
  - 2: **Résolution des équations de Navier Stokes sans frontière immergée :** équations (2.19) avec  $\mathbf{f} = 0$  donnant la vitesse prédite  $\mathbf{u}^*$
  - 3: Interpolation (1.2) de la vitesse prédite  $\mathbf{u}^*$  sur les points Lagrangiens donnant  $\mathbf{U}^*$
  - 4: Calcul de la force  $\mathbf{F}(\mathbf{X}, t + \Delta t)$  par l'équation (2.21), la vitesse  $\mathbf{U}^d$  étant la vitesse de la frontière immergée, conformément à (1.4)
  - 5: Spreading de la force  $\mathbf{F}(\mathbf{X}, t + \Delta t)$  sur les points Eulériens voisins, donnant  $\mathbf{f}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  par l'équation (1.3)
  - 6: **Résolution des équations de Navier Stokes avec présence des frontières immergées :** équations (2.19) avec le terme de forçage  $\mathbf{f}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  donnant les variables du fluide au temps suivant :  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$ ,  $p(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  ; retour à l'étape 1 pour le pas de temps suivant
- 

Comme précédemment évoqué au §1.2, cet algorithme est implémenté dans une formulation qui permet d'imposer à la fois la condition d'incompressibilité et la condition de frontières immergées dans le logiciel

*opensource* Openfoam (Constant *et al.*, soumis 2016). Cet outil, développé dans le cadre du projet Européen PELskin et de la thèse d'Eddy Constant, a pour vocation de devenir un outil de référence à diffusion large pour la simulation de problèmes d'interaction fluide-structure en régimes turbulents d'écoulements. Une partie compressible est aussi en cours de développement en collaboration avec Marcello Meldi du laboratoire Pprime. L'intérêt est grand dans la communauté internationale car les méthodes de frontières immergées implémentées actuellement dans Openfoam font appel à des schémas d'interpolations qui sont complexes dans le cas de structures immergées instationnaires et déformables (Jasak *et al.*, 2014). En revanche, les opérateurs d'interpolation et de spreading étant indépendants de la géométrie, la méthode présentée à l'algorithme 2 et détaillée dans Constant *et al.* (soumis 2016) est plus efficace pour de telles configurations que les algorithmes actuellement disponibles. Le schéma prédicteur-correcteur utilisé est de type PISO (Pressure Implicit with Split Operator), développé par Issa (1985).

Dans le cadre de cet algorithme PISO nativement implémenté dans Openfoam, une seule étape de prédiction est suivie par deux étapes de correction, ce qui permet d'avoir une erreur en  $O(\Delta t^4)$  sur la vitesse, et en  $O(\Delta t^3)$  sur la pression, sans avoir recours à des sous-itérations supplémentaires (Issa, 1985).

---

**Algorithme 2 :** Implémentation de la méthode de forçage direct dans un schéma prédicteur-correcteur pour la pression. Publié dans Constant *et al.* (soumis 2016).

---

**Requiert:**  $\mathbf{u}^n, p^n$  provenant du pas de temps précédent  $n$ .

- 1: Étapes 1 à 6 de l'algorithme de forçage direct 1 en notant  $\hat{\mathbf{u}}$  la vitesse obtenue en résolvant les équations (2.19) avec  $\mathbf{f} = 0$ , et  $\mathbf{u}^{*,1}$  la vitesse obtenue en résolvant (2.19) avec le terme de forçage de frontières immergées. C'est l'étape de **prédiction** ( $m = 1$ )
  - 2: **Première étape de correction PISO.** Résolution de l'équation de Poisson pour la pression :  $\nabla^2 p^{*,m+1} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}^{*,m} \nabla \mathbf{u}^{*,m}) + \nabla \cdot f(\hat{\mathbf{u}})$  avec une évaluation analytique du terme  $\nabla \cdot f(\hat{\mathbf{u}})$
  - 3: **Deuxième étape de correction PISO.** Correction de la vitesse par :  $\mathbf{u}^{*,m+1} = g(\mathbf{u}^{*,m}, \nabla p^{*,m+1}, f(\hat{\mathbf{u}}))$  où  $g$  est une fonction propre à l'algorithme PISO utilisé et dépendant du solveur fluide (voir Constant *et al.* (soumis 2016) pour l'implémentation dans Openfoam)
  - 4: Répéter une seconde fois les étapes de corrections 2 et 3
  - 5:  $\mathbf{u}^{n+1} = \mathbf{u}^{*,3}$  et  $p^{n+1} = p^{*,3}$ ; retour à l'étape 1 pour le pas de temps suivant
- 

## 3.2 Codes Lattice Boltzmann

### 3.2.1 Partie fluide (opérateur $\mathcal{N}$ )

Lorsque la méthode des frontières immergées est appliquée aux équations de Lattice Boltzmann, l'opérateur  $\mathcal{N}$  de la formulation définie au chapitre 1 s'écrit donc :

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{\Delta t}{\tau} (f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{eq}(\rho, \mathbf{u})) + \Delta t F_i(\mathbf{x}, t) \quad (2.22)$$

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \sum_i f_i(\mathbf{x}, t) \quad (2.23)$$

$$\rho(\mathbf{x}, t) \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \sum_i \mathbf{e}_i f_i(\mathbf{x}, t) + \frac{\Delta t}{2} \mathbf{f}(\mathbf{x}, t) \quad (2.24)$$

Deux codes «maison», en C++ et en Fortran 90, ont été utilisés pour produire les résultats de ce mémoire. Ils sont basés sur une formulation BGK classique avec une implémentation des conditions par la méthode de Zou et He (1997), et couplée avec la méthode des frontières immergées, le tout parallélisé grâce aux bibliothèques MPI. Notons que les performances de parallélisation sont moins bonnes que sur un code lattice Boltzmann pur car les communications nécessaires pour l'interpolation et le spreading tendent à dégrader la portabilité du code. Un modèle de filament flexible basé sur la résolution des équations d'Euler Bernouilli a également été implémenté dans le code lattice Boltzmann (Favier *et al.*, 2015).

### 3.2.2 Expression de la force (opérateur $\mathcal{A}$ )

De manière similaire au §3.1.2, une méthode de frontières immergées à forçage direct a été implémentée dans Lattice Boltzmann, avec calcul de la quadrature  $\epsilon$  en résolvant le système linéaire défini au chapitre

1 §3.2. C'est une méthode explicite, mais qui se distingue des autres méthodes de la littérature par le calcul de  $\epsilon$ . La résolution globale est semblable à celle décrite dans l'algorithme 1, à la différence près que les étapes 2 et 7 sont faites en résolvant les équations (2.22), (2.23) et (2.24). Les différentes étapes sont données dans l'algorithme 3.

---

**Algorithme 3 :** Méthode de forçage direct appliquée aux équations de Lattice Boltzmann. Schéma à deux étapes de résolution des équations. Publié dans Favier *et al.* (2014).

---

**Requiert:**  $\rho(\mathbf{x}, t)$ ,  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  provenant du pas de temps précédent

- 1: Déplacement des points Lagrangiens selon le modèle physique choisi de déformation de la frontière ; mise à jour de  $\mathbf{U}^d(\mathbf{X}, t + \Delta t)$ , de  $\epsilon$  et des opérateurs d'interpolation et de spreading en fonction de la nouvelle géométrie (chapitre 1)
  - 2: Calcul de  $f_i^{eq}(\mathbf{x}, t)$  avec l'équation (2.12)
  - 3: **Résolution de l'équation de Boltzmann discrétisée sans frontière immergée :** équation (2.9) sans terme de forçage  $F_i$  donnant les  $f_i^*$  prédites
  - 4: Calcul de la vitesse macroscopique associée  $\mathbf{u}^*$  par la relation (2.11)
  - 5: Interpolation (1.2) de la vitesse prédite  $\mathbf{u}^*$  sur les points Lagrangiens donnant  $\mathbf{U}^*$
  - 6: Calcul de la force  $\mathbf{F}(\mathbf{X}, t + \Delta t)$  par l'équation (2.21), la vitesse  $\mathbf{U}^d$  étant la vitesse de la frontière immergée, conformément à (1.4)
  - 7: Spreading de la force  $\mathbf{F}(\mathbf{X}, t + \Delta t)$  sur les points Eulériens voisins, donnant  $\mathbf{f}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  par l'équation (1.3)
  - 8: Calcul de  $F_i(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  avec l'équation (2.13)
  - 9: **Résolution de l'équation de Boltzmann avec présence des frontières immergées :** équation (2.9) avec le terme de forçage  $F_i$  donnant les  $f_i(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  au temps suivant
  - 10: Mise à jour des variables d'état du fluide au temps suivant :  $\rho(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  et  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  par l'équation (2.14) qui inclue le terme de forçage ; retour à l'étape 1 pour le pas de temps suivant
- 

Par ailleurs, un autre couplage basé sur un forçage direct est aussi utilisé, proche de la formulation introduite par Chen *et al.* (2007), mais en calculant la quadrature  $\epsilon$  de manière à calibrer l'opérateur de spreading (voir §3.2). L'idée est d'utiliser la relation (2.14) pour déterminer la force. En notant  $\mathcal{I}$  l'opérateur d'interpolation sur les points Lagrangiens de coordonnées  $\mathbf{X}$  défini précédemment au chapitre 1, on peut alors écrire :

$$\mathcal{I}[\rho(\mathbf{x}, t)] \mathbf{U}^d(\mathbf{X}, t) = \mathcal{I} \left[ \sum_i \mathbf{e}_i f_i(\mathbf{x}, t) \right] + \frac{\Delta t}{2} \mathbf{F}(\mathbf{X}, t) \quad (2.25)$$

Pour rappel,  $\mathbf{U}^d(\mathbf{X}, t)$  désigne la vitesse désirée de la frontière immergée et les deux termes basés sur l'opérateur  $\mathcal{I}$  sont connus car ils proviennent de l'interpolation de grandeurs du fluide connues. Directement à partir de l'équation (2.25), on en déduit donc l'expression de la force de frontière immergée par :

$$\mathbf{F}(\mathbf{X}, t) = \frac{2}{\Delta t} \left( \mathcal{I}[\rho(\mathbf{x}, t)] \mathbf{U}^d(\mathbf{X}, t) - \mathcal{I} \left[ \sum_i \mathbf{e}_i f_i(\mathbf{x}, t) \right] \right) \quad (2.26)$$

Les différentes étapes de la résolution de cet algorithme sont résumées sur l'algorithme 4.

Les résolutions des équations de Lattice Boltzmann ont été mises en évidence en gras sur les algorithmes 3 et 4. En effet, la présence d'une étape prédictive dans l'algorithme 3 est la différence majeure avec l'algorithme 4 et nécessite une étape supplémentaire de résolution des équations de Lattice Boltzmann. Dans la pratique, et pour les différentes configurations testées en écoulement laminaire (Pinelli *et al.*, 2010; Favier *et al.*, 2014, 2015; Li *et al.*, 2016), ces deux algorithmes produisent des résultats équivalents, et sont aussi précis en termes de prédiction des lignes de courant et des erreurs de pénétration du fluide à la paroi, que les résultats produits par la méthode implicite proposée par Wu et C. Shu (2009), qui résout aussi un système linéaire (comme pour le calcul de  $\epsilon$ ). Les comparaisons des résultats obtenus sur la configuration de cylindre circulaire dans Li *et al.* (2016); Favier *et al.* (2014) et Wu et C. Shu (2009) permettent de s'en convaincre.

L'algorithme 4 est donc substantiellement plus rapide que l'algorithme 3, car il n'est basé que sur une seule résolution des équations (2.9). Cependant l'effet de l'étape prédictive supplémentaire a pour avantage de pouvoir effectuer les interpolations sur un champ plus régulier, car les discontinuités de

---

**Algorithme 4 :** Méthode de forçage direct appliquée aux équations de Lattice Boltzmann. Schéma à une étape de résolution des équations. Publié dans Li *et al.* (2016).

---

**Requiert:**  $\rho(\mathbf{x}, t)$ ,  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ ,  $\mathbf{F}(\mathbf{x}, t)$  provenant du pas de temps précédent

- 1: Déplacement des points Lagrangiens selon le modèle physique choisi de déformation de la frontière ; mise à jour de  $\mathbf{U}^d(\mathbf{X}, t + \Delta t)$ , de  $\epsilon$  et des opérateurs d'interpolation et de spreading en fonction de la nouvelle géométrie (chapitre 1)
  - 2: Calcul de  $f_i^{eq}(\mathbf{x}, t)$  avec l'équation (2.12)
  - 3: Calcul de  $F_i(\mathbf{x}, t)$  avec l'équation (2.13)
  - 4: **Résolution de l'équation de Boltzmann discrétisée** (2.9) donnant les  $f_i(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  au temps suivant
  - 5: Calcul de la densité  $\rho(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  avec l'équation (2.11)
  - 6: Interpolation des termes de l'équation (2.26) au temps  $t + \Delta t$ , et évaluation de la force  $\mathbf{F}(\mathbf{X}, t + \Delta t)$  sur les points Lagrangiens en fonction de la vitesse désirée  $\mathbf{U}^d(\mathbf{X}, t + \Delta t)$
  - 7: Spreading de la force  $\mathbf{F}(\mathbf{X}, t + \Delta t)$  sur les points Eulériens voisins, donnant  $\mathbf{f}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  par l'équation (1.3)
  - 8: Mise à jour des variables d'état du fluide  $\rho(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  et  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  au temps  $t + \Delta t$  par l'équation (2.14) qui inclue le terme de forçage ; retour à l'étape 1 pour le pas de temps suivant
- 

la frontière immergée sont lissées par l'étape prédictive sans forçage, ce qui confère à la méthode des frontières immergées de bien meilleures propriétés en termes de précision et convergence (voir chapitre 1 §4). Les tests de convergence montrent des propriétés de convergence de l'erreur légèrement meilleures pour l'algorithme 4 mais cela n'est pas significatif pour les nombres de Reynolds laminaires considérés. Pour des écoulements turbulents simulés à l'aide de la méthode Lattice Boltzmann, l'effet de l'étape prédictive sera sûrement plus visible et on devrait noter des effets plus marqués (c'est une perspective d'étude à court terme).

# Chapitre

# 3

## Couplages multiphysiques

### Aperçu

---

1	Frontières mobiles immergées dans un fluide multiphasique en Lattice Boltzmann . . . . .	45
2	Milieux poreux instationnaires en Lattice Boltzmann . . . . .	47
3	Développements complémentaires autour de la méthode . . . . .	53
4	Bilan et production scientifique sur la méthode numérique . . . . .	55

---

Ce chapitre présente les développements numériques autour du couplage de la méthode des frontières immergées avec des ingrédients physiques complexes tels que les fluides multiphasiques, et les milieux poreux. Dans tous les cas, les configurations considérées sont soit à géométries complexes, soit mobiles.

## 1 Frontières mobiles immergées dans un fluide multiphasique en Lattice Boltzmann

### 1.1 Contexte

La simulation numérique de phénomènes physiques mettant en jeu des frontières déformables ou mobiles dans un environnement multiphasique est un sujet de recherche en plein essor dans le domaine de la physique, de l'ingénierie, de la santé et du biomédical. Ce paragraphe présente une synthèse des développements réalisés sur le sujet, avec pour but initial le développement d'un outil numérique capable de simuler le battement de cils de l'épithélium de la trachée humaine pour transporter le mucus bronchique (voir chapitres 4 et 5). Les cellules de l'épithélium sont pourvues de structures flexibles en forme de petits fouets, les cils, qui sont conçus pour évacuer le mucus visqueux des voies respiratoires. Le défi numérique d'une telle configuration est de pouvoir traiter des structures flexibles en grande déformation, dans un fluide présentant deux composants : un fluide périciliaire dont les propriétés sont proches de celles de l'eau, et le mucus situé au-dessus de la couche périciliaire (Button *et al.*, 2012), comme on le verra au chapitre 5.

Pour prendre en compte cet environnement multicomposant du fluide, on utilise un modèle de potentiel interparticules basé sur la méthode Lattice Boltzmann proposé par Porter *et al.* (2012). Il est fondé sur le modèle original et très populaire de Shan et Chen (1993); Shan et Doolen (1995), mais il incorpore un forçage explicite (He *et al.*, 1998) pour prendre en compte l'effet de forces extérieures, au lieu de modifier directement la fonction d'équilibre, à l'instar des travaux de Shan et Chen (1993); Shan et Doolen (1995). Comme il est montré dans le travail de Porter *et al.* (2012), ce modèle basé sur un forçage explicite permet de réduire l'amplitude de courants parasites près de la frontière, et de traiter des configurations à plus grands rapports de densité ou de viscosité par rapport au modèle orginal de Shan-Chen. Ces modèles basés sur une force de volume sont consistants thermodynamiquement (voir les travaux de Huang *et al.* (2011) et Li *et al.* (2012) pour plus de détails).

La méthode des frontières immergées est couplée à ce modèle multicomposant, en utilisant un schéma explicite légèrement différent de celui présenté au chapitre 2, §3.2.2. Cette implémentation ne comporte pas d'étape prédictive sans frontière immergée, et est donc basée sur une seule résolution des équations de Lattice Boltzmann par itération. Le point clé est que la force de frontière immergée est calculée au moyen de la définition de la vitesse macroscopique (2.14), pour chaque composant du fluide. Elle est ensuite distribuée sur les points Eulériens voisins par l'opérateur de spreading, de la même manière que dans le cas monocomposant. De plus, avec la méthode proposée, on peut prendre en compte différentes propriétés de mouillage sur la paroi solide, en ajoutant un terme de forçage qui prend en compte l'adhésion fluide-solide à la paroi selon le modèle proposé par Martys et Chen (1996).

Ce modèle fournit des résultats en accord avec ceux de la littérature, et notamment pour capturer précisément la ligne de contact, sans avoir recours à des conditions de Neumann, comme il est préconisé dans Shao *et al.* (2013). Ce couplage de la méthode des frontières immergées en milieu multiphasique consistue le travail de post-doctorat de Zhe Li.

## 1.2 Méthode numérique

Selon le modèle multicomposant proposé par Porter *et al.* (2012), chaque composant est régi par l'équation de Boltzmann discrétisée :

$$f_i^\sigma(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i^\sigma(\mathbf{x}, t) - \frac{\Delta t}{\tau_\sigma} \left[ f_i^\sigma(\mathbf{x}, t) - f_i^{\sigma(eq)}(\mathbf{x}, t) \right] + \Delta t F_i^\sigma(\mathbf{x}, t) \quad (3.1)$$

où  $f_i^\sigma(\mathbf{x}, t)$  est la fonction de distribution pour le composant  $\sigma$  et  $\tau_\sigma$  est le temps de relaxation relatif au composant  $\sigma$  selon le modèle BGK. La fonction d'équilibre est donnée par :

$$f_i^{\sigma(eq)} = \rho_\sigma \omega_i \left[ 1 + \frac{\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u}_\sigma^{eq}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u}_\sigma^{eq})^2}{2c_s^4} - \frac{\mathbf{u}_\sigma^{eq} \cdot \mathbf{u}_\sigma^{eq}}{2c_s^2} \right] \quad (3.2)$$

en désignant par  $\rho_\sigma$  la densité du composant  $\sigma$ . Notons que la vitesse d'équilibre  $\mathbf{u}_\sigma^{eq}$  est la même pour chaque composant et est égale à la vitesse commune  $\mathbf{u}'$ , définie pour assurer la conservation de la quantité de mouvement globale (Porter *et al.*, 2012) :

$$\mathbf{u}_\sigma^{eq} = \mathbf{u}' = \frac{\sum_\sigma \sum_i \mathbf{e}_i f_i^\sigma / \tau_\sigma}{\sum_\sigma \sum_i f_i^\sigma / \tau_\sigma} \quad (3.3)$$

De plus, dans l'équation (3.1),  $F_i^\sigma$  est le terme discret de forçage explicite relatif à la force totale par unité de volume  $\mathbf{f}_\sigma$  qui s'exerce sur le composant  $\sigma$ , et qui est donnée par (Porter *et al.*, 2012) :

$$F_i^\sigma = \left( 1 - \frac{\Delta t}{\tau_\sigma} \right) \frac{\mathbf{f}_\sigma \cdot (\mathbf{e}_i - \mathbf{u}_\sigma^{eq})}{\rho_\sigma c_s^2} f_i^{\sigma(eq)} \quad (3.4)$$

Dans Li *et al.* (2016), nous proposons un algorithme de couplage qui consiste à ajouter un terme supplémentaire de force de frontière immergée dans la force de volume globale  $\mathbf{f}_\sigma$ . Ainsi, pour les cellules proches de la frontière,  $\mathbf{f}_\sigma$  contient, dans le cas où il n'y a pas d'autre force extérieure, la force de cohésion fluide-fluide de Shan-Chen  $\mathbf{f}_\sigma^{\text{SC}}$ , la force d'adhésion solide-fluide  $\mathbf{f}_\sigma^{\text{AD}}$  et la force de frontière immergée  $\mathbf{f}_\sigma^{\text{IB}}$ , c'est-à-dire :

$$\mathbf{f}_\sigma(\mathbf{x}, t) = \mathbf{f}_\sigma^{\text{SC}}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{f}_\sigma^{\text{AD}}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{f}_\sigma^{\text{IB}}(\mathbf{x}, t) \quad (3.5)$$

Comme détaillé dans Martys et Chen (1996) et Huang *et al.* (2007a), la force de cohésion fluide-fluide agissant sur le composant  $\sigma$  du fluide est donnée par :

$$\mathbf{f}_\sigma^{\text{SC}}(\mathbf{x}, t) = -G_{coh} \rho_\sigma(\mathbf{x}, t) \sum_i \omega_i \rho_{\sigma'}(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t) \mathbf{e}_i \quad (3.6)$$

où  $G_{coh}$  est le paramètre qui contrôle l'amplitude de la force de cohésion,  $\sigma'$  représente un autre composant du fluide que le composant  $\sigma$ , et on désigne par  $i$  l'indice correspondant aux vitesses discrètes définies à la position  $\mathbf{x}$  du lattice. Notons que l'équation (3.6) ne prend en compte que les directions  $i$  dont les cellules voisines  $\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t$  sont à l'intérieur du domaine fluide.

De manière similaire, la force d'adhésion solide-solide qui agit sur le composant  $\sigma$  du fluide est :

$$\mathbf{f}_\sigma^{\text{AD}}(\mathbf{x}, t) = -G_{adh}^\sigma \rho_\sigma(\mathbf{x}, t) \sum_i \omega_i s(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t) \mathbf{e}_i \quad (3.7)$$

où  $s(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t)$  vaut 1 ou 0, pour une cellule solide, ou pour une cellule fluide respectivement. En calibrant le paramètre  $G_{adh}^\sigma$ , il est possible d'ajuster l'amplitude de la force d'interaction entre la paroi solide et chaque composant du fluide. Comme il est préconisé dans Martys et Chen (1996) et Huang *et al.* (2007a), pour la paroi solide, un paramètre  $G_{adh}^\sigma$  positif simule une condition de fluide non mouillant et  $G_{adh}^\sigma$  doit être négatif pour une condition de fluide mouillant.

Le dernier ingrédient de l'équation (3.5) concerne la force de frontière immergée  $\mathbf{f}_\sigma^{\text{IB}}$  qui est calculée de manière à ce que la vitesse macroscopique  $\mathbf{u}_\sigma$  de chaque composant du fluide, définie par l'équation (2.14), ait la valeur désirée sur les points Lagrangiens constituant la frontière. Dans l'espace Eulérien, et en utilisant les indices  $\sigma$  relatif à chaque composant, on a :

$$\rho_\sigma(\mathbf{x}, t) \mathbf{u}_\sigma(\mathbf{x}, t) = \sum_i \mathbf{e}_i f_i^\sigma(\mathbf{x}, t) + \frac{\Delta t}{2} \mathbf{f}_\sigma(\mathbf{x}, t) \quad (3.8)$$

où  $\rho_\sigma = \sum_i f_i^\sigma$  est la densité du composant  $\sigma$  du fluide. Il va maintenant s'agir d'évaluer cette relation sur les points Lagrangiens, au moyen de l'opérateur d'interpolation  $\mathcal{I}$  défini précédemment au chapitre 2, §1. Pour le cas monocomposant on obtient l'équation (2.26) précédemment obtenue au chapitre 1, §3.2.2. Pour le cas multicomposant, elle se déduit de manière similaire au cas monocomposant par :

$$\mathbf{F}_\sigma^{\text{IB}}(\mathbf{X}, t) = \frac{2}{\Delta t} \left( \mathcal{I}[\rho_\sigma(\mathbf{x}, t)] \mathbf{U}_\sigma^d(\mathbf{X}, t) - \mathcal{I} \left[ \sum_i \mathbf{e}_i f_i^\sigma(\mathbf{x}, t) \right] - \mathcal{I} \left[ \frac{\Delta t}{2} (\mathbf{F}_\sigma^{\text{SC}}(\mathbf{X}, t) + \mathbf{F}_\sigma^{\text{AD}}(\mathbf{X}, t)) \right] \right) \quad (3.9)$$

où  $\mathbf{U}_\sigma^d(\mathbf{X}, t)$  est la vitesse du fluide pour le composant  $\sigma$  en chaque point Lagrangien  $X$ , et  $\mathbf{F}_\sigma^{\text{IB}}(\mathbf{X}, t)$  est la force de frontière immergée pour le composant  $\sigma$ .

Remarquons que le modèle multicomposant utilisé (Porter *et al.*, 2012) présente une différence importante avec le modèle classique de Shan et Chen (1993), dans lequel les termes de forçage sont compris dans l'écriture de la vitesse à l'équilibre  $\mathbf{u}'$ . En effet, dans la formulation présentée ici, la force est ajoutée directement à l'étape de reconstruction macroscopique de la quantité de mouvement (équation (3.8)). On a donc une vitesse à l'équilibre qui est indépendante du terme de forçage (équation (3.3)).

Notons qu'à l'étape 7 stade du schéma numérique global défini par l'algorithme 5, on connaît alors toutes les fonctions de distributions qui ont déjà été mises à jour au temps  $t^{n+1}$ , et on connaît donc aussi la densité, la force de cohésion fluide-fluide et la force d'adhésion fluide-solide au temps  $t^{n+1}$ , de sorte qu'il est possible de calculer les trois termes d'interpolation de l'équation (3.9). De plus,  $\mathbf{U}_\sigma^d$  a bien la valeur désirée pour imposer correctement la condition de non-glissement et on peut donc évaluer la force  $\mathbf{F}_\sigma^{\text{IB}}(\mathbf{X}, t^{n+1})$  au temps  $t^{n+1}$ . Cette force est ensuite distribuée sur les points Eulériens voisins grâce à l'opérateur de spreading (défini au chapitre 1, §1), en calculant la quadrature Lagrangienne  $\epsilon$ , comme détaillé au chapitre 1, §3.2. Le schéma global pour le cas multicomposant est donné dans l'algorithme 5.

## 2 Milieux poreux instationnaires en Lattice Boltzmann

### 2.1 Contexte

L'étude des écoulements de fluide à l'intérieur de milieux poreux est un sujet de recherche florissant en raison des nombreuses applications en ingénierie chimique, dans l'industrie du pétrole, mais aussi dans d'autres domaines comme les écoulements biologiques, ou même en aéronautique où des revêtements poreux pouvant être directement collés sur la paroi des véhicules sont de plus en plus considérés pour contrôler l'écoulement et réduire les bruits d'origine aérodynamique (Bruneau et Mortazavi, 2008).

Pour des applications aéronautiques, la prise en compte de milieux poreux à géométries complexes est très souvent nécessaire. Certains travaux s'orientent en particulier vers des milieux poreux capables de se déformer comme proposé dans des études récentes sur les capacités d'adaptabilité du milieu poreux à modifier sa forme en fonction de la topologie de l'écoulement, afin d'obtenir des réductions de traînée et des augmentations de portance (Favier *et al.*, 2009). Ce concept nouveau d'actionneurs poreux et déformables

---

**Algorithme 5 :** Couplage de la méthode des frontières immergées aux équations de Lattice Boltzmann pour un fluide multicomposant. Publié dans Li *et al.* (2016).

---

**Requiert:**  $\rho_\sigma(\mathbf{x}, t)$ ,  $f_i^\sigma(\mathbf{x}, t)$  et  $F_i^\sigma(\mathbf{x}, t)$  provenant du pas de temps précédent

- 1: Déplacement des points Lagrangiens selon le modèle physique choisi de déformation de la frontière ; mise à jour de  $\mathbf{U}_\sigma^d(\mathbf{X}, t + \Delta t)$ , de  $\epsilon$  et des opérateurs d'interpolation et de spreading en fonction de la nouvelle géométrie (chapitre 1, §1)
  - 2: Calcul de la vitesse d'équilibre  $\mathbf{u}_\sigma^{eq}(\mathbf{x}, t)$  avec l'équation (3.3)
  - 3: Calcul de  $f_i^{\sigma(eq)}(\mathbf{x}, t)$  avec l'équation (3.2)
  - 4: **Résolution de l'équation de Boltzmann discrétisée** (3.1) donnant les  $f_i^\sigma(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  au temps suivant
  - 5: Calcul de la densité  $\rho_\sigma(\mathbf{x}, t + \Delta t) = \sum_i f_i^\sigma(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  pour chaque composant
  - 6: Calcul de  $\mathbf{f}_\sigma^{\text{SC}}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  avec l'équation (3.6) et  $\mathbf{f}_\sigma^{\text{AD}}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  avec l'équation (3.7) en utilisant la densité calculée à l'étape précédente
  - 7: Interpolation des termes de l'équation (3.9) et évaluation de la force  $\mathbf{F}_\sigma^{\text{IB}}(\mathbf{X}, t + \Delta t)$  sur les points Lagrangiens et en fonction de la vitesse désirée  $\mathbf{U}_\sigma^d(\mathbf{X}, t + \Delta t)$
  - 8: Spreading de la force  $\mathbf{F}_\sigma^{\text{IB}}(\mathbf{X}, t + \Delta t)$  sur les points Eulériens voisins donnant  $\mathbf{f}_\sigma^{\text{IB}}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  par l'équation (1.3)
  - 9: Calcul de la force totale  $\mathbf{f}_\sigma(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  pour chaque composant  $\sigma$  par la relation (3.5) et calcul de sa discrétisation sur le lattice  $F_i^\sigma(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  par l'équation (3.4).
  - 10: Mise à jour de la vitesse  $\mathbf{u}_\sigma(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  par l'équation (3.8) ; retour à l'étape 1 pour le pas de temps suivant
- 

qui est en rupture avec les technologies d'actionneurs de contrôle existantes est l'idée centrale du projet Européen PELskin. Malgré des résultats encourageants et le caractère prometteur d'une telle technologie (par exemple Favier *et al.* (2009) pour l'aspect numérique ou Brücker et Weidner (2014) pour des résultats expérimentaux à plus haut Reynolds), les études restent encore restreintes à des actionneurs formés de volets oscillants (ou cils flexibles) capables de se déformer mais ne correspondant pas à un milieu poreux en volume. Théoriquement, pour modéliser de telles configurations, il est nécessaire de passer d'une représentation discrète des éléments flexibles du milieu, à une approche homogénéisée permettant de modéliser des milieux poreux présentant des porosités faibles. Ce point peut être abordé sous l'angle de la modélisation multi-échelle (Zampogna et Bottaro, 2016), ou en utilisant une approche moyennant les équations du fluide à une échelle mésoscopique couplée avec la méthode des frontières immergées pour permettre le traitement de milieux poreux en mouvement.

En effet, le défi principal pour modéliser un milieu mobile immergé est lié aux coûts numériques (temps CPU et mémoire), le plus souvent prohibitifs, si l'on veut résoudre le milieu poreux à l'échelle des pores. Le fait d'utiliser un modèle à une échelle plus grande que celle des pores permet de réduire le nombre de points nécessaires, en moyennant les équations dans un volume de contrôle beaucoup plus grand que l'échelle des pores, et beaucoup plus petit que l'échelle caractéristique du problème macroscopique (Guo et Shu, 2013). Cette échelle mésoscopique prend le nom de Volume Élémentaire Représentatif (REV). À l'échelle REV, le milieu poreux peut donc être vu comme un continuum et les propriétés du fluide définies à l'intérieur de ce volume y sont supposées constantes (densité, vitesse, etc.). De plus, l'écoulement dans le REV peut être caractérisé par des modèles empiriques comme la loi de Darcy, qui lie le gradient de pression à la vitesse de l'écoulement à travers le milieu. Le milieu poreux est alors décrit par des propriétés globales telles que la porosité pour la perméabilité.

La méthode de Lattice Boltzmann permet d'utiliser un formalisme relativement pratique pour implémenter les équations de fluide à l'échelle REV. Dans la littérature, les premières tentatives pour modéliser des milieux poreux avec la méthode Lattice Boltzmann datent de vingt ans, avec par exemple le modèle Dardis-McCloskey (Dardis et McCloskey, 1998), basé sur l'échelle des pores. Au même moment Spaid et Phelan (1997) proposent un formalisme à l'échelle REV, inspiré par le traitement de la force de pseudo-potentiel de Shan Chen pour les écoulements multiphasiques (Shan et Doolen, 1995) : la vitesse est modifiée par une force de volume, qui modélise la résistance du milieu poreux par une loi de Darcy, et qui modifie à son tour la fonction d'équilibre de Lattice Boltzmann.

Ces deux approches résolvent les équations de Brinkman (3.10), et souffrent de limitations liées à l'utilisation d'un terme de force simple pour prendre en compte les effets poreux. Une extension du modèle au delà des modèles de Darcy et Brinkman est proposée en 1997 par Nithiarsu *et al.* (1997), avec l'ajout



d'un terme supplémentaire non-linéaire, le terme de Forcheimer, qui prend en compte la résistance non-linéaire du milieu poreux. C'est le modèle de Lattice Boltzmann généralisé, qui est équivalent à résoudre les équations de Navier Stokes généralisées données au §2.2.1. Dans la suite, on utilise les équations moyennées proposées par Guo et Zhao (2002) pour les configurations statiques et Wang *et al.* (2015) pour les configurations instationnaires. La dérivation de ces équations moyennées est détaillée dans la thèse de Pepona (2016).

Afin de prendre en compte des géométries de milieu poreux capable de s'adapter à l'écoulement environnant (sans avoir à remailler à chaque iteration bien sûr), la résolution de ces équations moyennées à l'échelle REV pour le milieu poreux est couplée avec la méthode des frontières immergées, en traitant chaque point du milieu poreux de manière Lagrangienne, et en définissant en chacun des points Lagrangiens une force de volume dépendant de la porosité et de la perméabilité du milieu poreux.

Il n'existe actuellement dans la littérature aucune méthode numérique permettant de traiter complètement la configuration d'un milieu poreux immergé mobile dans un fluide. Les travaux de Kim et Peskin (2006) permettent de prendre en compte uniquement des frontières poreuses infiniment fines (membranes ou filaments), en modélisant la résistance de la membrane par une différence de vitesse entre la frontière et l'écoulement dans la direction normale à la paroi. Cette vitesse est estimée par une loi de Darcy linéaire, tout comme dans Stockie (2009) qui utilise la méthode des frontières immergées pour simuler des membranes poreuses en modélisant la résistance de la paroi par une loi de Darcy. Les travaux récents de Natali *et al.* (2016) proposent aussi un modèle basé sur la méthode des frontières immergées pour simuler un filament poreux immergé dans un fluide, en utilisant un modèle de porosité similaire à celui proposé par Kim et Peskin (2006). Les résultats illustrent l'effet stabilisant de la porosité sur le sillage du filament, utile pour des applications de contrôle d'écoulements. Ces approches restent limitées à des frontières infiniment fines et les effets de porosité sont imposés par un simple flux à travers la membrane, caractérisant la résistance de la membrane poreuse. Le nouveau modèle qui est proposé dans Pepona et Favier (2016); Pepona (2016) est aussi basé sur la méthode des frontières immergées, mais il permet de traiter des milieux poreux en volume, au lieu de membranes infiniment fines, ce qui constitue une amélioration significative par rapport aux approches existantes. De plus, le milieu poreux n'est pas seulement limité au flux à travers la frontière du milieu, mais inclut aussi les effets linéaires et non-linéaires à l'intérieur du volume poreux.

## 2.2 Méthode numérique

### 2.2.1 Modèle de Lattice Boltzmann généralisé

À l'échelle REV, les équations moyennées du fluide dans le milieu poreux sont fermées par des modèles de comportement. Par exemple, le gradient de pression et la vitesse du fluide sont liés par la relation suivante :

$$\nabla p = -\frac{\mu}{K}\mathbf{u} + \mu_e \nabla^2 \mathbf{u} \quad (3.10)$$

Le premier terme de l'équation (3.10) est la loi linéaire bien connue de Darcy et le second terme et le terme de Brinkman, qui permet de prendre en compte les effets visqueux.  $K$  est la perméabilité du milieu et  $\mu_e$  est une viscosité effective, que l'on considère dans le cadre ce travail comme étant égale à la viscosité du fluide. Notons que la perméabilité  $K$  est liée à la porosité  $\varepsilon$  par la relation de Kozeny-Carman  $K = \frac{\varepsilon^3}{C S^2}$ , où  $S$  est l'aire spécifique du milieu poreux et  $C$  est une constante qui dépend des propriétés structurelles du milieu considéré.

On caractérise l'écoulement dans le milieu poreux par sa porosité  $\varepsilon$  et les paramètres adimensionnels suivants : le nombre de Reynolds  $Re = \frac{LU}{\nu}$  et le nombre de Darcy  $Da = \frac{K}{L^2}$ , avec  $L$  et  $U$  les longueurs et vitesses caractéristiques de l'écoulement,  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide et  $K$  la perméabilité du milieu poreux.

L'écoulement à travers le milieu poreux est modélisé par les équations de Navier Stokes généralisées suivantes :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \left( \frac{\mathbf{u}}{\varepsilon} \right) = -\frac{1}{\rho} \nabla (\varepsilon p) + \nu_e \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f}_p \quad (3.11)$$

munies de la condition classique d'incompressibilité se traduisant par :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3.12)$$

Le terme de force  $\mathbf{f}_p$  du membre de droite de l'équation (3.11) représente la force totale provenant de la présence du milieu poreux. Notons ici qu'à la différence du chapitre 1, §2.2 où l'on a considéré des forces

par unités de volume (*body force* en anglais, homogènes à  $\rho a$  où  $a$  est une accélération), la dimension de  $\mathbf{f}_p$  est ici celle d'une force par unité de masse (homogène à  $a$ ). Son expression est donnée par :

$$\mathbf{f}_p = -\frac{\varepsilon\nu}{K}\mathbf{u} - \frac{\varepsilon F_\varepsilon}{\sqrt{K}}|\mathbf{u}|\mathbf{u} + \varepsilon\mathbf{g} \quad (3.13)$$

où  $F_\varepsilon$  est la fonction de Forchheimer caractérisant la géométrie des pores du milieu, donnée par :  $F_\varepsilon = \frac{1.75}{\sqrt{150\varepsilon^3}}$ , et  $\mathbf{g}$  est un champ de force extérieure, que l'on considèrera nul dans la suite. Le deuxième terme du membre de droite de l'équation (3.11) est le terme de Brinkman, tandis que le premier et le second terme du membre de droite de l'équation (3.13) représente respectivement le terme linéaire de Darcy et le terme non-linéaire de Forchheimer. On peut donc parler d'un modèle Brinkman-Forchheimer-Darcy pour ces équations de Navier Stokes généralisées.

Pour résoudre ces équations on utilise la méthode Lattice Boltzmann comme proposé dans Guo et Zhao (2002), ce qui équivaut à résoudre l'équation classique (2.9) avec un terme de forçage volumique approprié. La fonction d'équilibre est donnée par l'équation (3.14). Elle a une forme identique à la fonction (2.12) car on a factorisé le dernier terme par  $\mathbf{u}\mathbf{u}$ , mais la différence est que la porosité  $\varepsilon$  entre ici dans la définition de la fonction d'équilibre. Elle s'écrit :

$$f_i^{eq}(\mathbf{x}, t) = \omega_i \rho \left( 1 + \frac{\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{\mathbf{u}\mathbf{u} : (\mathbf{e}_i \mathbf{e}_i - c_s^2 \mathbf{I})}{2\varepsilon c_s^4} \right) \quad (3.14)$$

De même, la discrétisation de la force  $\mathbf{f}_p$  donné par l'équation (3.13) se fait de manière identique à la formule (2.13) mais la porosité  $\varepsilon$  intervient dans la définition :

$$F_i(\mathbf{x}, t) = \left( 1 - \frac{\Delta t}{2\tau} \right) \omega_i \rho \left( \frac{\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{f}_p}{c_s^2} + \frac{\mathbf{u}\mathbf{f}_p : (\mathbf{e}_i \mathbf{e}_i - c_s^2 \mathbf{I})}{\varepsilon c_s^4} \right) \quad (3.15)$$

Notons que la présence d'un terme  $\rho$  supplémentaire par rapport à l'équation (2.13) est justifiée par le fait que  $\mathbf{f}_p$  est une force par unité de masse (homogène à une accélération) alors que la force  $\mathbf{f}$  définie au chapitre 2, §2.2 est une force par unité de volume. Pour  $\varepsilon = 1$ , c'est-à-dire un milieu totalement fluide, on retrouve bien les expressions classiques de la fonction d'équilibre  $f_i^{eq}$  (équation (2.12)) et de la force discrétisée sur le lattice  $F_i$  (équation (2.13)). De même qu'au chapitre 2, §2.2, les grandeurs macroscopiques comme la densité, la vitesse et la pression du fluide se reconstruisent au temps  $t + \Delta t$  à partir des fonctions de distribution  $f_i$  par :

$$\rho(\mathbf{x}, t + \Delta t) = \sum_i f_i(\mathbf{x}, t + \Delta t) \quad (3.16)$$

$$\rho(\mathbf{x}, t + \Delta t) \mathbf{u}(\mathbf{x}, t + \Delta t) = \sum_i \mathbf{e}_i f_i(\mathbf{x}, t + \Delta t) + \frac{\Delta t}{2} \rho(\mathbf{x}, t + \Delta t) \mathbf{f}_p(\mathbf{x}, t + \Delta t) \quad (3.17)$$

Ici encore, la présence du terme  $\rho$  en plus par rapport à l'équation (2.14) est due à la dimension de la force  $\mathbf{f}_p$ . Dans le cadre du modèle isotherme utilisé, la pression est donnée par :

$$p(\mathbf{x}, t + \Delta t) = \frac{c_s^2 \rho(\mathbf{x}, t + \Delta t)}{\varepsilon} \quad (3.18)$$

Il est important de noter à ce stade que le terme  $\mathbf{f}_p(\mathbf{x}, t + \Delta t)$ , donné par l'équation (3.13), contient aussi la vitesse au temps  $t + \Delta t$  et par conséquent l'équation (3.17) est implicite, et non linéaire. Cependant, il est possible de trouver une solution analytique pour  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  en remplaçant  $\mathbf{f}_p(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  dans l'équation (3.17) par son expression (3.13), car on aboutit ainsi à une équation du second degré. La solution est :

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t + \Delta t) = \frac{\mathbf{v}(\mathbf{x}, t + \Delta t)}{c_0 + \sqrt{c_0^2 + c_1 |\mathbf{v}(\mathbf{x}, t + \Delta t)|}} \quad (3.19)$$

où  $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  est une vitesse intermédiaire donnée par (dans le cas d'un champ de force externe  $\mathbf{g}$  non nul) :

$$\rho(\mathbf{x}, t + \Delta t) \mathbf{v}(\mathbf{x}, t + \Delta t) = \sum_i \mathbf{e}_i f_i(\mathbf{x}, t + \Delta t) + \frac{\Delta t}{2} \varepsilon \rho(\mathbf{x}, t + \Delta t) \mathbf{g}(\mathbf{x}, t + \Delta t), \quad (3.20)$$

et les paramètres  $c_0$  and  $c_1$  sont égaux à :

$$c_0 = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\varepsilon \Delta t \nu}{2 K} \right) \quad \text{et} \quad c_1 = \varepsilon \frac{\Delta t}{2} \frac{F_\varepsilon}{\sqrt{K}}. \quad (3.21)$$

Les différentes étapes du calcul de la solution  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  sont détaillées dans l'annexe A de Pepona et Favier (2016). Les étapes de résolution de Lattice Boltzmann généralisé sont données dans l'algorithme 6.

---

**Algorithme 6 :** Méthode de résolution de Lattice Boltzmann généralisé proposé par Guo et Zhao (2002).

---

**Requiert:**  $\rho(\mathbf{x}, t)$ ,  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  provenant du pas de temps précédent

- 1: Calcul du champ de force poreuse  $\mathbf{f}_p(\mathbf{x}, t)$  provenant de la présence du milieu poreux avec l'équation (3.13)
  - 2: Calcul de  $F_i(\mathbf{x}, t)$  avec l'équation (3.15)
  - 3: **Résolution de l'équation de Boltzmann généralisé** : équation (2.9) donnant les  $f_i$  au temps  $t + \Delta t$
  - 4: Calcul de la vitesse macroscopique  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  grâce à l'équation (3.19) en utilisant la valeur de  $\mathbf{v}$  calculée par (3.20) et les paramètres  $c_0$  et  $c_1$  donnés par (3.21). **Cette étape permet de calculer la vitesse  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  et la force  $\mathbf{f}_p(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  au même temps  $t + \Delta t$**
  - 5: Calcul de la fonction d'équilibre  $f_i^{eq}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  avec l'équation (2.12) ; retour à l'étape 1 pour le pas de temps suivant
- 

### 2.2.2 Milieux poreux instationnaires

Cette nouvelle formulation numérique permet de simuler des milieux poreux instationnaires immergés et consitue un apport original par rapport à la littérature. La méthode, présentée dans Pepona et Favier (2016) est développée en détail dans la thèse de Marianna Pepona (Pepona, 2016).

**Couplage avec la méthode des frontières immergées** Le modèle précédent, présenté par Guo et Zhao (2002), comporte un certain nombre de limitations, et le couplage avec la méthode des frontières immergées permet de s'en affranchir. D'une part, on évite l'approximation en marche d'escalier sur la frontière du domaine, qui est associée à une perte de précision dans le cas de parois courbes, et à une augmentation significative du nombre de points en proche paroi si l'on désire résoudre précisément l'écoulement de proche paroi. D'autre part, grâce à ce couplage, il est possible d'envisager des milieux poreux mobiles ou déformables, sans processus complexe de création ou suppression de cellules à chaque itération. Selon la philosophie de la méthode des frontières immergées, l'idée est donc de définir une série de points Lagrangiens qui vont décrire le milieu poreux, à la fois l'intérieur du milieu poreux, ainsi que sa frontière. C'est une différence majeure avec les applications classiques de la méthode des frontières immergées qui décrivent seulement la frontière d'un objet solide, et non l'intérieur de l'objet (d'où le nom de la méthode). Le couplage que l'on réalise ici va donc consister à interpoler la vitesse du fluide en chaque point Lagrangien décrivant le milieu poreux, et calculer la force poreuse en chacun de ses points, puis distribuer cette force sur les points Eulériens voisins grâce à l'opérateur de spreading, et enfin résoudre les équations de Lattice Boltzmann généralisées en prenant en compte l'effet de la force volume poreuse.

**Prise en compte des effets instationnaires dans le milieux poreux** Le couplage avec la méthode des frontières immergées dans le cas de milieux poreux mobiles ou déformables n'est cependant pas direct car il faut au préalable prendre en compte les effets dûs aux instationnarités du fluide à l'intérieur du milieu poreux. Grâce au formalisme introduit par (Wang *et al.*, 2015), il est possible de capturer ces phénomènes en introduisant deux types de moyenne. Soit un volume représentatif  $V$  d'un milieu poreux formé d'une partie solide et d'une partie fluide. On peut tout d'abord définir la moyenne d'une quantité relative à la phase fluide  $\phi_f$  par :  $\langle \phi_f \rangle = \frac{1}{V} \int_{V_f} \phi_f dV$ , et la moyenne d'une quantité relative à la phase solide  $\phi_s$  par :  $\langle \phi_s \rangle = \frac{1}{V} \int_{V_s} \phi_s dV$ , en notant avec les indices  $s$  et  $f$  les grandeurs relatives au solide et

au fluide,  $V_f$  désignant le volume occupé par le fluide dans le volume représentatif du milieu poreux  $V$  et  $V_s = V - V_f$  étant donc le volume occupé par le solide.

Le deuxième type de moyenne est la moyenne intrinsèque, qui s'applique au fluide et au solide et qui consiste à changer le volume d'intégration. Dans le cas du fluide par exemple, la moyenne intrinsèque est définie par :  $\langle \phi_f \rangle^f = \frac{1}{V_f} \int_{V_f} \phi_f dV$ .

Cette distinction sur les volumes d'intégration est cruciale car elle va permettre de prendre en compte l'instationnarité. Pour des géométries instationnaires, on considère un milieu poreux homogène et isotrope animé d'un mouvement de translation/rotation  $\mathbf{u}_s = \mathbf{U}_p + \boldsymbol{\Omega}_p \times \mathbf{r}$ , avec  $\mathbf{U}_p$  la vitesse de translation,  $\boldsymbol{\Omega}_p$  la vitesse de rotation et  $\mathbf{r}$  le vecteur position avec pour origine le centre de gravité du milieu considéré. Puisque  $\mathbf{U}_p$  et  $\boldsymbol{\Omega}_p$  restent inchangés après avoir pris la moyenne intrinsèque pour le fluide et le solide, on note dans la suite  $\langle \mathbf{u}_s \rangle^s$  par  $\mathbf{V}_p$ .

L'obtention des équations macroscopiques pour l'écoulement à travers un milieu poreux est obtenue en moyennant les équations de Navier Stokes et en introduisant ces deux types de moyennes. Après un certain nombre de manipulations algébriques, détaillées dans Pepona (2016), on obtient :

$$\frac{\partial \langle \mathbf{u}_f \rangle^f}{\partial t} + \langle \mathbf{u}_f \rangle^f \cdot \nabla \langle \mathbf{u}_f \rangle^f = -\frac{1}{\rho_f} \nabla \langle p_f \rangle^f + \nu \nabla^2 \langle \mathbf{u}_f \rangle^f + \tilde{\mathbf{F}}, \quad (3.22)$$

complétées par la condition d'incompressibilité  $\nabla \cdot \langle \mathbf{u}_f \rangle^f = 0$ . La force poreuse  $\tilde{\mathbf{F}}$  de l'équation (3.22) est donnée par :

$$\tilde{\mathbf{F}} = -\frac{\varepsilon \nu}{K} (\langle \mathbf{u}_f \rangle^f - \mathbf{V}_p) - \frac{\varepsilon^2 F_\varepsilon}{\sqrt{K}} |\langle \mathbf{u}_f \rangle^f - \mathbf{V}_p| (\langle \mathbf{u}_f \rangle^f - \mathbf{V}_p), \quad (3.23)$$

Lors du couplage avec la méthode des frontières immergées, cette force est calculée en remplaçant le terme  $\langle \mathbf{u}_f \rangle^f$  par sa valeur interpolée sur les points Lagrangiens (voir algorithme 7). De plus, comme détaillé dans Wang *et al.* (2015); Pepona et Favier (2016); Pepona (2016), la fonction d'équilibre et le terme de force discrétisé s'écrivent :

$$f_k^{eq} = \omega_k \rho \left[ 1 + \frac{\mathbf{e}_k \cdot \langle \mathbf{u}_f \rangle^f}{c_s^2} + \frac{\langle \mathbf{u}_f \rangle^f \langle \mathbf{u}_f \rangle^f : (\mathbf{e}_k \mathbf{e}_k - c_s^2 \mathbf{I})}{2c_s^4} \right], \quad (3.24)$$

et

$$F_k = \omega_k \rho \left( 1 - \frac{1}{2\tau} \right) \left[ \frac{\mathbf{e}_k \cdot \tilde{\mathbf{F}}}{c_s^2} + \frac{\langle \mathbf{u}_f \rangle^f \tilde{\mathbf{F}} : (\mathbf{e}_k \mathbf{e}_k - c_s^2 \mathbf{I})}{c_s^4} \right]. \quad (3.25)$$

Les variables macroscopiques sont alors données par :

$$\rho = \sum_k f_k, \quad (3.26a)$$

$$\rho \langle \mathbf{u}_f \rangle^f = \sum_k \mathbf{e}_k f_k + \rho \frac{\Delta t}{2} \tilde{\mathbf{F}}, \quad (3.26b)$$

$$p = c_s^2 \rho. \quad (3.26c)$$

Comme au §2.2.1 une formule explicite pour la vitesse  $\langle \mathbf{u}_f \rangle^f$  est donnée en résolvant l'équation (3.26b) de manière analytique :

$$\langle \mathbf{u}_f \rangle^f = \frac{\langle \mathbf{v}_f \rangle^f}{d_0 + \sqrt{d_0^2 + d_1 |\langle \mathbf{v}_f \rangle^f|}} + \mathbf{V}_p, \quad (3.27)$$

où  $\langle \mathbf{v}_f \rangle^f$  est la vitesse intermédiaire définie par :

$$\rho \langle \mathbf{v}_f \rangle^f = \sum_k \mathbf{e}_k f_k - \rho \mathbf{V}_p, \quad (3.28)$$

et les paramètres  $d_0, d_1$  sont égaux à :

$$d_0 = \frac{1}{2} \left( 1 + \varepsilon \frac{\Delta t}{2} \frac{\nu}{K} \right), \quad d_1 = \varepsilon^2 \frac{\Delta t}{2} \frac{F_\varepsilon}{\sqrt{K}}. \quad (3.29)$$

Les étapes de résolution de Lattice Boltzmann généralisé couplé avec la méthode des frontières immergées sont données dans l'algorithme 7.

La méthode numérique est validée sur différentes configurations stationnaires et instationnaires de la littérature dans Pepona et Favier (2016); Pepona (2016).

---

**Algorithme 7 :** Couplage de la méthode des frontières immergées aux équations de Lattice Boltzmann généralisé pour des milieux poreux instationnaires. Publié dans Pepona et Favier (2016).

---

**Requiert:**  $\rho(\mathbf{x}, t)$ ,  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$  provenant du pas de temps précédent

- 1: Déplacement des points Lagrangiens selon le modèle physique choisi de déformation de la frontière ; mise à jour de  $\epsilon$ ,  $Da$ , et des opérateurs d'interpolation et de spreading en fonction de la nouvelle géométrie (chapitre 1, §1)
  - 2: Interpolation (1.2) de la vitesse au temps  $t$  sur les points Lagrangiens par  $I[\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)](\mathbf{X}, t)$
  - 3: Calcul de la force poreuse  $\tilde{F}(\mathbf{X}, t)$  sur les points Lagrangiens en substituant la vitesse  $\langle \mathbf{u}_f \rangle^f(\mathbf{x}, t)$  par  $I[\langle \mathbf{u}_f \rangle^f(\mathbf{x}, t)](\mathbf{X}, t)$  dans l'équation (3.23).
  - 4: Spreading de la force  $\tilde{F}(\mathbf{X}, t)$  sur les points Eulériens voisins par l'équation (1.3), donnant  $S[\tilde{F}(\mathbf{X}, t)](\mathbf{x}, t)$
  - 5: Calcul de  $F_k(\mathbf{x}, t)$  avec l'équation (3.25)
  - 6: **Résolution de l'équation de Boltzmann généralisé :** équation (2.9) donnant les  $f_i^*$  au temps  $t + \Delta t$
  - 7: Calcul de  $\rho(\mathbf{x}, t)(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  et de la vitesse macrosocopique  $\langle \mathbf{u}_f \rangle^f(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  grâce à l'équation (3.27) en utilisant la valeur de  $\langle \mathbf{v}_f \rangle^f$  calculée par (3.28) et les paramètres  $d_0$  et  $d_1$  donnés par (3.29).
  - 8: Calcul de la fonction d'équilibre  $f_i^{eq}(\mathbf{x}, t + \Delta t)$  au temps  $t + \Delta t$  avec l'équation (3.24) ; retour à l'étape 1 pour le pas de temps suivant
- 

### 3 Développements complémentaires autour de la méthode

Pour ne pas alourdir la discussion sur les aspects numériques, ce paragraphe présente de manière succincte cinq autres développements que j'ai effectués autour de la méthode, dans le contexte de la simulation numérique de problèmes multiphysiques. Le lecteur pourra se référer aux publications associées pour plus de détails (Favier *et al.*, 2009, 2015; Li et Favier, soumis 2016; Toja-Silva *et al.*, 2014; Valero-Lara *et al.*, 2015), respectivement pour les cinq paragraphes suivants.

#### 3.1 Modèle de milieu poreux cilié immergé

Afin de modéliser un milieu poreux cilié immergé dans un fluide, une approche homogénéisée est développée dans Favier *et al.* (2009), et consiste à décrire l'influence du milieu poreux sur le fluide par une force de volume, se décomposant en une composante normale aux cils, et une composante tangentielle aux cils constituant le milieu poreux. La composante tangentielle est alors estimée comme une force de traînée d'un réseau de long cylindres circulaires alignés par rapport à un écoulement incident. Puisque les vitesses à l'intérieur du milieu poreux cilié sont faibles, une approximation de Stokes est valide et une expression analytique de cette composante peut être dérivée (Favier *et al.*, 2009). En s'appuyant sur les travaux de Koch et Ladd (1997), un modèle semi-empirique est alors dérivé pour décrire les deux composantes de la force, y compris pour des nombres de Reynolds prenant en compte les effets inertiels à l'intérieur du milieu poreux. Ainsi, il est possible de décrire à l'aide de forces de volume un milieu dont la porosité varie en espace et en temps, ce qui a permis de mettre en évidence l'effet d'auto-adaptation d'une couche poroélastique dans un écoulement décollé, ainsi que ses conséquences bénéfiques sur la traînée et les fluctuations de portance (Favier *et al.*, 2009).

#### 3.2 Modèle de battements flexibles

Pour prendre en compte des structures déformables avec la méthode des frontières immergées, il suffit de calculer la vitesse désirée en chaque point Lagrangien  $\mathbf{U}^d$  qui apparaît dans l'équation (2.21) en résolvant un modèle de déformation ou de mouvement approprié. Ce modèle peut être basé sur des équations masse-ressort par exemple (Peskin, 1972), sur des équations de sédimentation de particules (Favier *et al.*, 2014), ou sur des équations prenant en compte la flexibilité des structures, comme c'est le cas dans Favier *et al.* (2015), avec une formulation basée sur l'algorithme 3 pour simuler la dynamique d'un filament flexible immergé (fixé à une extrémité). La vitesse désirée  $\mathbf{U}^d(\mathbf{X}, t + \Delta t)$  de l'équation (2.21) est alors déterminée en intégrant les équations (3.30), issues de la dynamique des poutres (théorie

d'Euler-Bernoulli, qui néglige l'influence du cisaillement) :

$$\frac{d\mathbf{U}^{\mathbf{d}^{n+1}}}{dt} = \frac{\partial}{\partial s} \left( T \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial s} \right) - K_B \frac{\partial^4 \mathbf{X}}{\partial s^4} + Ri \frac{\mathbf{g}}{g} - \mathbf{F} \quad (3.30)$$

où  $\mathbf{U}^{\mathbf{d}^{n+1}}$  désigne la vitesse désirée au temps suivant et  $\mathbf{F}$  la force de frontière immergée calculée par (2.21). On désigne par  $s$  l'abscisse curviligne du filament, et les inconnues sont alors la tension  $T(s, t)$  du filament sur chaque point Lagrangien, et les coordonnées des points Lagrangiens  $\mathbf{X}(s, t)$  et  $\mathbf{Y}(s, t)$ , car la vitesse  $\mathbf{U}^{\mathbf{d}^{n+1}}$  est déduite en dérivant en temps les coordonnées des points lagrangiens :

$$\mathbf{U}^{\mathbf{d}^{n+1}} = \frac{\partial \mathbf{X}^{n+1}}{\partial t} \quad (3.31)$$

Dans l'équation (3.30),  $\mathbf{g}$  est le terme de gravité,  $Ri$  est le nombre de Richardson  $Ri = gL/U_\infty^2$  et  $T$  est la force de tension du filament qui est définie entre chaque point Lagrangien.  $K_B$  est la rigidité en flexion du filament définie par  $K_B = EI$ , où  $E$  est le module d'élasticité (Young) du filament et  $I$  est le moment d'inertie.

La tension  $T$  est calculée en utilisant une fermeture de l'équation (3.30), qui est une condition d'inextensibilité :

$$\frac{\partial \mathbf{X}}{\partial s} \cdot \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial s} = 1 \quad (3.32)$$

Cette condition équivaut à imposer que le filament ne s'étire pas (et donc sa longueur reste constante). Les conditions aux limites pour le système formé par les équations (3.30) et (3.32) sont  $\mathbf{X} = \mathbf{X}_0$ ,  $\frac{\partial^2 \mathbf{X}}{\partial s^2} = 0$  pour l'extrémité fixe et  $T = 0$ ,  $\frac{\partial^2 \mathbf{X}}{\partial s^2} = 0$  pour l'extrémité libre.

Les équations (3.30) et (3.32) sont discrétisées en utilisant une grille décalée, suivant la procédure présentée dans Huang *et al.* (2007b), en plaçant les points de la tension entre les coordonnées des points Lagrangiens. À chaque itération, les équations sont résolues en utilisant une méthode de Newton, avec un calcul exact de la matrice Jacobienne, et en incorporant directement dans la matrice les conditions aux limites.

### 3.3 Couplage avec solveur éléments finis

Des modèles de structure plus sophistiqués que le précédent peuvent être utilisés, et il est alors nécessaire d'avoir recours à un code de calcul de structure dédié. Dans cette optique, nous proposons dans Li et Favier (soumis 2016) un couplage Lattice Boltzmann-frontières immergées-éléments finis pour traiter des problèmes d'interaction fluide structure. Les équations de la structure sont donc discrétisées par la méthode des éléments finis et intégrées en temps par un schéma de Newmark. Grâce au couplage par la méthode des frontières immergées, le couplage entre fluide et structure est de type couplage fort, et ne nécessite aucune itération. Il est démontré que l'algorithme proposé dans Li et Favier (soumis 2016) peut assurer de manière rigoureuse une parfaite conservation de l'énergie d'interface, entre le fluide et la structure. En effet, la création d'énergie algorithmique à l'interface est bien connue pour provoquer des problèmes de stabilité dans les schémas de couplage fluide-structure. Le schéma proposé est également comparé avec des procédures classiques, notamment en se concentrant sur l'énergie d'interface, et ses excellentes propriétés de stabilité numérique sont mises en évidence sur des cas test bien choisis de la littérature.

### 3.4 Des noyaux basés sur les fonctions de base radiales

La fonction  $\delta$ , qui sert de noyau à l'interpolation et au spreading, est un élément clé de la méthode des frontières immergées, comme on l'a vu au chapitre 1, §1. Un autre moyen d'effectuer l'interpolation peut être d'utiliser des fonctions différentes, les fonctions de base radiales par exemple (radial basis functions en anglais). Dans la méthode numérique présentée récemment dans Toja-Silva *et al.* (2014), on propose une nouvelle méthode de frontières immergées, basée sur ces fonctions, ce qui a plusieurs avantages. D'une part, comme ces fonctions sont basées sur l'interpolation de nuages de points dispersés, elle sont indépendantes du type de maillage Eulérien. La méthode des frontières immergées basée sur ces fonctions peut donc être utilisée invariablement sur des maillages structurés ou non structurés. D'autre

part, il est très facile avec les fonctions de base radiales d'interpoler à la fois la valeur d'une quantité et sa dérivée, ce qui permet donc à la méthode d'imposer aussi bien des conditions de Dirichlet que de Neumann, ce qui est intéressant pour des applications multiphysiques où l'on souhaite imposer des conditions aux limites complexes. Traditionnellement, les fonctions de base radiales ont été utilisées pour approximer et interpoler des fonctions complexes issues de base de données en imagerie ou statistiques, mais récemment des travaux basés sur l'application de ces fonctions à des problèmes de conservation de mécanique des fluides, ont été publiés sur le sujet dans le sillage de l'article pionnier de Kansa (1990). Pour une bibliographie plus détaillée le lecteur pourra se référer à l'introduction de Toja-Silva *et al.* (2014).

La méthode des frontières immergées proposée est novatrice par rapport aux méthodes classiques utilisées dans la littérature. Simple à implémenter, elle présente l'avantage algorithmique de pouvoir effectuer l'interpolation et le spreading dans une seule et même étape.

### 3.5 Parallélisation

La méthode Lattice Boltzmann se parallélise très bien du fait du caractère local de son algorithme. En effet, la collision est une opération locale, la propagation ne fait intervenir que les voisins immédiats, et peut en plus s'effectuer de manière à optimiser les accès mémoires. Dans un article récent (Valero-Lara *et al.*, 2015), on explore différentes possibilités d'optimisation parallèle du couplage Lattice Boltzmann avec la méthode des frontières immergées, sur des architectures massivement parallèles : carte graphique NVIDIA Kepler GPU et Intel Xeon Phi. Pour chacune des architectures, les différentes optimisations sont discutées en terme de gestion mémoire et réduction des communications entre le processeur hôte et l'accélérateur de la carte. Les résultats montrent que l'implémentation de la méthode Lattice Boltzmann permet d'obtenir des gains très satisfaisants sur des cartes graphiques GPU. En revanche, dans le cas du couplage avec la méthode des frontières immergées, les communications nécessaires lors de l'interpolation, du spreading et du calcul du paramètre de calibration  $\epsilon$  dégradent significativement les performances de calcul. Des stratégies hybrides peuvent alors être mises en œuvre pour exploiter à la fois le caractère multicore et la carte graphique de manière à obtenir de bonnes performances de calcul de parallèle. (voir Valero-Lara *et al.* (2015) pour plus de détails).

## 4 Bilan et production scientifique sur la méthode numérique

Pour clore la première partie de ce mémoire, uniquement centrée sur les aspects numériques de mes travaux autour de la méthode des frontières immergées, une liste des publications associées permet de quantifier l'apport de ce travail dans la communauté des méthodes numériques. Au total, 10 articles ont été publiés sur les sujets abordés dans ces deux premiers chapitres, principalement en 2014 et 2015 mais ils retracent un cheminement effectué depuis 2008.

Pour chaque paragraphe des trois chapitres numériques, les articles correspondants sont :

- Chapitre 1 §3 et 5 : JCP<sup>1</sup> (Pinelli *et al.*, 2010), JCP (Favier *et al.*, 2014), JCP (Li *et al.*, 2016)
- Chapitre 2 §1.2 : CAF<sup>2</sup> (Constant *et al.*, soumis 2016)
- Chapitre 2 §2 et §3.2 : JCP (Favier *et al.*, 2014) JCP (Li *et al.*, 2016)
- Chapitre 3 §1 : JCP (Li *et al.*, 2016)
- Chapitre 3 §2 : JCP (Pepona et Favier, 2016)
- Chapitre 3 §3.1 : JFM<sup>3</sup> (Favier *et al.*, 2009)
- Chapitre 3 §3.2 : JFS<sup>4</sup> (Favier *et al.*, 2015)
- Chapitre 3 §3.3 : JFS (Li et Favier, soumis 2016)
- Chapitre 3 §3.4 : CAF (Toja-Silva *et al.*, 2014)
- Chapitre 3 §3.5 : JCS<sup>5</sup> (Valero-Lara *et al.*, 2015)

Comme cela sera par la suite repris dans les perspectives, un premier objectif consistera à regrouper tous les développements numériques (frontières immergées, structures flexibles, multiphasique, poreux) dans un même code Lattice Boltzmann, pour profiter d'un environnement numérique optimisé et parallélisé commun. Cela permettra d'une part de pouvoir traiter des configurations multiphysiques complexes

---

1. Journal of Computational Physics  
 2. Computers and Fluids  
 3. Journal of Fluid Mechanics  
 4. Journal of Fluids and Structures  
 5. Journal of Computational Science

(nombreuses applications dans le domaine biomédical) mais aussi de tester le comportement des différents développements dans des configurations turbulentes, et/ou sur des maillages à grand nombre de points en profitant de la parallélisation du code.



Deuxième partie

Parois biologiques ciliées actives



# Chapitre

# 4

## *Propulsion ciliaire*

### Aperçu

1	Contexte scientifique . . . . .	59
2	La nage de la <i>Pleurobrachia pileus</i> . . . . .	60
3	Conclusions . . . . .	66

Ce chapitre est centré sur la propulsion ciliaire, en prenant pour cas d'étude la nage d'un organisme marin constituant du plancton. Il s'agit chronologiquement de mon premier travail sur le thème des parois ciliées, et il a constitué une source d'inspiration certaine pour les études liées au transport du mucus bronchique (chapitre 5) et l'étude de revêtements aéronautiques poroélastiques (chapitre 7).

## 1 Contexte scientifique

### 1.1 Parois ciliées

L'intérêt scientifique de l'étude du battement de cils dans un fluide est motivé par le fait que ces cils sont au cœur de mécanismes universels de propulsion et de transport, et peuvent être avantageusement importés dans des technologies humaines, dans le cadre d'une approche biomimétique. Dans le monde animal ou végétal, on les trouve sous la forme de petits fouets se trouvant à la surface de certaines cellules, qu'on dira ciliées. Qu'ils soient fixes ou animés de différents mouvements de battement, ils sont capables d'accomplir un grand nombre de tâches biologiques telles que l'évacuation d'agents nocifs, le transport de nutriments et de fluides ou la nage par propulsion dans un fluide environnant. Leur mouvement de battement peut être soit forcé selon un motif déterminé, soit libre d'évoluer et de se déformer au gré de l'écoulement. Ces deux modes de battement sont étudiés dans ce mémoire, respectivement aux chapitres 4 et 5 pour des cils propulsifs, et au chapitre 7 pour des cils passifs, libres d'évoluer dans l'écoulement.

Lorsqu'ils sont forcés, leur dynamique est le résultat d'une structure interne complexe de microtubes, et se courbent sous l'action de bras dynéiques, directement alimentés en énergie par l'ATP (molécule qui libère par hydrolyse de l'énergie pour les réactions chimiques du métabolisme). Leur fonctionnement est similaire à celui des flagelles (queue des spermatozoïdes), étudiés numériquement par Fauci et Dillon (2006) par exemple. Les cils sont différents morphologiquement des flagelles, qui sont plus longs et agissent plutôt de manière individuelle ou par deux, alors que les cils sont généralement regroupés en petits groupes compacts (mottes). Ils sont donc capables de générer un écoulement moyen dans un fluide initialement au repos, à partir d'un ensemble de mouvements individuels, et c'est précisément ce comportement global qui est intéressant du point de vue de la propulsion hydrodynamique, ou du transport.

En effet, des cils dont la dynamique de battement est forcée sont à la fois intéressants pour la propulsion (si le corps qui les héberge peut être mis en mouvement), mais aussi pour le transport (si le corps est fixe et c'est alors le fluide environnant qui est mis en mouvement). Il existe de nombreux cas d'application des propriétés de transport des cils. Par exemple, 80% des cellules de l'épithélium de la trachée humaine sont

ciliées, et constitue un véritable escalator mécanique pour transporter le mucus vers la gorge et faciliter l'expectoration (voir chapitre 5). L'interaction entre les cils ou les flagelles avec un environnement fluide est un phénomène qui intéresse le secteur industriel depuis les cinquante dernières années, notamment en ce qui concerne les applications liées à l'utilisation de micro-mélangeurs ciliés, de biocapteurs utilisés en contrôle d'écoulement, et de micropompes pour dispenser des médicaments dans le corps humain.

## 1.2 Historique des études scientifiques

L'étude de l'hydrodynamique d'un flagelle en mouvement de battement a été initié par Taylor (1951), qui a analysé les capacités de locomotion transmises à un corps par l'intermédiaire d'un appendice battant de manière régulière. En particulier, il met à jour une relation approchée liant la vitesse de l'organisme et la vitesse de propagation de l'onde générée par la queue.

D'autres études ont ensuite suivi dans lesquelles plusieurs cils, recouvrant des surfaces planes ou des surfaces courbes et oscillantes de manières synchrones, ont été considérés et pour lesquelles des modèles locaux pour l'interaction hydrodynamique entre les cils et le fluide environnant ont été nécessaires. Ces recherches ont été motivées par l'observation du fait que les organismes semblent atteindre une nage plus efficace en ajustant la relation de phase entre les motifs de battement des cils voisins, de manière à générer un mouvement d'ensemble prenant la forme d'ondes métachronales, où chaque cil bat de manière déphasée par rapport à son voisin. Ces ondes métachronales sont en effet très fréquentes dans la nature, aussi bien pour les cils que pour les flagelles et il est donc tentant de les relier à une notion d'efficacité hydrodynamique. Ces premiers travaux, présentés dans la revue de Brennen et Winet (1977), sont principalement centrés sur les mécanismes d'auto-propulsion ciliaire. Dans un souci de simplification, les effets inertiels sont négligés en raison des faibles vitesses de fluide mises en jeu. La densité des cils est prise en compte par des modèles d'interaction qui permettent d'obtenir de bons résultats sur la prédiction du mouvement de battement malgré des approximations parfois grossières.

Ces études peuvent être regroupées en deux catégories : les modèles d'*enveloppe* (Taylor, 1951; Reynolds, 1965; Tuck, 1968; Blake, 1971*b,a*; Brennen, 1974) et les modèles de *sous-couche* (Blake, 1971*b,a*; Keller *et al.*, 1975; Lighthill, 1976; Phan-Thien *et al.*, 1987). Dans le modèle d'enveloppe, les cils sont supposés être très rapprochés les uns des autres, de façon à ce que le fluide voit effectivement une structure ondulée enveloppant le sommet de la couche. Les principales limitations de cette approche sont l'hypothèse de petites amplitudes pour les oscillations de la surface, l'imperméabilité et la condition de non-glissement imposée à la surface de l'enveloppe. L'approche sous-couche ne souffre pas de la limitation aux petites amplitudes, et modélise les forces dérivant d'un écoulement de Stokes par une distribution de forces de volume définie en chaque point des cils. L'hypothèse clé réside ici dans la modélisation de l'interaction entre cils individuels : dans la formulation de Blake (1971*b*) cette force d'interaction est stationnaire, tandis que Keller *et al.* (1975) améliorent le modèle en y incluant l'instationnarité.

Les modèles d'enveloppe et de sous couches produisent des résultats en accord qualitatif avec les observations, dans leur domaines de validité respectifs bien sûr. Clairement, les détails de l'hydrodynamique à l'intérieur d'un groupe de cils et l'effet des termes inertiels ont posé des problèmes qui ont longtemps été insurmontables. En 2008, Dauplain *et al.* (2008) propose un modèle numérique basé sur la méthode des frontières immergées, et capable de modéliser l'influence de structures battantes flexibles sur l'écoulement environnant, en prenant en compte les effets inertiels (§4).

Un étude récente montre que l'efficacité hydrodynamique n'est pas le seul critère mais d'autres fonctions ou contraintes biologiques jouent également un rôle dans le battement, ce qui explique la grande variété de mouvements de battement rencontrés dans la nature, aussi bien pour des applications liées à la nage ou au transport de fluides (Guo *et al.*, 2014).

## 2 La nage de la *Pleurobrachia pileus*

Les cténophores sont des organismes marins planctoniques transparents qui nagent grâce aux mouvements rythmés de rangées de cils placés sur leur corps. Les cils permettent la propulsion de l'animal dans l'eau, et ressemble à des peignes d'où leur nom venant du grec *ktenos* « peigne » et *phorein* « porter ». Les propriétés propulsives d'une telle rangée de cils sont ici étudiées numériquement, en prenant comme cas particulier de cténophore la *Pleurobrachia pileus*, de forme quasi-sphérique d'environ 1cm de diamètre (figure 4.1). L'étude est tridimensionnelle et une seule rangée de cils est considérée, afin d'étudier les mécanismes physiques de la propulsion.



FIGURE 4.1 – *Pleurobrachia pileus* échouée sur le sable (gauche) avec schéma mettant en évidence les rangées propulsives de cils (droite).

Il est à noter que la nage de cet organisme est dans le régime inertiel, ce qui rend impossible une approximation de régime de Stokes. L'épaisseur de la couche de cils est beaucoup plus petite que la dimension caractéristique de l'organisme, et l'on peut alors faire l'approximation d'une couche plane de cils présentant des motifs de battement bidimensionnels. La propulsion est produite par les oscillations, à une fréquence donnée, de huit rangées de mottes de cils, disposés autour du corps, chacune de ces rangées étant elle-même composée de centaines de milliers de cils. Le battement ciliaire est antiplectique métachronal, c'est-à-dire que chaque cil individuel bat avec un déphasage par rapport au cil voisin, et la vague générée à la surface des cils se propage dans une direction opposée à la direction de battement des cils. On peut définir deux nombres de Reynolds : le premier,  $Re_1$ , est basé sur la longueur de l'animal et sa vitesse de propulsion, tandis que le deuxième,  $Re_2$ , dépend de la longueur d'un cil et de la vitesse maximum atteinte par l'extrémité d'un cil lors du battement. Dans le cas de la Pleurobrachie,  $Re_1$  et  $Re_2$  sont respectivement de l'ordre de  $10^3$  et  $10^2$ , montrant ainsi l'importance de la prise en compte des effets inertiels.

## 2.1 Battements ciliaires

La figure 4.2(a) illustre les positions occupées par un cil pendant une période de battement, ordonnées de la manière suivante : de gauche à droite, et de haut en bas. Le mouvement de battement sur une période est antisymétrique et on distingue clairement deux phases de battement :

- une phase de propulsion : un mouvement de la droite vers la gauche, où le cil est rectiligne pour maximiser le contact avec le fluide et effectuer un mouvement de rame. On voit clairement sur la figure 4.2(a) une zone de vitesse élevée générée en aval de l'extrémité supérieure du cil, caractéristique de la propulsion.
- Une phase de récupération : un mouvement de la gauche vers la droite, où le cil est courbé de manière à minimiser la résistance au fluide. Durant cette phase, la zone de vitesse élevée est advectée vers la gauche, tandis que le cil rejoint sa position initiale avec une influence mineure sur le champ fluide.

Si l'on considère un ensemble de cils de la Pleurobrachie, lorsque les mouvements de rame vers la gauche sont effectués, on observe une onde à la surface des cils se propageant vers la droite, et le corps est alors propulsé vers la droite (voir figure 4.2b).

Les positions et les vitesses de chaque cil sont obtenues grâce aux mesures stroboscopiques du mouvement d'une Pleurobrachie réelle, effectuées par Barlow *et al.* (1993) et Barlow et Sleigh (1993), et directement imposées dans le code fluide couplée avec la méthode des frontières immergées. On obtient alors des champs de vitesses et de pression similaires à ceux représentés sur la figure 4.3, concernant le battement de huit cils à 10 Hz. Une onde métachronale de longueur d'onde  $\lambda$  est clairement mise en évidence. Cette longueur d'onde est fonction du nombre de cils  $n$  :  $\lambda = nL/2$ , en considérant ici que l'espacement entre deux cils voisins est de  $L/2$ , ce qui correspond à l'espacement caractéristique nominal observé sur la Pleurobrachie.

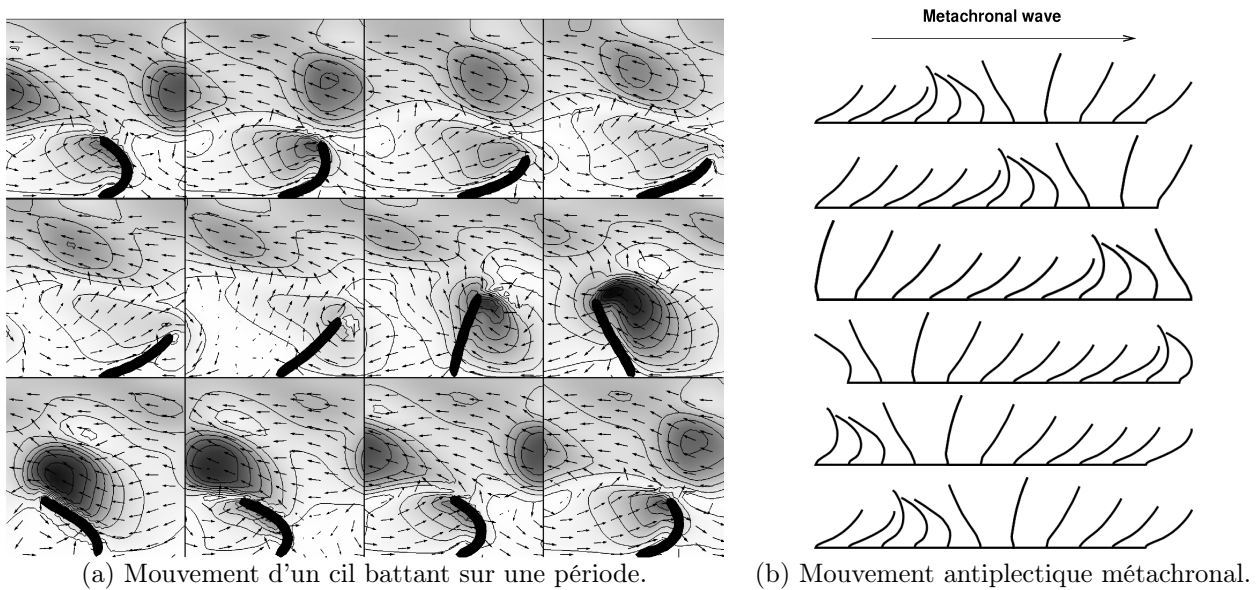


FIGURE 4.2 – Motif de battement des cils présents sur la Pleurobrachie. (a) Images successives d'un cil battant dans un domaine périodique, à différents instants équirépartis sur la période de battement, ordonnées de gauche à droite, et de haut en bas. Dans le plan de symétrie d'une simulation tridimensionnelle, l'amplitude de vitesse est représentée par des contours à niveaux de gris espacés de 20 mm/s; la direction des vitesses du fluide est donnée par des flèches de longueur constante. (b) Une vague de battement observée sur une Pleurobrachie. Les figures sont ordonnées de haut en bas. Le corps est propulsé vers la droite, dans la direction de l'onde métachronale générée aux sommets des cils.

Sur la figure 4.3, trois zones de haute vitesse sont visibles, autour de  $y = L$ . La zone la plus à droite est créée à la suite de la phase de propulsion du cil vertical (similaire à celle de la figure 4.2), lors du maximum d'accélération. Les deux zones de haute vitesse plus à gauche sont alimentées par un effet de soufflage qui a lieu lorsque deux cils voisins se rapprochent (clairement mis en évidence par la zone de survitesse en rouge sur la figure 4.3). Au niveau de la paroi, on note l'apparition de régions de basse et de haute pression, correspondant respectivement au début (aspiration) et à la fin (soufflage) de la phase de propulsion.

Sur cette configuration, une comparaison est possible avec des données PIV (Barlow et Sleight, 1993) dans le plan de symétrie des cils ( $z = 0$ ). La figure 4.4 illustre la comparaison, qualitative seulement en raison des conditions de simulations simplifiées par rapport au cas réel. Par exemple, il est possible de relier sur un champ instantané les positions de 4 zones de haute vitesse (notées de A à D sur la figure) entre le champ de vitesse simulé et le champ de vitesse mesuré par PIV. En termes d'amplitude, le pic de vitesse dans la zone A est sous-estimé par les simulations (environ 25 mm/s au lieu de 35 mm/s). Les régions B, C et D sont elles surestimées d'environ 10 mm/s. Notons que ces différences proviennent vraisemblablement du fait de la courbure des cils qui reste très simplifiée dans le modèle numérique comparé à la réalité.

## 2.2 Profils de vitesse

Le profil de vitesse moyen ressemble au profil de vitesse d'une couche limite, décalé vers le haut de  $L/2$ , comme illustré sur la figure 4.5(a), et en accord qualitatif avec les résultats analytiques de Keller *et al.* (1975). La figure 4.5(b) montre les moyennes de phase des vitesses  $|u|$  et  $v$  à  $y = L$ , en fonction de  $x/\lambda$ , ce qui permet d'identifier clairement les différentes étapes de la propulsion. L'intervalle  $0 < x/\lambda < 0.7$  correspond à la phase de propulsion, et  $0.7 < x/\lambda < 1$  à la phase de récupération. À l'intérieur de la phase de propulsion, les mécanismes d'aspiration, de rame et de soufflage se situent respectivement en  $[0, 0.25]$ ,  $[0.25, 0.35]$  et  $[0.35, 0.7]$ . En effet,  $|u|$  et  $v$  atteignent simultanément leurs valeurs maximales durant la phase de rame, le minimum de  $|u|$  se situe lors de la phase de récupération, et  $v$  devient négative lors de l'aspiration. Le fait que  $v$  prenne des valeurs positives et négatives sur une période suggère un mécanisme

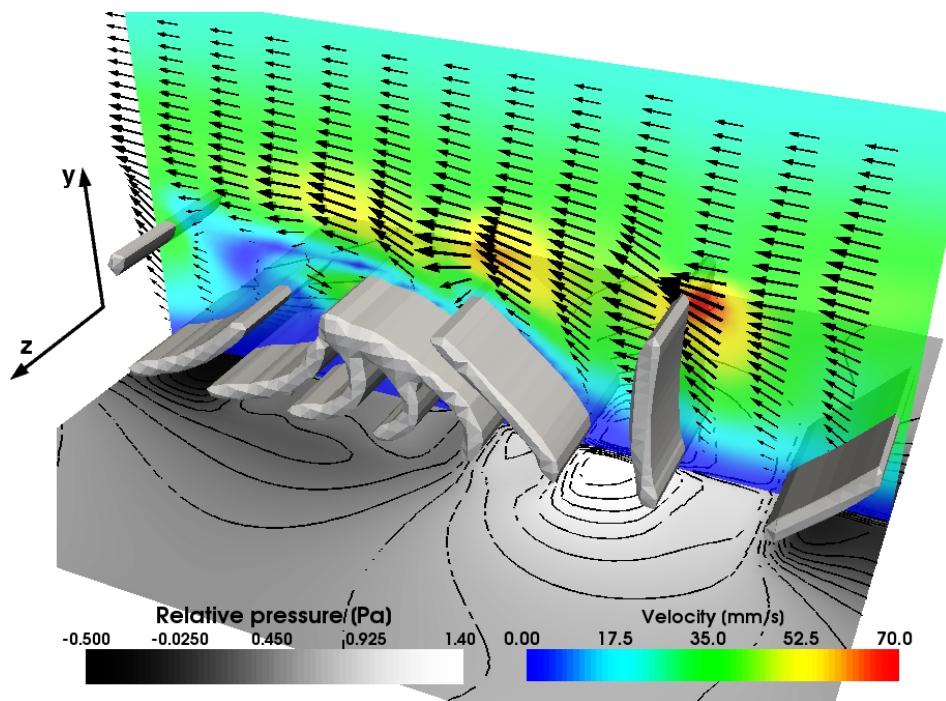


FIGURE 4.3 – Écoulement de fluide généré par le battement de  $n = 8$  cils à une fréquence de  $f = 10$  Hz. Les cils battent vers la gauche et l'onde métachronale se propage vers la droite (mouvement antiplectique). Les flèches noires représentent les vecteurs vitesse dans le plan de symétrie. Les iso-contours de pression  $P - P_{\text{ref}}$  sur le plan horizontal sont espacés de 0.1 Pa.  $P_{\text{ref}}$  est la pression de référence à  $(x, y, z) = (0, 4L, 2L)$ . Les cils sont représentés par des isosurfaces de la fonction d'interpolation utilisée dans la méthode des frontières immergées.

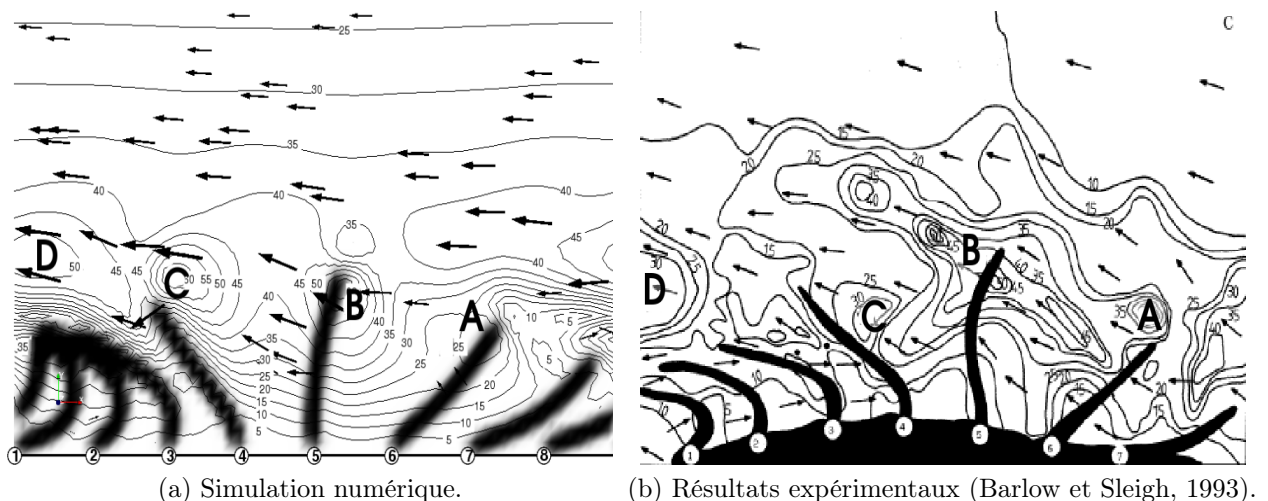


FIGURE 4.4 – Comparaison entre l'écoulement de fluide simulé numériquement et le champ de vitesse mesuré par micro-PIV. Les iso-contours montrent la vitesse de l'écoulement en mm/s et les flèches désignent la direction des vecteurs vitesse. En dimensions physiques, l'image correspond à un cadre de 3 mm par 2 mm.

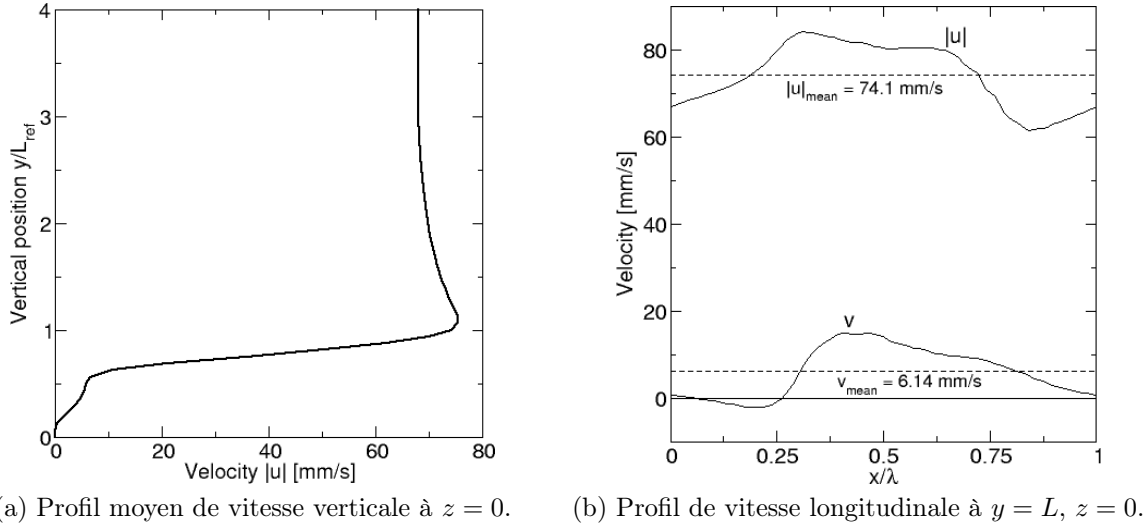


FIGURE 4.5 – Profil de vitesse dans le plan de symétrie ( $z = 0$ , c'est-à-dire dans le plan médian des cils) pour  $f = 15$  Hz et  $n = 12$  cils. (a) Profil de vitesse moyenné en temps et dans la direction longitudinale  $x$ . (b) Moyennes de phase de la vitesse en temps et le long d'une longueur d'onde des profils de vitesse.

similaire à un effet d'aspiration/soufflage à travers un mur fictif. Cela indique que les hypothèses inhérentes au modèle analytique d'enveloppe (Blake, 1971a; Brennen, 1974) ne seraient pas valides dans ce cas.

Enfin, si l'on intègre la vitesse moyenne verticale dans la direction  $x$  pour  $y = L$ , on obtient une valeur positive  $v_{mean} = 6.14$  mm/s. En effet, une aspiration 3D a lieu, principalement sur les côtés des cils, tandis que le soufflage a lieu essentiellement à travers le plan supérieur liant les extrémités des cils. La moyenne de phase de la vitesse longitudinale  $u_{mean}$  à  $y = L$  est de 74.1 mm/s, ce qui démontre que le champ fluide est dominé par un mouvement d'ensemble orienté longitudinalement.

### 2.3 Efficacité du battement

On s'est ici focalisé sur le mécanisme de propulsion, en se concentrant sur l'action d'une rangée de cils sur le fluide environnant, afin de tester l'influence de différents paramètres de battements sur la puissance générée. De la même façon que dans les travaux de Barlow et Sleight (1993), les caractéristiques propulsives de la Pleurobrachie sont régies par deux paramètres : la fréquence de battement et le nombre de cils par onde. Ainsi à chaque gamme de vitesse de la Pleurobrachie est associée un jeu de ces 2 paramètres caractéristiques : 5 Hz et 25 cils pour les basses vitesses, 15 Hz et 12 cils pour les vitesses de croisière, 25 Hz et 9 cils pour des vitesses de type accélérations fortes et courtes (associées à la fuite d'un prédateur ou la chasse d'une proie).

Pour comprendre ce processus d'optimisation naturelle, on étudie les performances propulsives de la Pleurobrachie, en faisant varier la fréquence de 5 Hz à 25 Hz, et le nombre de cils par longueur d'onde de 9 à 25. On adopte les définitions suivantes :

- La puissance  $P$  fournie par le battement d'une rangée de cil est le transfert d'énergie par unité de temps par les cils vers l'écoulement.
- la vitesse de propulsion  $U$  correspond à la vitesse longitudinale de l'écoulement observée loin du corps de la rangée de cils. Cette vitesse  $U$  est ensuite normalisée par la vitesse longitudinale maximum observée à l'extrémité du cil  $U_{tip}$ .
- l'indice de performance  $R = U/P_{p.c.}$  est le ratio entre la vitesse de propulsion et la puissance fournie *par cil*.

Le tableau 1 résume les performances obtenues *par cil* pour chaque jeu de paramètres. Les jeux de paramètres qui correspondent à des performances naturelles sont indiqués en gras.

La puissance fournie augmente fortement avec la fréquence et diminue lentement avec le nombre de cils ( $P \sim f^{2.5}n^{-0.3}$ ), ainsi que la vitesse de propulsion ( $U/U_{tip} \sim f^{1.13}n^{-0.25}$ ). Comme prévu, des valeurs élevées de la puissance fournie sont observées dans le cas d'ondes longues et de hautes fréquences de battement. Cependant, de telles conditions sont très exigeantes pour l'animal, et peuvent uniquement



Puissance générée [nW/cil]			
	$n = 9$	$n = 12$	$n = 25$
$f=5$ Hz	1.83	1.69	<b>1.51</b>
$f=15$ Hz	39.3	<b>36</b>	32.7
$f=25$ Hz	<b>144</b>	136	128

Rapport de vitesse de propulsion $U/U_{\text{tip}}$			
	$n = 9$	$n = 12$	$n = 25$
$f=5$ Hz	0.35	0.32	<b>0.25</b>
$f=15$ Hz	0.69	<b>0.65</b>	0.65
$f=25$ Hz	<b>0.78</b>	0.76	0.76

Indice de propulsion $R = U/P_{p.c.} \times 100$ [ $\text{m s}^{-1} \text{ nW}^{-1}$ ]			
	$n = 9$	$n = 12$	$n = 25$
$f=5$ Hz	0.69	0.67	<b>0.83</b>
$f=15$ Hz	0.19	<b>0.21</b>	0.23
$f=25$ Hz	<b>0.10</b>	0.12	0.12

Tableau 4.1 – Influence des paramètres de battement, nombre de cils  $n$  et fréquence  $f$  sur les performances propulsives (puissance fournie, vitesse de propulsion  $U/U_{\text{tip}}$  et indice de performance  $R$ ).

être produites lors de conditions extrêmes d'accélération/décélération fortes. L'indice de performance  $R$  n'est pas maximal pour un jeu de paramètres naturel rencontré chez la Pleurobrachie, ce qui laisse à penser qu'une telle fonctionnelle simple ne suffit pas à capturer tous les mécanismes de propulsion des cténoptères.

Une autre étude intéressante consiste à examiner, pour un mouvement de battement donné, l'influence de la variation de l'espacement entre deux cils voisins. On considère donc une configuration mettant en jeu une onde de période  $6L$  (c'est-à-dire  $\lambda = 6 \text{ mm}$ ), en faisant varier le nombre de cils battants à l'intérieur de l'onde, à une fréquence fixe de 15 Hz. L'effet de l'espacement entre les cils normalisé  $\Delta x/L$  est illustré sur la figure 4.6(a). On relève une valeur maximum de  $R$  pour  $\Delta x/L = 0.5$ , qui est l'espacement naturel des cils observé sur une Pleurobrachie. La vitesse de propulsion a tendance à diminuer linéairement et lentement lorsque l'espacement entre les cils  $\Delta x/L$  augmente vers la valeur 1 (voir figure 4.6(b)).

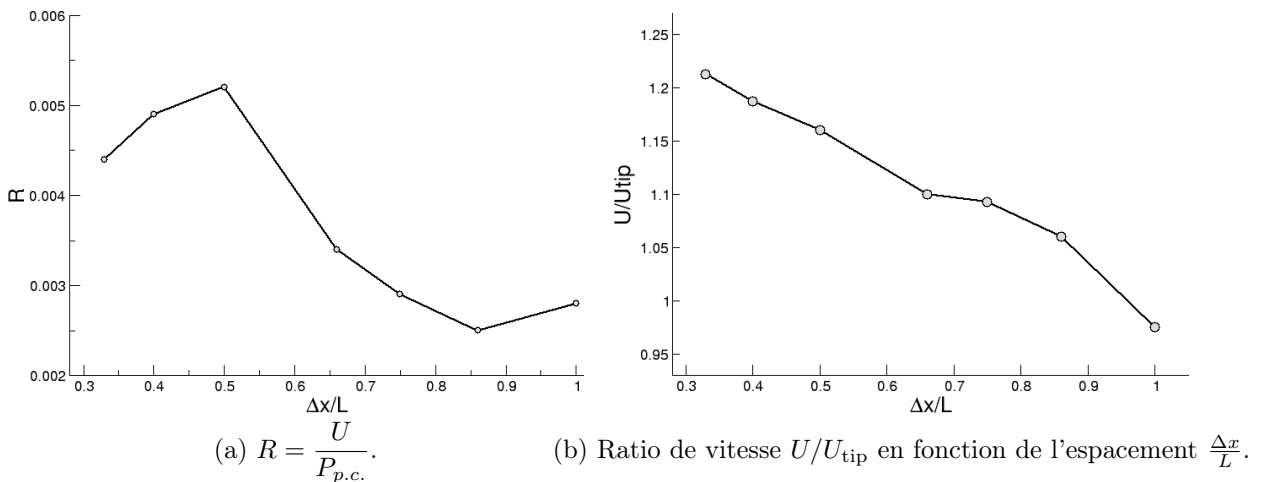


FIGURE 4.6 – Effets d'espacement entre les cils sur la propulsion.

### 3 Conclusions

Cette étude sur l'interaction entre une paroi ciliée et un fluide, qui précède les études suivantes de ce mémoire basées sur le même type de paroi, a permis de mettre en évidence un certain nombre de mécanismes clés qui vont être repris dans les chapitres suivants. En particulier :

- Un battement des cils s'effectuant de manière coordonnée, générant une onde à la surface des cils, est capable de créer un écoulement moyen dans le fluide environnant.
- Le mécanisme de nage par propulsion ciliaire est basé sur une aspiration du fluide à l'intérieur de la couche ciliée aux endroits où les cils s'écartent les uns des autres, et d'un soufflage du fluide lors que deux cils se rapprochent.
- Le rapport entre l'espacement et la longueur des cils joue un rôle déterminant dans l'efficacité propulsive de la couche ciliée.

# Chapitre

# 5

## *Transport mucociliaire*

### Aperçu

---

1	Introduction . . . . .	67
2	Le transport du mucus dans les bronches humaines . . . . .	68
3	Caractérisation rhéologique du mucus . . . . .	70
4	Étude de la génération d'ondes métachronales . . . . .	74
5	Étude d'un appareil d'aide à la clairance mucociliaire : le SIMEOX . . . . .	78
6	Perspectives de recherche sur ce thème . . . . .	80

---

Ce chapitre est une synthèse des résultats et des développements en cours dans le contexte du transport du mucus dans les bronches humaines. Proche des mécanismes de nage par propulsion ciliaire présentés au chapitre 4 dont elle est inspirée, cette thématique trouve des applications dans le secteur médical des maladies respiratoires. Après une présentation générale de la problématique au §2, les études des deux acteurs clés du système sont présentées dans les chapitres suivants, à savoir le mucus au §3, et les cils au §4. Une application à la clairance mucociliaire est ensuite présentée au §5, avant de présenter au §6 les perspectives ouvertes sur cette thématique en pleine émergence.

## 1 Introduction

À la différence du cas précédent, c'est ici le corps cilié qui est fixe, et le fluide environnant qui est mis en mouvement par le battement des cils. Étonnement, le même mécanisme de battement par ondes métachronales est également observé dans de nombreux contextes naturels, et en particulier dans le corps humain, pour transporter différents types de fluides. Dans le cerveau humain par exemple, l'étude du battement de cils dans le liquide céphalo-rachidien, transportant entre autres des nutriments, est un sujet de recherche récent et une problématique émergente pour la simulation numérique (Siyahhan *et al.*, 2014). En effet, l'exploration à l'intérieur du corps humain des mécanismes de transport par battement ciliaire est impossible et la simulation numérique constitue un outil de recherche particulièrement intéressant car non-intrusif. L'intérêt est d'autant plus grand que les recherches médicales révèlent de plus en plus le rôle prépondérant du battement ciliaire dans le corps humain. Les cils assurent par exemple aussi le transport des ovules dans les trompes de Fallope, ou, de manière surprenante, ont un rôle déterminant dans le développement de l'embryon, comme présenté dans les travaux de Okada *et al.* (2005); Hirokawa *et al.* (2006). En effet, lors des premières étapes de son développement, l'embryon est initialement parfaitement symétrique, mais acquiert rapidement des viscères très asymétriques (coeur à gauche, foie à droite etc.) grâce au battement de cils qui recouvrent sa ligne médiane, et mettent en mouvement le liquide dans lequel il baigne.

Le rôle du battement ciliaire dans le corps humain qui nous intéresse ici est celui du transport du mucus dans les bronches humaines et le lien avec les maladies respiratoires comme l'asthme sévère, la

broncho-pneumopathie chronique obstructive (BPCO) ou la mucoviscidose, qui affectent de nos jours des centaines de millions de personnes dans le monde. Les traitements actuels ne sont pas suffisants pour ralentir significativement ces pathologies qui sont associées à un déclin accéléré de la fonction pulmonaire (Chanez *et al.*, 2007).

## 2 Le transport du mucus dans les bronches humaines

L'épithélium respiratoire humain est au cœur des présents travaux. Comme illustré sur la figure 5.1, c'est un système de transport complexe qui se situe dans les bronches chez l'homme, qui sont elles-mêmes l'élément-clé de la respiration. Cette dernière est le processus physiologique permettant d'effectuer des échanges gazeux avec le sang au niveau des alvéoles pulmonaires, situées aux extrémités des bronchioles, et entourées de vaisseaux sanguins (voir figure 5.1). L'air, inspiré puis expiré, circule depuis le nez et la

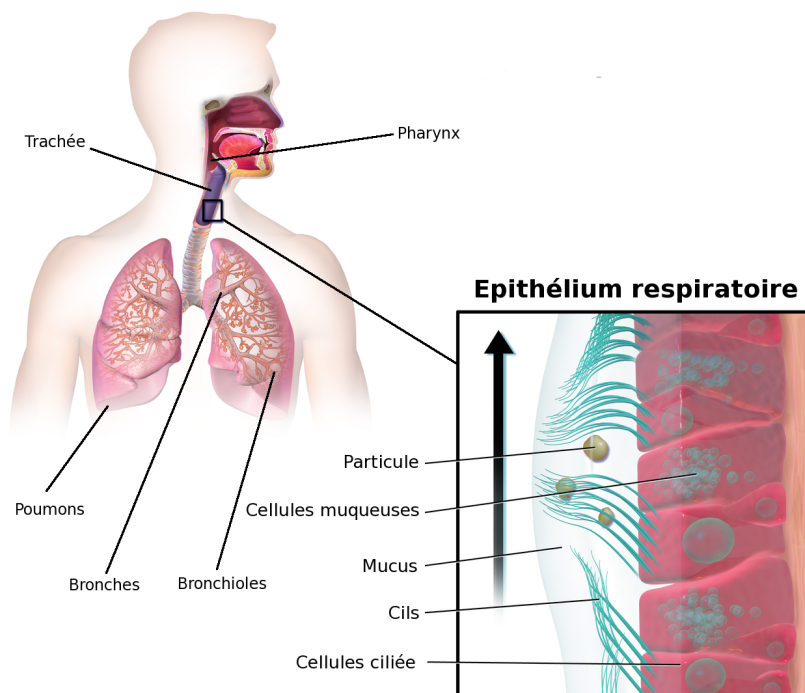


FIGURE 5.1 – Représentation schématique de l'arbre bronchique humain, avec une vue rapprochée de l'épithélium. Adapté de Blausen gallery (2014).

bouche, jusqu'aux plus petites ramifications de l'arbre respiratoire : les bronchioles.

Les cellules des bronches sont tapissées d'une couche continue de cellules appelée l'épithélium de surface (Mercer *et al.*, 1994), dont une représentation schématique est donnée sur la partie droite de la figure 5.1. La présence de cellules ciliées sur cet épithélium permet d'évacuer des particules indésirables et pathogènes (polluants, allergènes, micro-organismes, nanoparticules, etc.) hors des bronches. Piégées dans le mucus bronchique, ces particules se retrouvent transportées grâce à un véritable tapis roulant de cils<sup>1</sup>. C'est un mécanisme de défense inné, et qui fonctionne en permanence. Il est crucial pour la protection des voies aériennes car il permet de lutter quotidiennement contre les agents nocifs inhalés lors de la respiration. Les particules qui gagnent le larynx sont ingérées automatiquement pour être détruites dans le tube digestif (Crystal *et al.*, 2008; Knowles et Boucher, 2008). On estime qu'environ 30 mL de mucus des voies respiratoires sont expectorés ou avalés par jour (Fahy et Dickey, 2010).

La figure 5.2 présente une vue de l'épithélium cilié de la trachée, mettant en évidence la répartition des cils par mottes compactes. La densité de ces petits groupes de cils a une influence déterminante sur l'efficacité du transport du mucus, ainsi que leur fréquence et leur dynamique. D'autre part, le taux de production du mucus et ses propriétés rhéologiques jouent aussi un rôle déterminant (Knowles et Boucher, 2008; Khelloufi, 2015). Les dysfonctionnements de l'épithélium respiratoire sont associés à des pathologies

1. Deux autres mécanismes permettent d'évacuer les particules : la toux et la clairance alvéolaire

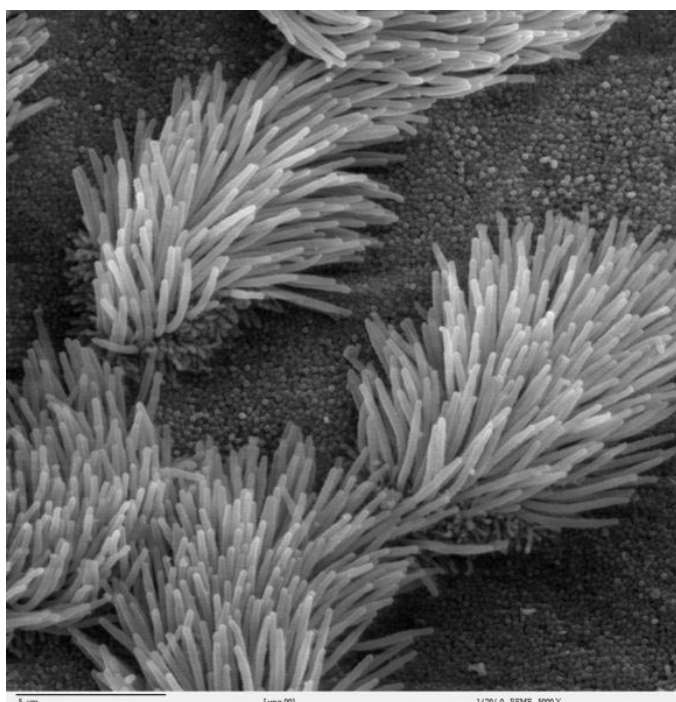


FIGURE 5.2 – Vue par microscope électronique à balayage de l'épithélium cilié de la trachée.

respiratoires chroniques, à savoir l'asthme, la broncho-pneumopathie chronique obstructive (BPCO), et la mucoviscidose (Chanez, 2005).

C'est un sujet de recherche très intéressant car le transport du mucus dans la trachée et les premières générations des bronches est encore très mal connu, et caractérisé par une variabilité importante selon le type de pathologies considérées. Peu d'études existent dans la littérature, les études expérimentales in-vivo étant très complexes. De plus, il n'existe actuellement que peu d'éléments quantitatifs pour caractériser les différents mécanismes physiques dans ce contexte. La simulation numérique constitue donc un outil particulièrement intéressant, sous réserve que les conditions simulées et les modèles soient fidèles à la réalité. Du point de vue de la mécanique des fluides numérique, la configuration d'étude est très complexe car trois fluides sont mis en jeu dans un système fortement multi-échelle :

- une couche périciliaire (PCL) au niveau de l'épithélium, dont l'épaisseur peut varier de 5 à 6  $\mu\text{m}$  (voir figure 5.3). Encore mal connue, certains travaux récents, dont Button *et al.* (2012), lui attribuent plutôt une structure de milieu poreux, avec une matrice poreuse réagissant dynamiquement avec le mucus, et constituée d'un enchevêtrement de micro-structures filamenteuses (mucopolysaccharides). Il est cependant classique d'assimiler cette couche à un fluide newtonien avec des propriétés proches de celles de l'eau, et c'est l'hypothèse suivie dans la suite.
- une couche de mucus d'une épaisseur d'environ 2  $\mu\text{m}$  pour les personnes saines, prenant la forme d'un fluide très visqueux aux propriétés rhéologiques complexes, qui sont décrites en détail au §3.
- un écoulement d'air dans l'intégralité de l'arbre bronchique qui contient 23 générations de bronches, bronchioles, alvéoles, etc., avec des diamètres pouvant varier sur plusieurs ordres de grandeur selon la génération considérée (voir figure 5.1), et comportant des parois flexibles dans la réalité. À cette complexité multi-échelle d'arbre bronchique s'ajoute une grande variabilité des caractéristiques géométriques selon le patient et les pathologies (Weibel, 1984).

La figure 5.3 schématise le caractère multiphasique du problème, en se focalisant sur les deux couches les plus proches de la paroi : la couche périciliaire et la couche de mucus. Dans la suite, le modèle d'épithélium considéré ne prendra en compte que ces deux premières couches.

Il apparaît donc que la simulation numérique de ce problème complexe n'est pas une tâche aisée, et il faut sélectionner avec précaution les paramètres essentiels du système physique, pour les intégrer dans le modèle numérique, avec pour objectif de progresser dans la compréhension et la prise en charge médicale des maladies respiratoires chroniques. Dans un premier temps l'accent est placé sur les petites échelles avec l'étude du transport par les cellules ciliées de l'épithélium bronchique. Deux éléments clés

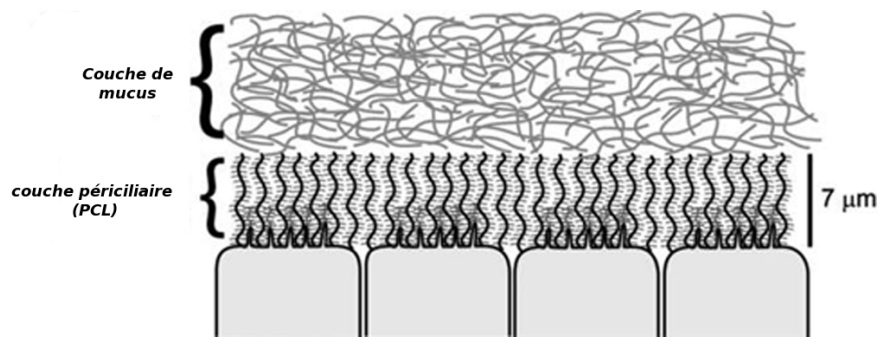


FIGURE 5.3 – Vu schématique de la couche de mucus recouvrant la couche périciliaire (d’après Button et Boucher (2008)). L’écoulement d’air se situe au dessus de ces deux couches.

sont présentés dans ce chapitre, à savoir les caractéristiques rhéologiques du mucus au §3 et la dynamique ondulatoire du tapis de cils de l’épithélium au §4. La simulation numérique a pour but de mieux cerner et de comprendre les mécanismes qui affectent le battement des cils dans un environnement constitué de la couche périciliaire et du mucus, et donc l’efficacité du transport du mucus dans les bronches. D’autre part, un autre objectif majeur de la présente étude numérique est de montrer l’influence des dysfonctionnements de ce transport par battement ciliaire de l’épithélium sur les pathologies respiratoires chroniques, ce qui constitue un sujet actuellement ouvert dans la littérature du niveau médical. Cette activité est associée à une collaboration entretenue avec plusieurs équipes d’Aix Marseille Université du secteur santé : l’équipe du Professeur Chanez, pneumologue à la Timone, le Laboratoire Adhésion et Inflammation (LAI) de l’INSERM à l’hôpital de la Conception, ainsi que l’équipe du Professeur Reynaud-Gaubert, pneumologue, à l’hôpital Nord. Les résultats numériques obtenus dans le cadre de cette étude ont pour but d’être comparés avec les études expérimentales réalisées dans le cadre de la thèse de Khelloufi (2015) au LAI, sur des modèles d’épithélium reconstitués *in vitro* à partir de biopsies endo-bronchiques de sujets sains et malades (Gras *et al.*, 2012). Ces cultures de cils en laboratoire sont capables de croître, de battre et également de produire du mucus, ce qui en fait un dispositif expérimental particulièrement intéressant pour une comparaison avec les résultats des études numériques. Ces travaux comparatifs sont actuellement en cours et les premiers résultats sont encourageants car certains phénomènes de coordination entre les cils sont retrouvés numériquement et expérimentalement.

Un des objectifs à long terme est donc de concevoir un outil numérique d’aide au diagnostic pour le milieu médical, pour mieux comprendre (et guérir) les pathologies respiratoires chroniques grâce à un épithélium virtuel. En effet, un des enjeux actuels est de pouvoir visualiser en temps réel dans un environnement numérique l’effet d’une opération, ou l’effet d’un médicament sur la dynamique de fluides biologiques, et par conséquent ses effets sur les pathologies associées.

### 3 Caractérisation rhéologique du mucus

Les résultats numériques présentés au §4 sont obtenus en considérant le mucus comme un fluide diphasique, chaque phase ayant une viscosité différente et modélisant le système constitué par le fluide périciliaire et le mucus. Chacune des deux phases est supposée avoir une viscosité constante (modèle de fluide Newtonien), ce qui n’est pas le cas dans la réalité. Afin d’implémenter à terme la rhéologie réelle du mucus dans le modèle numérique, un travail de caractérisation expérimentale du mucus bronchique est effectué dans la thèse d’Olivier Lafforgue, que je co-dirige avec Isabelle Seyssiecq et Sébastien Poncet (thèse entre le département de mécanique et le département de génie des procédés du laboratoire M2P2). Ce paragraphe 3 synthétise les premiers résultats expérimentaux de caractérisation rhéologique de mucus, présentés plus en détail dans Lafforgue *et al.* (2016).

#### 3.1 Principales caractéristiques

Le mucus bronchique humain est un fluide ayant une consistance proche du blanc d’œuf, principalement composé d’eau (à 95%), et de macro-molécules (des mucines principalement), qui lui confèrent des propriétés rhéologiques très spécifiques, lui permettant d’assurer un rôle de protection et de nettoyage des particules pathogènes inhalées lors de la respiration. Sa structure macroscopique présente à la fois

les caractéristiques d'un fluide et d'un solide, et est imperméable aux particules pathogènes. Certaines peuvent se retrouver emprisonnées dans la couche de mucus, et détruites par des enzymes et des anticorps, ce qui permet au mucus d'assurer sa fonction de nettoyage.

Sa rhéologie non Newtonienne et complexe, constitue un élément clé du système. Sur la base des caractérisations expérimentales décrites au §3.2, c'est un fluide viscoélastique à seuil, rhéofluidifiant, et thixotrope. Les définitions des différentes propriétés sont données ci-dessous.

**Fluide visco-élastique** Cette caractéristique propre à de très nombreux matériaux exprime le fait que le mucus réagit à la fois comme un solide, avec un comportement élastique régi par une raideur d'un ressort idéalisé, et comme un fluide possédant un amortissement idéal qui dissipe l'énergie.

**Fluide à seuil** La mise en mouvement du mucus n'intervient que lorsqu'une contrainte suffisante lui est appliquée, appelée seuil d'écoulement, ou seuil de plasticité. Le mucus est donc un fluide à seuil (ou viscoplastique). Au-delà de la contrainte seuil, les fluides peuvent avoir un caractère Newtonien (comme la mayonnaise), ou plus généralement rhéofluidifiant comme c'est le cas avec le mucus bronchique.

**Fluide rhéofluidifiant** Le caractère rhéofluidifiant du mucus indique que sa viscosité diminue lorsque la contrainte de cisaillement augmente. Plus on le contraint, plus il se comporte comme un fluide. Le caractère ambivalent fluide-solide du mucus est clair : c'est un solide jusqu'à la contrainte seuil, et un fluide de moins en moins visqueux lorsqu'on augmente la contrainte au-delà de la valeur seuil.

**Fluide thixotrope** La thixotropie exprime le fait que le comportement rhéologique du mucus dépend à la fois de la contrainte et du temps (de l'histoire de la contrainte imposée). Par exemple, après une longue période au repos du mucus, si l'on applique brusquement une contrainte puis qu'on la maintient constante, on observe alors une diminution de la viscosité apparente avec le temps pour le mucus. La structure microscopique du mucus est désorganisée par cisaillement, et un temps de reprise thixotrope est nécessaire pour que le mucus retrouve intégralement ses propriétés rhéologiques. Des phénomènes d'hystérésis sont donc observés expérimentalement lorsqu'on varie la contrainte.

### 3.2 Caractérisations de mucus synthétiques

Les données expérimentales ont été obtenues à l'aide d'un rhéomètre cône-plan sur un type de mucus synthétique : l'Actigum<sup>TM</sup> qui est un gel colloïde présentant des macromolécules simulant la présence de mucines dans le mucus réel. Différentes concentrations de macromolécules dans le gel ont été testées pour reproduire la variabilité observée dans la production de mucines dans le mucus réel selon l'état de la pathologie et des facteurs environnementaux.

Différents types de sollicitations en cisaillement ont également été testées sur le mucus, afin de prendre en compte une large gamme de contraintes. Ces analyses ne se sont pas limitées à l'étude de la structure au repos, en faisant varier progressivement l'amplitude de la contrainte pour mettre en évidence le seuil, mais aussi en dynamique afin d'observer et de quantifier la déstructuration moléculaire du mucus responsable du caractère thixotrope.

Le caractère thixotrope a été mis en évidence à l'aide du test à trois intervalles, appelé 3ITT, qui consiste à imposer d'abord un léger cisaillement afin d'avoir la réponse du gel au quasi-repos, puis un brusque échelon de contrainte en cisaillement pour casser la structure interne du gel, et enfin un intervalle d'observation où l'on laisse l'échantillon retrouver librement sa structure moléculaire. On peut ainsi mesurer dans le temps l'intervalle temporel de reprise thixotrope qui correspond au temps nécessaire au mucus pour retrouver sa structure moléculaire initiale.

La figure 5.4 résume les différents comportements rhéologiques déterminés lors de la campagne expérimentale sur le mucus synthétique Actigum<sup>TM</sup>, avec différentes concentrations en macromolécules pour prendre en compte la variabilité du mucus réel (Lafforgue *et al.*, 2016). On voit clairement la présence d'une contrainte seuil qui sépare les deux comportements du gel : solide pour des valeurs de cisaillement inférieures à 20 Pa environ et de plus en plus en plus fluide au-delà. On note des oscillations sur la vue rapprochée de la figure 5.4a dans la région solide, due aux inhomogénéités dans le gel. Après la contrainte seuil on observe un comportement rhéo-fluidifiant, clairement mis en évidence sur la figure 5.4a. De plus, le comportement de fluide à seuil et rhéo-fluidifiant reste valide pour les différentes concentrations testées sur la figure 5.4b.

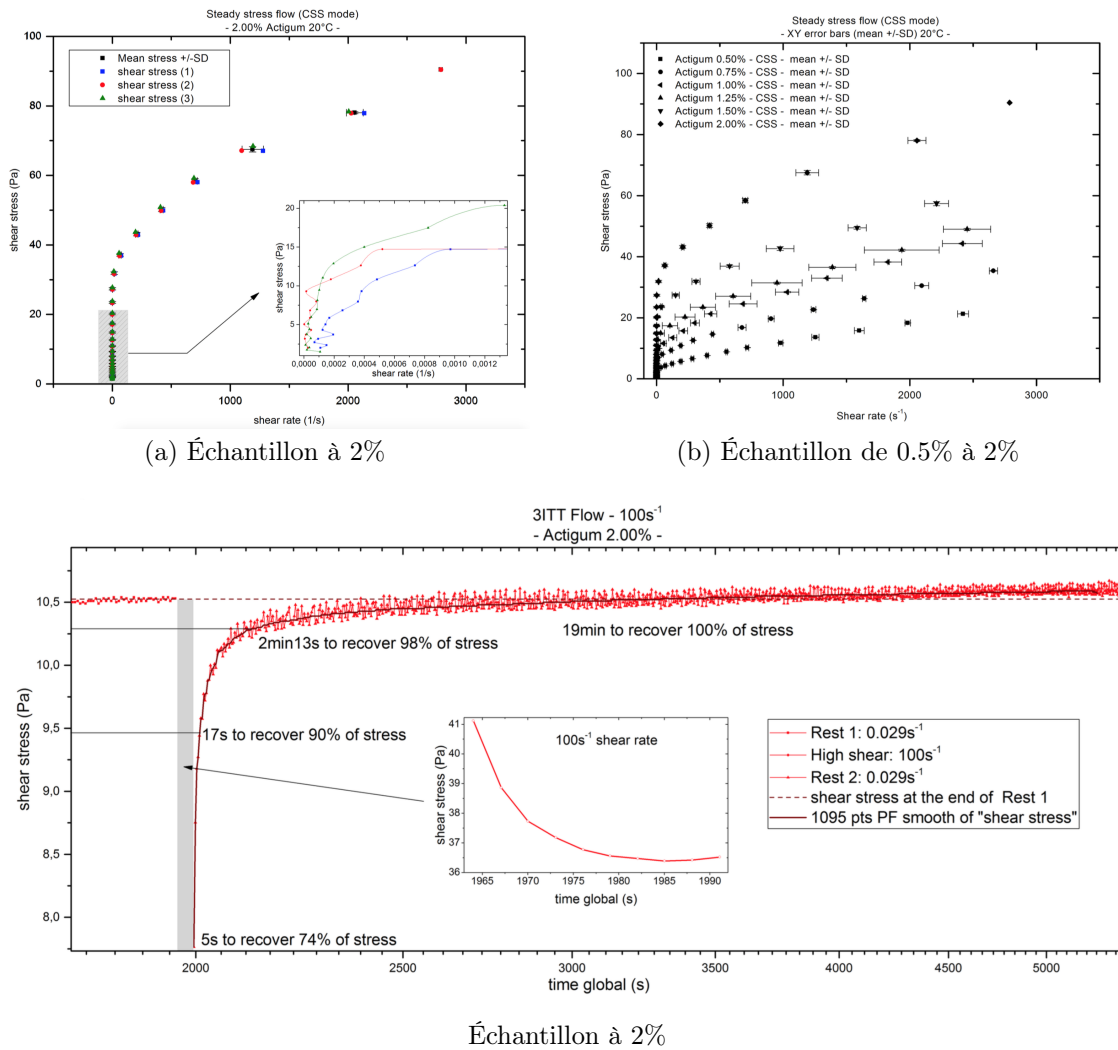


FIGURE 5.4 – Réponse du mucus synthétique Actigum<sup>TM</sup> pour différentes concentrations en macromolécules, à des sollicitations en contraintes d'écoulement uniforme pour (a) et (b), et à la contrainte à trois intervalles pour évaluer la thixotropie.



Finalement la figure 5.4c montre la réponse du gel à une sollicitation en dynamique de type 3ITT, de manière à mettre en évidence la réponse en temps du gel due à sa réorganisation moléculaire. Le premier intervalle montre l'état de référence du gel (structuré) en présence de contraintes de faibles amplitudes, suffisamment petites pour que le gel soit dans un état de quasi-repos. Puis, une brusque sollicitation en contrainte est imposée juste avant 2000s, allant jusqu'à 4 fois la valeur de référence (voir vue rapprochée sur la figure 5.4c), avant de revenir progressivement vers un nouveau niveau stationnaire après 30s environ, avec une valeur de contrainte bien inférieure à l'état de référence initial. L'échantillon recouvre ensuite 70% de ses propriétés avec un retour progressif à l'état de référence. L'influence de l'histoire de la contrainte est clairement mis en évidence. La figure 5.5 fournit une appréciation de l'hystérésis associée à la thixotropie, où l'on peut observer que selon le sens de croissance ou de décroissance de la contrainte on obtient des comportements rhéologiques différents.

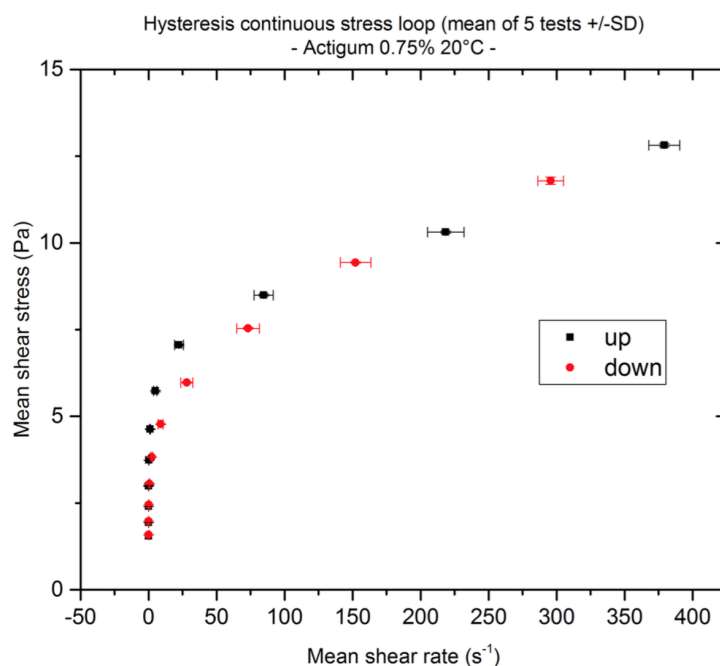


FIGURE 5.5 – Réponse du mucus synthétique Actigum<sup>TM</sup> à 0.75% à des sollicitations en contraintes croissantes (up) et décroissantes (down).

Les différents résultats expérimentaux de caractérisation du mucus synthétique Actigum<sup>TM</sup> obtenus dans la thèse d'Olivier Lafforgue sont novateurs par rapport à la littérature sur la rhéologie du mucus bronchique. Ils viennent d'être publiés dans Lafforgue *et al.* (2016) et font l'objet de plusieurs articles en préparation. Les travaux de modélisation rhéologique sont aussi en cours, et il apparaît qu'un modèle de type Herschel-Bulkley prenant en compte la thixotropie permet de capturer l'essentiel des caractéristiques rhéologiques du mucus :

$$\tau = \tau_0 + k\dot{\gamma}^n$$

avec  $\tau$  la contrainte de cisaillement,  $\tau_0$  est la contrainte seuil,  $k$  une constante fonction du fluide considéré,  $\dot{\gamma}$  le taux de déformation du mucus, et  $n$  est un entier inférieur à 1 dans le cas du mucus permettant de simuler un comportement rhéofluidifiant. Pour prendre en compte le caractère thixotrope, les travaux de modélisation s'orientent vers une modification de ces paramètres, pour les rendre dépendant du temps et de la contrainte.

La procédure mise en place sur le mucus synthétique a montré sa capacité à mettre en évidence les caractéristiques rhéologiques complexes du mucus. Cette procédure est à présent opérationnelle pour être appliquée à du mucus réel. Pour cela, des mesures sur des mucus générés à partir d'épithélium de patients traités à l'hôpital de la Conception à Marseille sont en cours de préparation avec le LAI, pour étudier la variabilité du modèle selon les phénotypes des patients (patients sains, atteints de mucoviscidose, asthme etc.). Au terme de cette campagne expérimentale clinique, la robustesse du modèle sera étudié puis implémenté dans le code numérique.

## 4 Étude de la génération d'ondes métachronales

Deuxième acteur de l'épithélium bronchique, la cellule ciliée est au cœur de cette partie qui concerne le transport du mucus par le battement ciliaire. En effet, l'ensemble des cils de l'épithélium est le siège d'un mécanisme d'interaction fluide structure de génération d'onde. Leur mouvement d'ensemble n'est donc pas aléatoire, mais présente au contraire une synchronisation caractéristique entre les cils, formant clairement des ondes progressives se propageant le long des cils. Ces ondes prennent le nom d'ondes métachronales<sup>2</sup> et se retrouvent partout dans la nature, comme présenté précédemment au §4. Les ondes peuvent être soit symplectiques (si l'onde se propage dans le sens du transport du fluide), soit antiplectiques (si l'onde se propage dans le sens contraire du transport du fluide). Les résultats numériques de cette partie concernent la thèse de Sylvain Chateau que je co-dirige avec Sébastien Poncet, en co-tutelle entre l'Université de Sherbrooke, Canada, et Aix Marseille Université, et en collaboration avec Umberto D'Ortona du Laboratoire M2P2.

### 4.1 Hypothèses de modélisation

On suppose que les cils sont tous assujettis au même motif de battement (donné dans Chatelin (2013)), et l'interaction avec le fluide est prise en compte à travers un couplage purement hydrodynamique, qui influence leur vitesse de battement. Si la force totale exercée par le cil sur le fluide est alignée avec la vitesse de l'écoulement de mucus, le cil est alors ralenti ou accéléré à travers une loi du type  $V = V(1 \pm \alpha)$ , où  $\alpha$  est un paramètre qui contrôle l'intensité de la rétroaction, et  $V$  la vitesse de battement d'un cil. Il s'agit donc de vérifier si les cils peuvent se déphaser sous l'action du fluide de manière à faire apparaître spontanément des ondes métachronales, en fonction d'un effet purement hydrodynamique du fluide. Le signe du paramètre  $\alpha$  et la hauteur relative de la couche périciliaire par rapport à la longueur des cils sont deux paramètres clés qui déterminent l'émergence des ondes. Des valeurs positives (respectivement négatives) du paramètre de rétroaction  $\alpha$  correspondent à une onde symplectique (respectivement antiplectique), et une valeur optimale de la hauteur de la couche périciliaire est nécessaire pour obtenir l'émergence d'une onde métachronale.

La couche périciliaire est localisée entre la paroi et le mucus et possède une densité et une viscosité proches de celles de l'eau. Le mucus est modélisé dans ce qui suit comme un fluide de viscosité constante, dont la valeur varie dans un rapport de 1 à 20 par rapport à la viscosité du fluide périciliaire. La configuration est un canal dans lequel le fluide est initialement au repos et les cils sont placés sur la paroi inférieure du canal. Suivant la direction verticale  $y$ , des conditions de non glissement sont imposées sur la paroi inférieure et des conditions de symétrie sur la paroi supérieure. En  $x$  et en  $z$  des conditions périodiques sont imposées, et on se place donc dans l'hypothèse d'une couche de cils infiniment étendue.

La figure 5.6 présente un exemple de champ de vitesse obtenu dans le cas d'une seule rangée de cils, qui met en évidence le mélange d'un plan vertical de traceurs passifs représentés par des points. La hauteur de la couche périciliaire est généralement choisie de manière à ce que l'extrémité des cils pénètrent dans la couche de mucus. Les cils sont tous initialement fixés à un état de battement aléatoire, c'est-à-dire décorrélés les uns des autres, et après un régime transitoire, ils se synchronisent rapidement avec leur voisin immédiat, avec un déphasage spécifique donnant une onde antiplectique ou symplectique selon la force de la rétroaction.

### 4.2 Coordinations métachronales

La figure 5.7 présente une coordination métachronale qui émerge après un temps suffisant de simulation, avec une condition initiale correspondant à des cils synchronisés aléatoirement. Sur la même figure sont représentées les positions de chaque cil dans le cycle d'oscillation (phase). Après un transitoire long où l'on observe un comportement de nature chaotique, on distingue clairement l'émergence d'ondes, au fil des itérations, aussi bien sur les représentations par phases que sur les cils.

Dans le cas de la figure 5.7 on est en présence d'une onde symplectique (l'écoulement se fait de la gauche vers la droite et les ondes métachronales vont dans le même sens). La figure 5.8 présente les champs de densité obtenus dans un plan vertical dans le cas d'une onde symplectique, en considérant une seule colonne de 64 cils de longueur  $L$ , une hauteur de mucus égale à  $0.9L$ ,  $\alpha = 3$ , un espacement entre les cils de  $0.3L$  longueur de cils, et un rapport de viscosité égal à 15 entre les deux fluides. L'interface entre les

2. pour indiquer un décalage de phase temporelle

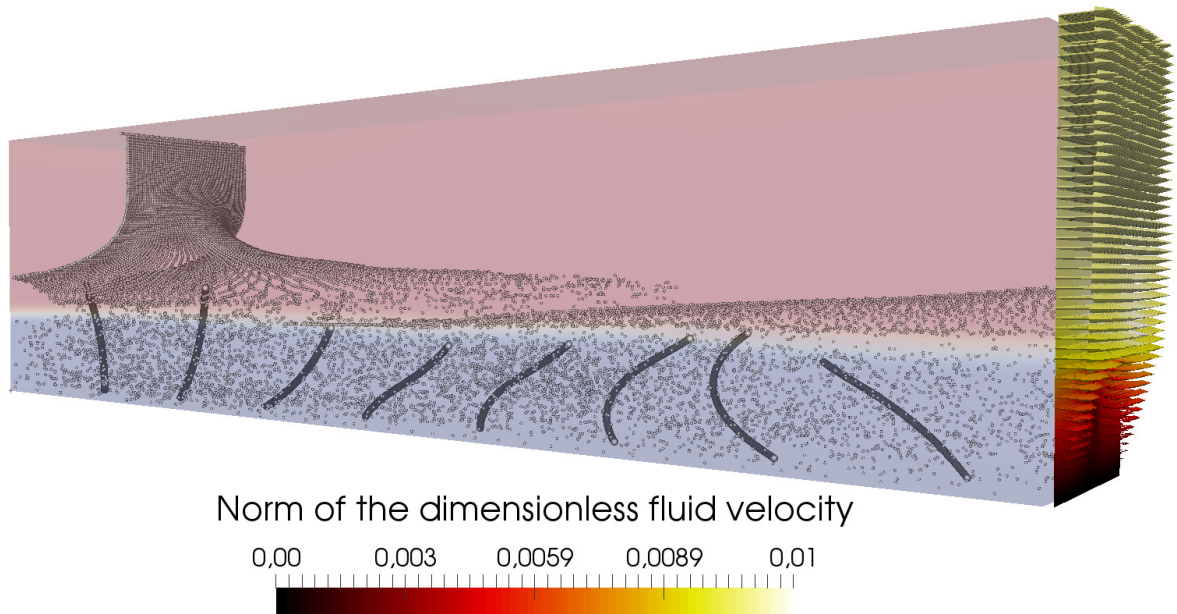


FIGURE 5.6 – Simulation d’une rangée de cils. Les points représentent un ensemble de traceurs passifs, qui sont transportés par le fluide. Deux phases fluides sont présentes, la partie périlymbaire en bleue et la partie mucus en rouge. Les vecteurs vitesse indiquent la vitesse moyennée dans le plan à l’extrémité droite du domaine de calcul.

deux fluides est animée d’un mouvement ondulant, dont les crêtes correspondent à la vitesse maximum de poussée de chaque cil. Quatre longueurs d’onde sont visibles à l’interface sur la figure 5.8, ainsi que sur le mouvement des cils, en mouvement d’onde symplectique. Pour le même jeu de paramètres mais avec un signe de rétroaction différent, une coordination métachronale antiplectique peut apparaître. De plus, le sens de l’onde a donc un effet significatif sur le fluide transporté. En effet, on observe numériquement qu’une onde antiplectique est toujours associée à une vitesse de mucus plus importante qu’avec d’autres types de synchronisations collectives. L’émergence de ces ondes est étudiée en détail dans un article récent Chateau *et al.* (soumis 2016).

Un résultat important est donc que le couplage purement hydrodynamique du fluide est capable de faire émerger de telles coordinations métachronales, qu’elles soient symplectiques ou antiplectiques. Notons que si à l’instant initial on fixe une synchronisation parfaite de tous les cils, alors aucun décalage de phase n’est observé et les ondes métachronales n’apparaissent pas. Si par contre, à l’instant initial un défaut de phase est introduit, on a alors l’apparition de l’onde comme on le voit sur la figure 5.9.

### 4.3 Performances énergétiques

En accord avec les résultats de Ding *et al.* (2014), l’onde antiplectique est celle qui produit le transport du mucus le plus efficace, comme indiqué sur la figure 5.10 qui compare les vitesses de transport du mucus pour différentes coordinations.

Les meilleures performances de l’onde antiplectique par rapport à l’onde symplectique peuvent être mieux appréhendées en observant l’effet sur la vorticité du fluide transporté. La présence de larges zones de recirculation de fluide dans le cas symplectique (figure 5.12) sont le signe d’un transport de mucus sous-optimal (comparé au cas antiplectique de la figure 5.11). Une caractérisation extensive des propriétés de transport des ondes métachronales, ainsi qu’une comparaison systématique des ondes symplectiques et antiplectiques, sont détaillées dans Chateau *et al.* (soumis 2016).

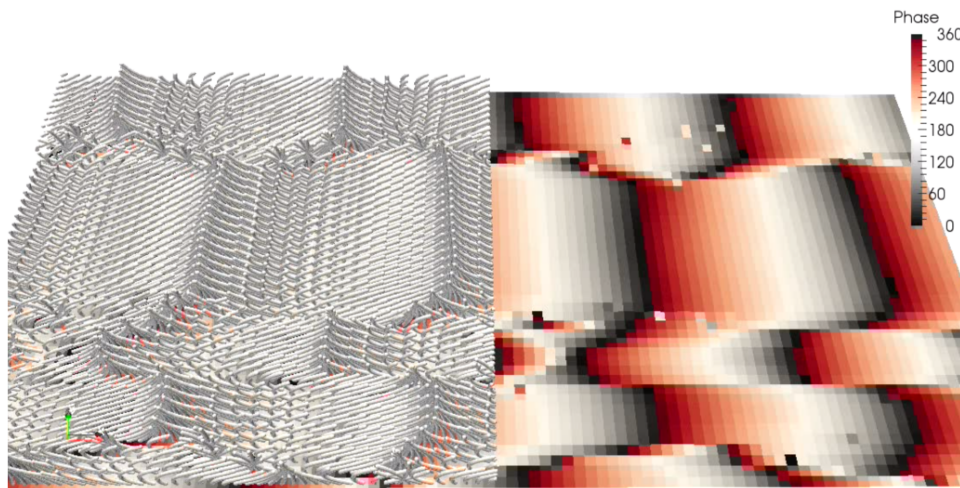


FIGURE 5.7 – Coordination métachronale. Les cils sur tout le domaine de calcul sont représentés sur la partie gauche et le même domaine de calcul est représenté sur la partie droite en utilisant une couleur pour chaque position des cils (phase) dans le cycle d’oscillation. Par souci de clarté, le fluide n’est pas représenté.

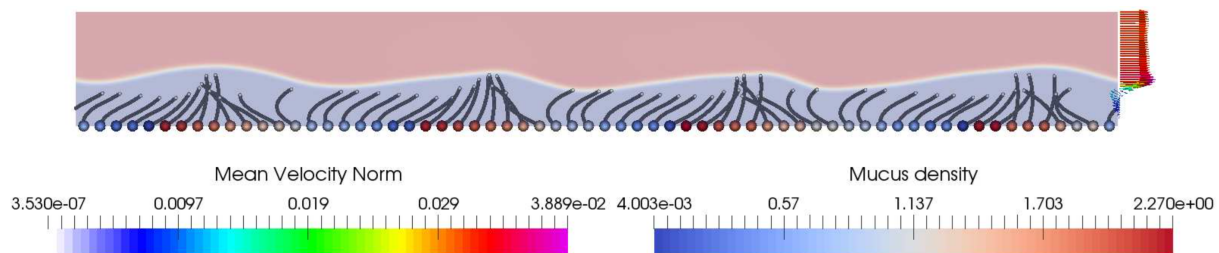


FIGURE 5.8 – Onde métachronale symplectique émergeant dans un ensemble de 64 cils disposés selon la direction longitudinale de l’écoulement.

#### 4.4 Influence des paramètres

Différents paramètres jouent un rôle important dans le transport du mucus. L’influence de la densité et la hauteur de mucus (par rapport à la longueur des cils) est représentée sur la figure 5.13.

L’influence de la longueur d’onde sur la vitesse du mucus est significativement différente suivant la nature antiplectique ou symplectique de l’onde considérée. En effet, comme le montre la figure 5.14a, l’onde antiplectique est bien plus efficace pour des petites longueurs d’onde que l’onde symplectique, alors que pour des grandes longueurs d’onde on retrouve le cas synchronisé. De plus, comme indiqué sur la figure 5.14b, l’onde antiplectique présente un maximum d’efficacité pour une hauteur relative égale à la valeur qui est observée dans le cas des cellules de l’épithélium bronchique, ce qui est confirmé par les observations expérimentales de Khelloufi (2015) au LAI.

Ce problème multi-paramètres nécessite bien sûr une variation couplée de tous les paramètres, ou une approche du type optimisation sous contraintes, afin d’identifier le jeu de paramètres optimaux qui maximise le transport de mucus. Comme l’indique la figure 5.15 par exemple, un point d’efficacité maximale peut être obtenu pour une longueur d’onde et une hauteur relative de mucus donné.

Des résultats numériques significatifs sont attendus dans le cadre de la thèse de Sylvain Chateau sur la caractérisation des différents types d’ondes, ainsi que sur la quantification des vitesses de mucus transporté selon le jeu de paramètres que l’on considère, la densité de cils etc.

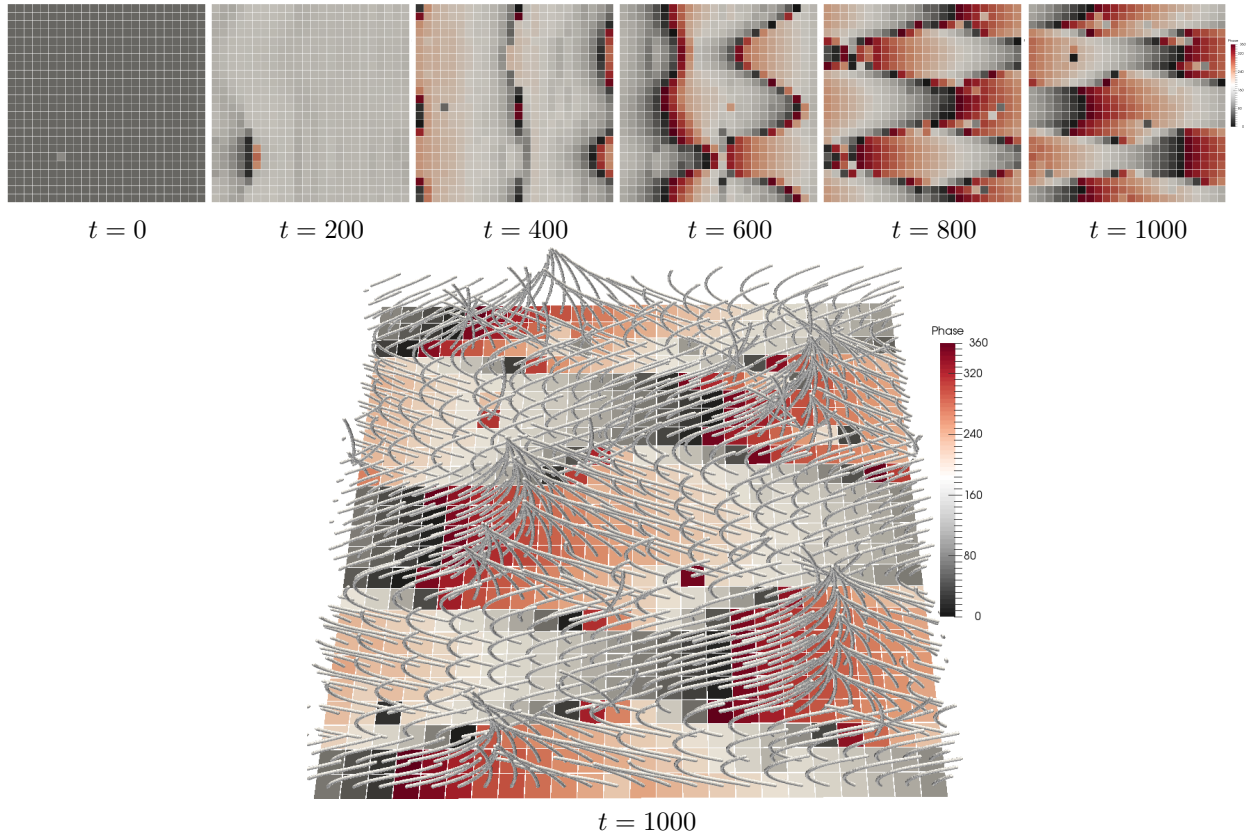


FIGURE 5.9 – Émergence d’une onde métachronale antipleptique à partir d’une configuration initiale où tous les cils sont synchronisés, sauf un seul en léger décalage de phase, aux instants  $t = 0$ ,  $t = 200$ ,  $t = 400$ ,  $t = 600$ ,  $t = 800$  et  $t = 1000$ , représentés en haut. En bas, la position des cils dans l’onde métachronale en régime établi à  $t = 1000$  est représentée. Par souci de clarté, le fluide n’est pas représenté.

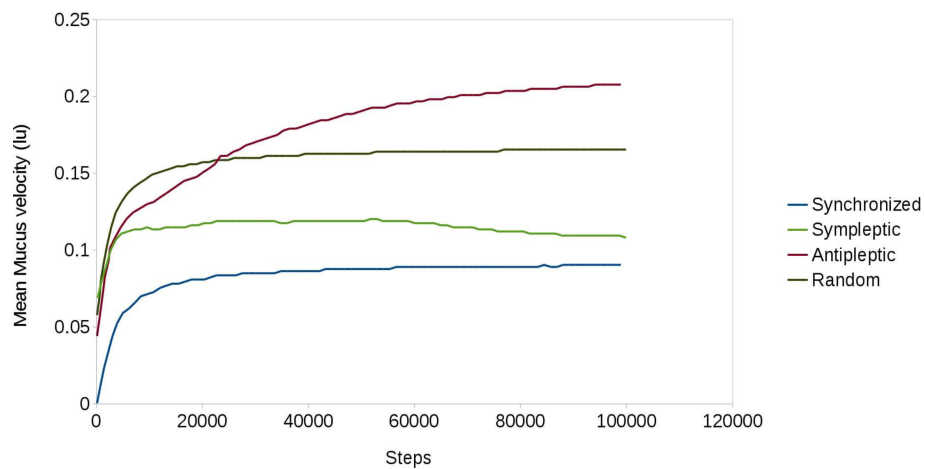


FIGURE 5.10 – Vitesse moyenne du mucus pour différentes formes de synchronisations.



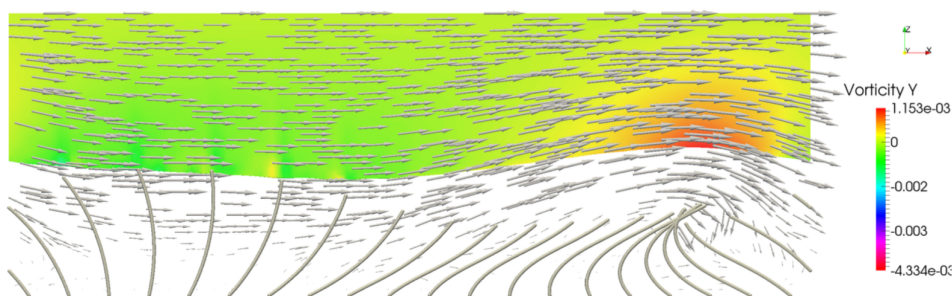


FIGURE 5.11 – Vorticité de l'écoulement dans le cas d'une onde antiplectique.

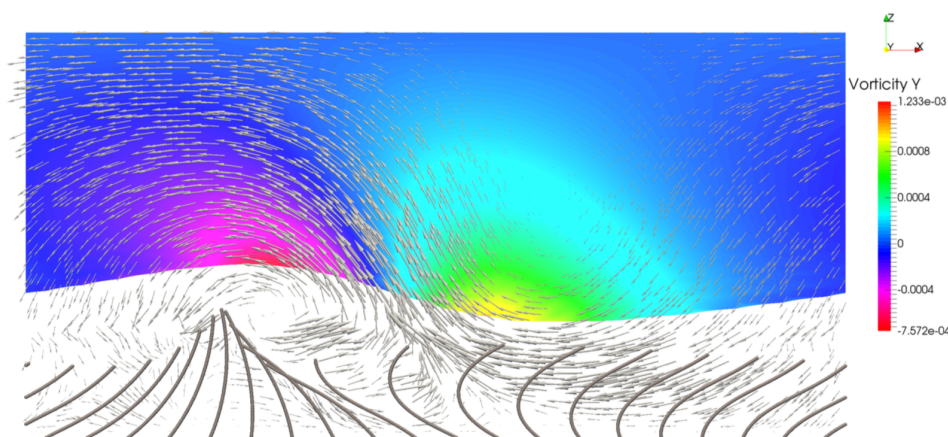


FIGURE 5.12 – Vorticité de l'écoulement dans le cas d'une onde symplectique.

## 5 Étude d'un appareil d'aide à la clairance mucociliaire : le SI-MEOX

À la différence de l'asthme et des BPCO, la mucoviscidose est une maladie respiratoire génétique, qui aboutit à la disparition partielle ou totale des cils, rendant ainsi impossible l'évacuation du mucus par le battement ciliaire. La maladie est liée à une hypersécrétion de mucus très nuisible à la respiration, dont les mécanismes ne sont pas encore complètement élucidés. Les bronches sont alors fortement obstruées et des infections se développent à l'intérieur de la couche de mucus, dont la viscosité augmente alors de manière significative, notamment en raison d'une forte déshydratation. Il n'existe actuellement aucun traitement pour la mucoviscidose. Cependant des aides à l'évacuation du mucus par des procédés mécaniques sont à disposition des patients, par des séances de manipulations kinésithérapeutiques.

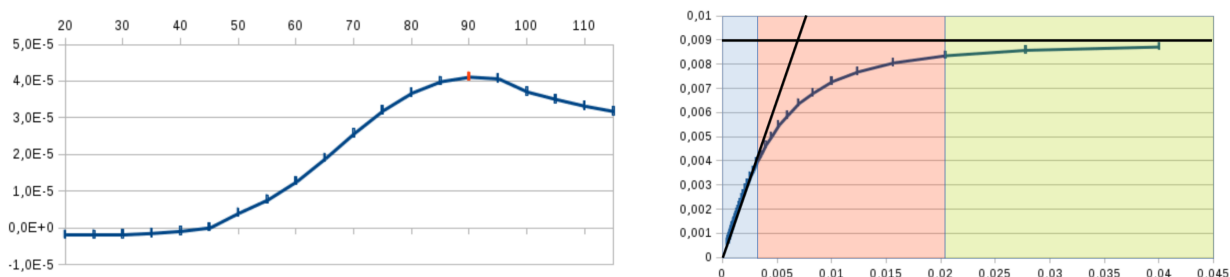


FIGURE 5.13 – Vitesse du fluide transporté en fonction de la hauteur relative du mucus (gauche) et de la densité surfacique de cils (droite).

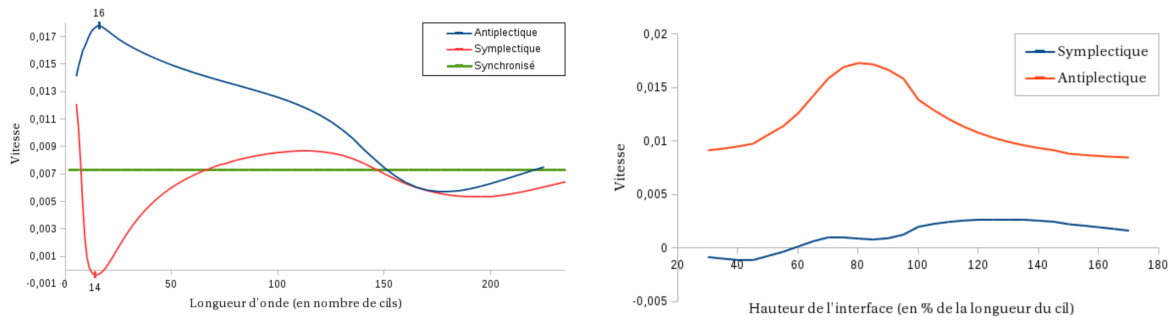


FIGURE 5.14 – Vitesse du fluide transporté en fonction d’une variation de la longueur de l’onde antiplectique ou métachronale (gauche) et en fonction de la hauteur relative du mucus pour les deux types d’ondes métachronales.

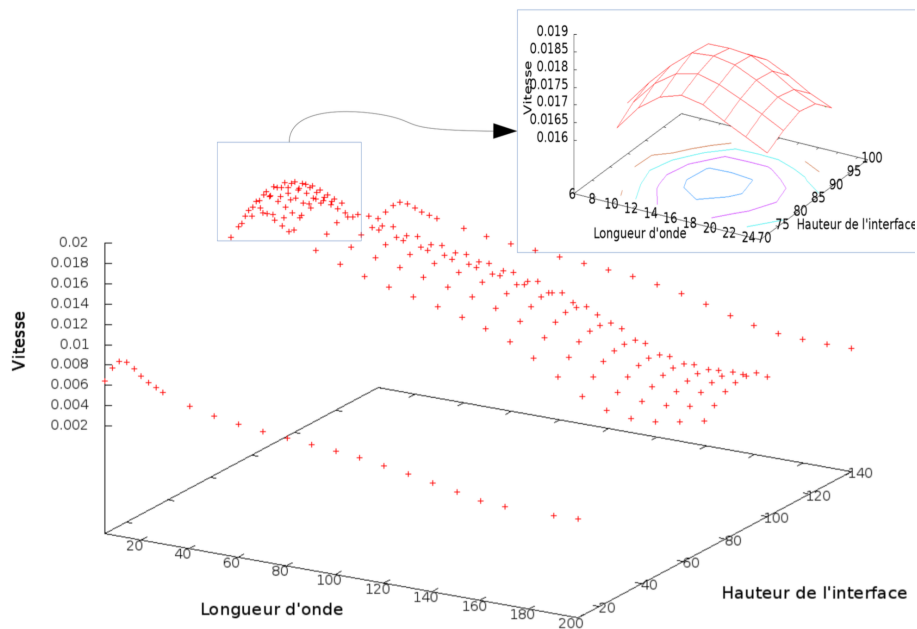


FIGURE 5.15 – Existence d’un point de fonctionnement optimal pour un jeu de longueur d’onde et de hauteur relative de mucus donné.

Dans ce contexte d’aide à l’évacuation du mucus, un partenariat est réalisé avec la société Physio-Assist qui développe et commercialise le SIMEOX (voir figure 5.16). Il s’agit d’un dispositif médical d’aide au désencombrement bronchique, qui soulage donc les patients en extrayant le mucus des bronches encombrées, et leur apporte un certain gain d’autonomie par rapport aux fréquentes séances de kinésithérapie qui peuvent s’avérer contraignantes. L’idée est d’agir directement sur la rhéologie du mucus, en envoyant une série de dépressions dans l’arbre bronchique de fréquence et d’amplitude variables afin de le cisailer au delà de la contrainte seuil, et de profiter ainsi des caractères rhéofluidifiant et thixotrope du mucus. Lorsque le mucus est fluide, son expectoration est alors facilitée pour les patients. Ce partenariat avec Adrien Mithalal, gérant de Physio-Assist a débuté en 2012, initié par mes collègues du laboratoire M2P2 Sébastien Poncet et Isabelle Seyssiecq.

Le SIMEOX envoie une série de dépressions dans l’arbre bronchique à l’aide d’une turbine et d’un générateur de vibrations, dont la fréquence est ajustée par un microcontrôleur. Le boîtier est relié à une chaîne de respiration composée de plusieurs consommables stériles et jetables (filtres antibactériens de protection pour la machine et le patient, un tube souple de transmission du signal et un embout buccal ou un masque respiratoire). Cette chaîne de respiration transmet jusqu’à l’embout respiratoire des dépressions successives. Entre chaque oscillation, la pression pulmonaire revient à la pression atmosphé-

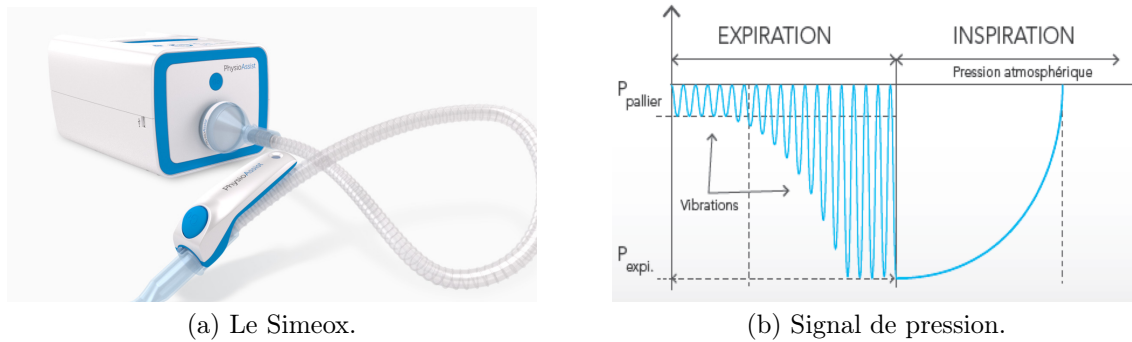


FIGURE 5.16 – Principe de désencombrement bronchique développé et commercialisé par Physio-Assist.

rique, comme illustré sur la figure 5.16b. Chaque cycle respiratoire inclut une phase où le patient inspire normalement et une phase expiratoire lors de laquelle le mucus est sollicité par les dépressions de manière à faire diminuer sa viscosité dynamique, facilitant ainsi son expectoration.

Des études cliniques réalisées dans le service du Professeur Reynaud-Gaubert à l'hôpital Nord ont permis de prendre en compte le ressenti des patients utilisant le SIMEOX, ainsi que son efficacité en pratique clinique chez quinze patients hospitalisés présentant une hypersécrétion chronique du mucus bronchique. Les résultats préliminaires, synthétisés dans un article récent (Lafforgue *et al.*, soumis 2016), témoignent d'une satisfaction chez 73% des patients et d'une plus grande efficacité du SIMEOX, surtout quand il est utilisé en complément des séances de kinésithérapie respiratoire conventionnelles.

## 6 Perspectives de recherche sur ce thème

Les études numériques sur l'épithélium bronchique seront poursuivies autour des deux thèmes clés présentés au §3 et §4, et consacrés respectivement à la rhéologie du mucus et au transport du mucus par battement ciliaire. À l'horizon de deux ans, ces deux aspects seront couplés et intégrés dans un outil numérique capable de simuler de manière plus réaliste le transport du mucus dans les bronches, en prenant en compte les aspects non Newtonien et multiphasique pour le fluide.

L'influence de paramètres environnementaux comme les particules pathogènes issues de la pollution, ou encore les nanoparticules sur la dynamique globale de l'épithélium bronchique pourra ainsi être caractérisée finement grâce à l'outil de simulation numérique. Les aspects multi-échelle liés à une plus large gamme de diamètres des branches des générations successives de l'arbre bronchique seront également appréhendés grâce à des outils dédiés. Les collaborations avec Physio-Assist et les services de Pneumologie de l'AP-HM (Assistance Publique des Hôpitaux de Marseille) seront poursuivies en s'inscrivant dans une approche interdisciplinaire, et en incluant des interactions entre les équipes du M2P2. Par ailleurs un projet Européen H2020, visant à regrouper sur ce thème de recherche différents acteurs pluridisciplinaires à l'échelon Européen et relevant de la santé, de la pneumologie, de la pharmacologie, de la physique et de la mécanique, est actuellement en cours d'élaboration.



Troisième partie

Parois bio-inspirées passives



# Chapitre

# 6

## *Contrôle statique du décollement*

### Aperçu

1	<b>Bords d'attaque ondulés : Contexte et bibliographie</b>	<b>83</b>
2	<b>DNS à <math>Re = 800</math> et <math>20^\circ</math> d'incidence</b>	<b>85</b>
3	<b>LES à <math>Re = 1.2 \cdot 10^5</math> et <math>20^\circ</math> d'incidence</b>	<b>90</b>
4	<b>Conclusions</b>	<b>96</b>

L'idée d'introduire des ondulations sur le bord d'attaque des ailes d'avion est inspirée des tubercules présents sur les ailerons de baleine à bosse (voir figure 6.1). Ce chapitre présente une synthèse des travaux réalisés sur ce type de géométries, avec deux études numériques ayant chacune un objectif différent. La première étude présentée au §2 est de nature exploratoire, effectuée à  $Re = 800$  au moyen d'une DNS afin d'identifier le mécanisme physique permettant d'expliquer l'amélioration de performances hydrodynamiques observées expérimentalement sur ces configurations géométriques. La seconde étude présentée au §3, est plus ciblée sur le mécanisme physique précédemment identifié à l'aide d'une LES très résolue. Elle permet de confirmer que ce mécanisme se maintient jusqu'à des valeurs de nombre de Reynolds élevés,  $Re = 1.2 \cdot 10^5$ , et est complété par d'autres phénomènes liés à la turbulence et à la génération d'un système complexe de structure tourbillonnaires.

## 1 Bords d'attaque ondulés : Contexte et bibliographie

Afin de bien cerner les concepts physiques décrits aux paragraphes suivants, une présentation synthétique des enjeux de la thématique est donnée ici, ainsi qu'une sélection des idées clés de la littérature.

### 1.1 Génèse de la thématique

Les capacités de manœuvrabilité de la baleine à bosse (*Megaptera novaeangliae*) dans l'eau sont surprenantes. En effet, malgré sa taille impressionnante, ce monstre marin est capable d'exécuter des virages serrés et des demi-tours très rapides lors de phases de chasse. Pour la première fois en 1995, Fish et Battle (1995) suggèrent à l'occasion d'un travail pionnier que les performances hydrodynamiques de la baleine sont liées à la morphologie de son aileron, qui, outre sa longueur surprenante par rapport au corps de l'animal, présente des ondulations caractéristiques au niveau du bord d'attaque. En effet, si l'on compare l'aileron de la baleine à bosse à une aile d'avion, l'idée qui motive les travaux qui vont suivre est que la présence de ces protubérances peut agir à la manière d'un actionneur de contrôle passif, en influençant la zone de décollement et en retardant l'angle de décrochage. Un mécanisme d'action est proposé dans ces travaux, similaire à celui d'un générateur de tourbillons, dans lequel la couche limite est réénergisée par un transfert de quantité de mouvement depuis l'écoulement moyen vers la zone de proche paroi.



FIGURE 6.1 – Aileron de baleine à bosse présentant une ondulation sur le bord d'attaque.

## 1.2 Premières études expérimentales

Dans ce thème de recherche, ce sont les expériences qui ont chronologiquement ouvert la voie. Après l'étude de Fish et Battle (1995), qu'on peut qualifier de plutôt morphologique car très centrée sur les caractéristiques physiques de l'animal, plusieurs études expérimentales ont été menées pour démontrer l'effet positif des ondulations de bord d'attaque sur le décollement de couche limite, et donc sur les coefficients de traînée et de portance qui qualifient usuellement les performances hydro ou aérodynamiques des corps. En particulier, on peut citer les travaux en soufflerie de Miklosovic *et al.* (2004) sur une maquette d'aileron de baleine, avec et sans ondulation de bord d'attaque. Ces mesures ont permis de montrer que l'angle de décrochage est retardé d'environ 40% en présence des ondulations, avec pour conséquence une portance plus importante et une réduction de traînée à des angles d'attaque supérieurs à l'angle de décrochage. Toujours expérimentalement, Johari *et al.* (2007) étudient ensuite l'influence d'ondulations sinusoidales sur une aile en configuration 2D (c'est-à-dire en supprimant les effets 3D latéraux de bord d'aile à l'aide de plaques de garde). En testant différentes amplitudes et longueur d'ondes d'ondulation, ils observent une augmentation allant jusqu'à 50% de la portance en présence des ondulations, malgré une légère baisse de performances aérodynamiques avant l'angle de décrochage par rapport à la configuration géométrique de base sans ondulation. Par ailleurs, les études expérimentales de Hansen *et al.* (2011) apportent aussi des résultats similaires en testant différents paramètres géométriques d'ondulation. Ils mentionnent notamment que le décrochage est plus graduel sur les coefficients aérodynamiques, à la différence du cas sans ondulation où le décrochage provoque une augmentation brutale de la traînée et une chute rapide de la portance après le décrochage.

De nombreuses tentatives ont été ensuite menées, toujours par l'approche expérimentale, pour comprendre le mécanisme permettant à ces ondulations passives d'influer de cette manière sur le décrochage :

- Une première piste a concerné les effets 3D des tourbillons d'extrémité d'aile. Initié par les travaux expérimentaux de Miklosovic *et al.* (2007) qui ont comparé des configurations quasi-2D et 3D, cette idée est basée sur le fait que les ondulations auraient tendance à accroître virtuellement l'envergure effective de l'aile en diminuant la composante transversale de la vitesse dans cette direction, ce qui aurait donc comme conséquence de réduire les pertes de portance et les augmentations de traînée engendrées par les tourbillons d'extrémité libre de l'aile. Des résultats préliminaires semblent aller dans ce sens, mais le nombre de Reynolds utilisé dans les cas quasi-2D et 3D n'est pas le même, ce qui met en doute la fiabilité de ces conclusions. En effet, comme montré plus tard par Stanway (2008), le nombre de Reynolds a une influence déterminante sur les performances aérodynamiques avec et sans ondulation. De plus, les études de Hansen *et al.* (2011) ont dissipé les doutes restants et montré que les configurations quasi-2D et 3D ont des performances qualitativement comparables en terme de portance et de décrochage, ce qui permet d'écarter l'hypothèse selon laquelle le mécanisme de contrôle recherché est lié aux tourbillons d'extrémité d'aile.
- Une deuxième hypothèse est que les ondulations agissent de la même manière que les générateurs de tourbillons, comme avancé par Miklosovic *et al.* (2007) puis Fish et Lauder (2006b); Fish *et al.* (2011) et Zhang *et al.* (2013). Cette hypothèse semblait s'imposer jusqu'à ce que van Nierop *et al.* (2008) pointent du doigt le fait que l'amplitude et la longueur d'onde des ondulations sont nettement plus grandes que l'épaisseur de couche limite, et donc que le mécanisme est forcément différent de celui des générateurs de tourbillons au sens strict. Les mêmes auteurs utilisent ensuite

un modèle semi-analytique d'aile ondulée (construit à l'aide de paramètres empiriques), et propose un mécanisme où le point de décollement est repoussé à l'arrière des crêtes des ondulations en raison d'un rabattement de l'écoulement par l'écoulement moyen, ce qui a tendance à réduire l'angle d'attaque effectif en aval des sommets de la ligne de crête de l'ondulation. De plus, ils observent que comme la longueur de la corde est plus petite derrière les creux des ondulations (par rapport aux sommets), le gradient de pression longitudinal (dans le sens de l'écoulement) doit par conséquent y être plus fort. Le décollement est donc initié dans la région située derrière les creux des oscillations, et l'écoulement situé derrière les sommets reste attaché sur une distance plus grande sur la corde. Ce scénario semble se rapprocher du mécanisme recherché, mais ne permet pas d'expliquer complètement les différents phénomènes mis en jeu comme on le verra plus loin.

### 1.3 Simulations numériques

On recense un grand nombre d'études numériques visant à simuler l'écoulement autour d'une aile présentant des ondulations de bord d'attaque. La motivation première pour étudier numériquement ce phénomène est d'apporter un éclairage nouveau sur le mécanisme et d'améliorer sa compréhension. Une des premières études est celle conduite par Watts et Fish (2001) en approximation d'écoulements potentiels. Cependant, le décollement n'y est pas capturé correctement, ce qui empêche d'en tirer des conclusions fiables quant à la physique de l'écoulement. Yoon *et al.* (2011) conduisent ensuite une simulation numérique stationnaire, avec une fermeture turbulente  $k - \omega$  SST, en faisant varier la taille de la région du bord d'attaque couverte par les ondulations. Ils observent que plus la région couverte par les ondulations est grande, plus petit est l'angle de décrochage, ce qui n'est bien sûr pas souhaitable en termes de performances aérodynamiques. Après le décrochage, par contre, l'effet sur la portance redevient bénéfique, avec une augmentation significative. Plus récemment, Xingwei *et al.* (2013) réalisent une étude RANS d'une aile présentant des ondulations sinusoidales avec un mouvement de tangage. Weber *et al.* (2011) réalisent une étude de l'écoulement autour d'une géométrie d'aileron complet, avec encore un code RANS, et en comparant un modèle de Spalart–Allmaras avec un modèle  $k - \omega$ . Ils mentionnent des problèmes de précision sévères pour les régimes d'écoulement post-décrochage, ce qui pose la question de la validité des modèles de fermeture à une ou deux équations pour simuler ce type de problème. C'est un point crucial car pour comprendre ces mécanismes de contrôle il est nécessaire de capturer correctement le décollement et de manière relativement fine les petites échelles de l'écoulement de proche paroi. À l'aide d'une DES (*Detached Eddy Simulation*) sur une configuration similaire, Pedro et Kobayashi (2008) obtiennent un accord satisfaisant avec les expériences sur les quantités intégrées et les coefficients aérodynamiques.

## 2 DNS à $Re = 800$ et $20^\circ$ d'incidence

Malgré les nombreuses études de la littérature, expérimentales puis numériques, qui ont mis à jour des gains de performances, il n'existe jusqu'en 2012 aucun consensus pour expliquer le mécanisme physique lié aux effets des ondulations de bord d'attaque sur le décrochage, et en particulier lorsque le profil d'aile est animé d'un mouvement. Pour se placer dans un cas moins complexe que les différentes configurations existantes dans la littérature, ma première contribution sur le sujet (Favier *et al.*, 2012) a consisté à s'affranchir des problèmes liés aux modèles de turbulence et à regarder en détail quel est le mécanisme physique permettant un éventuel recollement de la couche limite à bas nombre de Reynolds. Une étude paramétrique est ainsi réalisée à l'aide d'un code de simulation DNS 3D couplé avec la méthode des frontières immergées (voir le chapitre 2 pour plus de détails sur l'implémentation numérique de la méthode).

Dans les simulations qui suivent, un maillage cartésien de 6 millions de points est utilisé, avec un étirement des mailles dans les directions  $x$  (parallèle à l'écoulement) et  $y$  (perpendiculaire à l'écoulement) de manière à assurer un maillage suffisamment fin en proche paroi. Les conditions aux limites sont périodiques en  $z$ , symétrie en  $y$ , et en  $x$  un écoulement uniforme est imposé sur la frontière gauche, et des conditions non réfléchissantes sur le bord droit du domaine. La géométrie sans ondulation du profil d'aile NACA0020 est symétrique d'une épaisseur de 20% de corde, et on se place dans une configuration d'écoulement massivement décollé ( $\alpha = 20^\circ$ ). Pour modéliser les tubercules, une ondulation géométrique sinusoidale est introduite le long de l'envergure  $z$  de telle sorte que la corde s'écrit :

$$c(z) = A \cos\left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right) + \bar{c}, \quad (6.1)$$

où  $A$  est l'amplitude des ondulations,  $\lambda$  est leur longueur d'onde et  $\bar{c}$  est la corde moyenne correspondant à un bord d'attaque droit. Dans la suite on utilisera également l'amplitude adimensionnée  $A^* = A/c$  et la longueur d'onde adimensionnée  $\lambda^* = \lambda/c$ . La figure 6.2 résume les paramètres géométriques utilisés

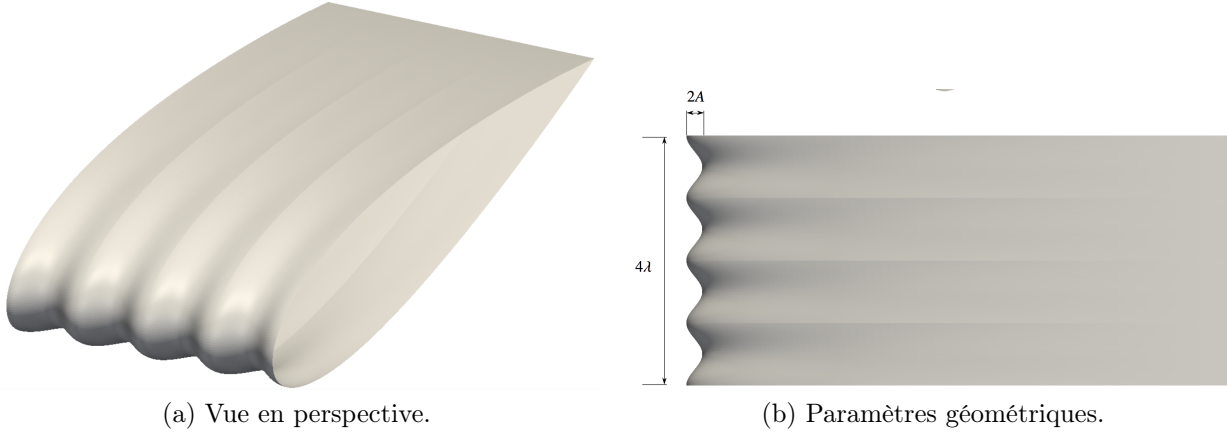


FIGURE 6.2 – Vues de la géométrie de profil d'aile présentant des ondulations géométriques de bord d'attaque d'amplitude  $A$  et de longueur d'onde  $\lambda$ .

dans la simulation. Les points Lagrangiens sont distribués uniformément sur la frontière du profil, de manière à ce que chaque cellule Eulérienne contienne un point Lagrangien (condition requise pour avoir une utilisation fiable de la méthode des frontières immergées, comme mentionné au chapitre 1). Le code est validé avec succès sur une configuration de profil NACA à  $20^\circ$  d'incidence et à  $Re = 800$ , sur des grandeurs intégrées comme le coefficient de traînée  $C_d$  et le coefficient de portance  $C_l$ . Pour comparer les performances aérodynamiques, les trois nombres suivants sont aussi introduits :

$$R_1 = \frac{\overline{C_d}}{C_{d,b}} \quad ; \quad R_2 = \frac{\overline{C_l}}{C_{l,b}} \quad ; \quad R_3 = \frac{C'_l}{C'_{l,b}}, \quad (6.2)$$

où le symbole  $\bar{\cdot}$  représente la moyenne temporelle (typiquement calculée dans ce cas sur 10 cycles de détachement tourbillonnaire), l'indice  $b$  se réfère au cas de base sans ondulation, et les fluctuations de portance sont définies par  $C'_l = \max(C_l - \overline{C_l})$ . On voit donc qu'améliorer les performances hydrodynamiques se traduit par l'obtention des conditions  $R_1 < 1$ ,  $R_2 > 1$  et  $R_3 < 1$ .

## 2.1 Étude paramétrique

Une étude paramétrique est donc menée en variant l'amplitude  $A^*$  de 0 (bord d'attaque droit) à 10% de la corde ( $A^* = 0.1$ ), et la longueur d'onde  $\lambda^*$  de 0.25 à 2.0 (une longueur d'onde 2.0 correspond à deux périodes d'ondulations d'envergure par distance de corde). Les isocontours des nombres  $R_1$ ,  $R_2$  et  $R_3$  définis par (6.2) sont illustrés sur la figure 6.3, en fonction de  $A^*$  et  $\lambda^*$ . Si les amplitudes des ondulations géométriques et leurs longueurs d'onde sont trop faibles, les valeurs de ces nombres sont proches de 1, ce qui indique que les ondulations n'ont pas d'effet significatif sur l'écoulement. En revanche, pour d'autres valeurs d'amplitude et de longueurs d'onde des effets plus notables sont présents. En particulier, la longueur d'onde  $\lambda^* = 1$  semble être la valeur commune à tous les minima des nombres définis par les équations (6.2), et pour une amplitude de  $A^*$  on observe une décroissance maximale de la traînée moyenne  $\overline{C_d}$  jusqu'à 35% (zones de  $R_1 < 1$  sur la figure 6.3(a)). On note également pour ce même jeu de paramètres  $\lambda^* \simeq 1$  et  $A^* \simeq 0.07$  une réduction de la portance moyenne  $\overline{C_l}$  (Figure 6.3(b)), ainsi qu'une réduction significative des fluctuations de portance  $C'_l$  (Figure 6.3(c)). Notons que le fait que la portance moyenne soit réduite n'est bien sûr pas profitable en termes de performances aéro ou hydrodynamiques. Ce phénomène inattendu est lié au nombre de Reynolds, relativement faible sur cette configuration, qui est de plusieurs ordres de grandeur inférieur à celui considéré dans les expériences, où l'on observe des conditions d'écoulement turbulent. Ce phénomène ne persiste pas à des nombres de Reynolds plus élevés où l'on observe une réduction de traînée moyenne et une augmentation de portance moyenne (voir simulations à  $Re = 1.2 \cdot 10^5$  présentées plus loin au §3). La réduction des fluctuations de portance  $C'_l$  observée pour le cas  $\lambda^* = 1$  et  $A^* = 0.07$  indique qu'un sillage quasi-stationnaire s'établit, réduisant ainsi

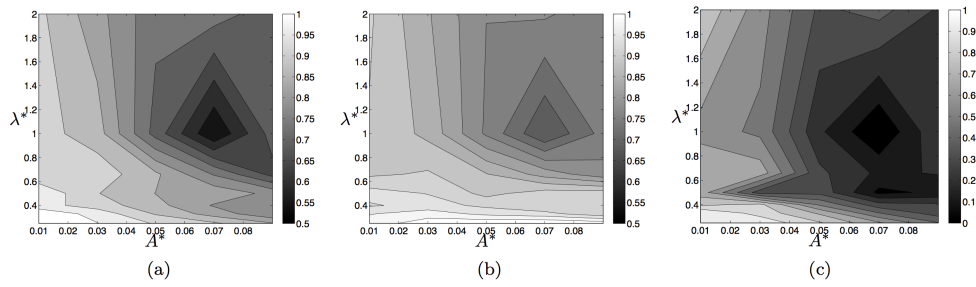


FIGURE 6.3 – Iso-contours des nombres caractérisant les performances du profil en fonction de l’amplitude  $A^*$  et de la longueur d’onde  $\lambda^*$ . (a)  $R_1$ ; (b)  $R_2$ ; (c)  $R_3$ .

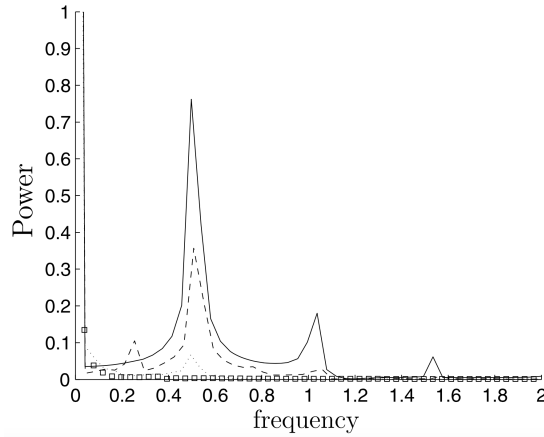


FIGURE 6.4 – Densité spectrale de puissance pour le coefficient de portance  $C_l$ . Trait plein : Bord d’attaque droit ( $A^* = 0$ ). Trait discontinu :  $A^* = 0.03$ . Pointillé :  $A^* = 0.05$ . Carrés :  $A^* = 0.07$ .

le détachement tourbillonnaire lié aux allées de Von Kàrmàn. Le spectre du coefficient de portance, illustré sur la figure 6.4, indique que lorsque l’amplitude de l’oscillation diminue, le spectre a tendance à s’écraser et aucun pic de fréquence n’est présent pour le cas  $A^* = 0.07$ , ce qui confirme la tendance précédente.

## 2.2 Mécanisme physique de recollement

Afin d’améliorer la compréhension des effets des ondulations géométriques de bord d’attaque sur la topologie de l’écoulement, la figure 6.5 fournit une visualisation des zones décollées par des isocontours de vitesse longitudinale nulle dans le cas d’un bord d’attaque droit, comparé au cas  $\lambda^* = 1$  et  $A^* = 0.03$ . Sur ces graphes la zone à l’intérieur de l’enveloppe 3D correspond à une vitesse longitudinale négative, *i.e.*, du fluide en recirculation. Il apparaît donc que l’un des effets majeurs des ondulations est de modifier la topologie de la zone de décollement le long de l’envergure. Sur la figure 6.5(b) cet effet prend la forme de deux régions localisées en aval de chaque crête des ondulations. Notons que la forme de la zone de décollement est modifiée, contrairement à sa taille qui reste quasiment la même dans les deux cas.

La figure 6.6 montre la zone de recirculation pour deux autres cas, y compris celui caractérisé par les valeurs minimales des coefficients aérodynamiques ( $\lambda^* = 1.0$  et  $A^* = 0.07$ ). La différence majeure observée entre le cas précédent et les autres est le fait que la couche limite est partiellement recollée sur les zones de l’envergure en aval des sommets des ondulations (un comportement qui n’apparaît pas à d’autres longueurs d’ondes). Ce recollement partiel a été aussi observé par Weber *et al.* (2011). D’autre part, la taille globale de la zone de recirculation est largement augmentée, comparée au cas avec bord d’attaque droit. Dans ce régime particulier, le sillage est dominé par la présence de deux rouleaux longitudinaux, comme illustré sur la figure 6.7. De plus, ces rouleaux sont quasi-stationnaires, comme on peut le voir sur le spectre correspondant de la figure 6.4. Il sont aussi responsables de la réduction de portance observée sur la figure 6.3. En effet, les mouvements de fluide qui leur sont associés ont tendance à ramener le fluide du haut vers le bas sur l’extrados du profil, et ainsi s’opposer à la force de portance. Cependant, comme

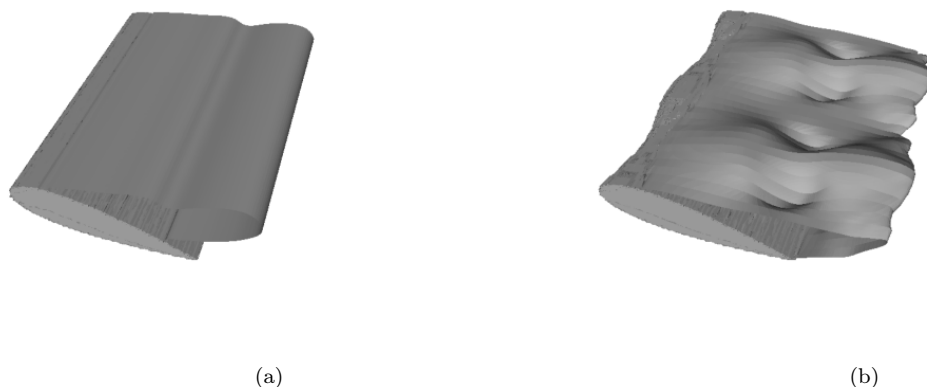


FIGURE 6.5 – Zones de recirculations illustrées par des isosurfaces de vitesse longitudinale nulle. (a) bord d’attaque droit ; (b)  $A^* = 0.03$  et  $\lambda^* = 1$ .

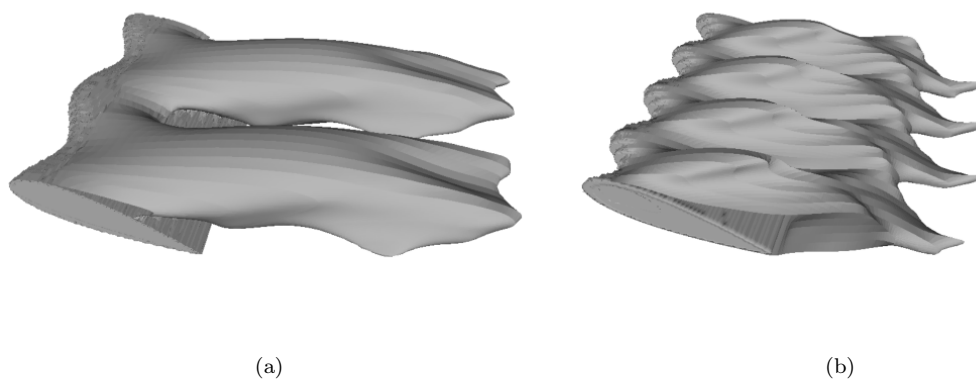


FIGURE 6.6 – Zones de recirculation représentées par des isocontours de vitesse longitudinale nulle. (a)  $A^* = 0.07$ ,  $\lambda^* = 1$  ; (b)  $A^* = 0.07$ ,  $\lambda^* = 0.5$ .

on le verra plus loin, ces rouleaux ont aussi une action positive sur la zone décollée, qui se traduit par une réduction bénéfique de traînée.

Pour d’autres longueurs d’onde, ces effets sont encore présents mais dans une moindre mesure. La figure 6.6(b) montre que pour la même amplitude des oscillations, mais avec  $\lambda^* = 0.5$  la topologie de l’écoulement est très différente et on note un décollement total de la couche limite le long de l’envergure. Cette configuration comporte également des fluctuations de portance plus importantes, comme on peut le voir sur la figure 6.3(c).

En comparant les figures 6.5 et 6.6 on voit que pour  $A^* < 0.07$ , les rouleaux longitudinaux sont présents mais leur intensité apparaît trop faible pour provoquer un recollement local de la couche limite. Ces observations sur la présence de rouleaux sont en accord avec les expériences à plus haut nombre de Reynolds réalisées par Johari *et al.* (2007); Stanway (2008), dans lesquelles les mesures PIV montrent la trace de ces rouleaux. Fish *et al.* (2011) suggèrent aussi un scénario similaire, en évoquant le fait que les paires de tourbillons contra-rotatifs générés de part et d’autre des ondulations naissent d’un mécanisme similaire à celui observé sur la pointe d’une aile delta.

Afin de mieux mettre en évidence la dynamique tourbillonnaire de l’écoulement, la figure 6.7 montre des visualisations instantanées de deux cas, le premier ( $A^* = 0.07$ ,  $\lambda^* = 1$ ) dans lequel on observe une réduction significative de traînée/portance et un deuxième cas ( $A^* = 0.03$ ,  $\lambda^* = 1$ ) dans lequel les rouleaux longitudinaux ne sont pas assez puissants pour modifier la zone décollée. Dans les deux cas on



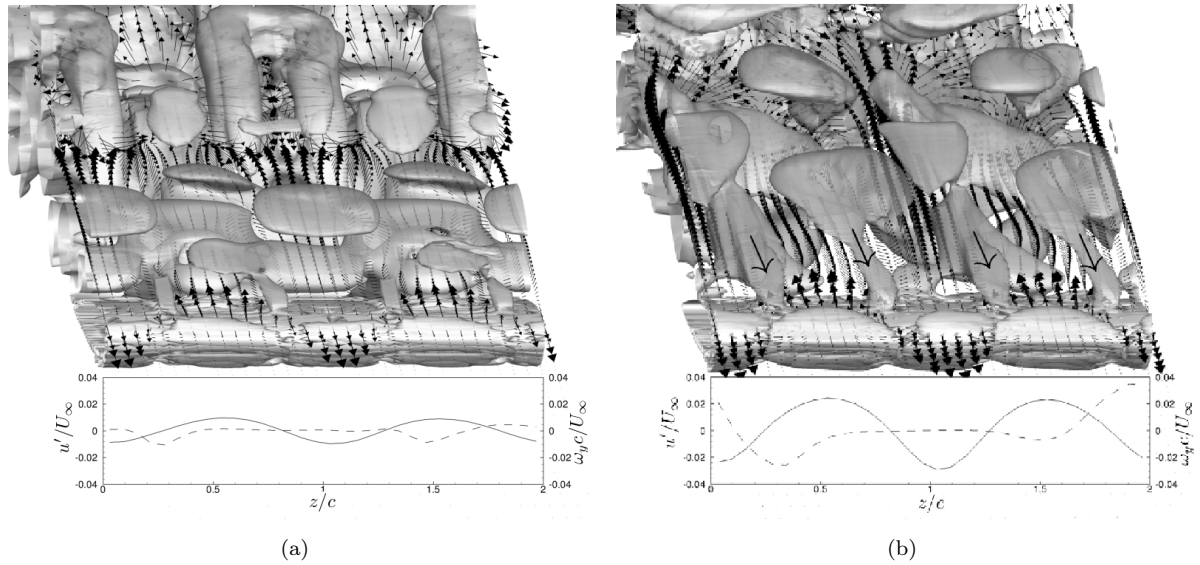


FIGURE 6.7 – Isocontours de  $Q'$  et fluctuation de vecteurs vitesse dans le plan  $y = 0.05c$  (vue frontale), et profils de  $u'$  (trait plein) et  $\omega_y$  (trait discontinu) le long de la ligne parallèle au bord d'attaque. (a)  $A^* = 0.07$ ,  $\lambda^* = 1$ ; (b)  $A^* = 0.03$ ,  $\lambda^* = 1$ .

montre les isocontours du second invariant du gradient de vitesse fluctuante  $Q'$  défini par :

$$Q' = -\frac{1}{2} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i}, \quad (6.3)$$

où  $u'_i = u_i - \langle u_i \rangle_z$ , et  $\langle \cdot \rangle_z$  représente une moyenne dans la direction de l'envergure. Ce second invariant du tenseur du gradient de vitesse fluctuante a été défini, de manière similaire au critère  $Q$  plus classiquement utilisé, pour la visualisation de structures cohérentes dans un écoulement turbulent (Hunt *et al.*, 1988; Dubief et Delcayre, 2000). Sur la même figure 6.7, les vecteurs de vitesse fluctuante sont aussi représentés dans un plan horizontal près du bord d'attaque (matérialisés par des flèches), et en dessous de chaque figure sont tracées les fluctuations de vitesse et de vorticité verticale en fonction de l'envergure  $z/c$ , sur une ligne correspondant au bord d'attaque moyen  $\bar{c}$  et à une hauteur en  $y$  égale à  $\simeq 0.15c$  au-dessus de la hauteur moyenne du profil d'aile.

Comme anticipé, dans les deux cas on observe que les fluctuations de vitesse sont plus faibles près des crêtes et plus grandes dans les creux des ondulations. Les fluctuations de vitesse forment une succession de jets alternés dirigés en avant et en arrière. En conséquence, il se forme une alternance de zones de mélange avant/arrière le long de l'envergure, ce qui est visible sur l'évolution des fluctuations de vorticité normale en fonction de l'envergure  $z/c$ . Des tubes de vorticité se forment, comme on peut le voir sur la figure 6.7, à ils apparaissent sous la forme de langues de vorticité émanant de la région de proche paroi (sur la figure 6.7(b) on a utilisé des flèches noires pour indiquer leurs positions). En particulier, il apparaît que la vorticité s'enroule pour former un tube vortical, initialement vertical, qui est immédiatement rabattu dans la direction longitudinale, sous l'effet de l'écoulement moyen qui a tendance à le coucher vers le profil. Cette génération de vorticité peut être interprétée à partir d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz mais comme on le verra plus en détail au  3, ces zones de mélange se manifestent à un nombre de Reynolds plus élevé et résultent de la formation d'un écoulement secondaire qui provient de la déviation de l'écoulement incident.

L'action de ces rouleaux longitudinaux a un effet positif sur les performances aérodynamiques car ils ont tendance à favoriser les r attachements locaux de la couche limite derrière les crêtes des ondulations observés sur la figure 6.6(a) dans le cas  $A^* = 0.07$ ,  $\lambda^* = 1$ . En effet, leur action est de mélanger le fluide de proche paroi, lent et pauvre en quantité de mouvement, avec le fluide du haut entraîné par l'écoulement amont et riche en quantité de mouvement. Ceci a pour effet de r energiser la couche limite, la rendant ainsi plus résistante aux gradients de pression défavorables qui tendent à aspirer le fluide de proche paroi et donc à faire décoller la couche limite.

De plus, comme indiqué par le comportement des vecteurs de vitesse fluctuante de la figure 6.7,

l'écoulement a tendance à être accéléré en aval des creux des ondulations, et le fluide lent de proche paroi est alors remplacé par du fluide plus énergétique provenant des crêtes, ce qui accentue ce phénomène de réenergisation. Le mécanisme physique identifié à  $Re = 800$  est donc que les tourbillons longitudinaux tendent à réenergiser le fluide de proche paroi en lui injectant de la quantité de mouvement venant de l'écoulement amont, ce qui lui confère le supplément d'énergie cinétique nécessaire pour résister au phénomène de décollement. Comme on verra au §3, ce mécanisme est aussi présent à des nombres de Reynolds plus grands ( $Re = 1.2 \cdot 10^5$ ), tout en étant complétement et complexifié par d'autres phénomènes liés aux conditions turbulentes de l'écoulement.

### 2.3 Conclusions partielles

À ce stade de l'étude, une réduction de traînée maximale de 35% a été observée, mais la portance est aussi réduite par rapport au cas sans ondulation, et ceci quel que soit le jeu de paramètres considéré. Ces résultats sont ici obtenus à faibles nombres de Reynolds, nettement inférieurs à ceux observés dans la nature ou dans les expériences de soufflerie citées dans la littérature, et une étude à plus grand nombre de Reynolds est donc nécessaire. Ils permettent néanmoins d'améliorer de façon significative la compréhension du mécanisme physique et de mettre en évidence que les ondulations géométriques de bord d'attaque génèrent des variations d'amplitude de la vitesse longitudinale de l'écoulement le long de l'envergure. Ceci génère des rouleaux de vorticité qui émanent des ondulations, initialement verticaux, et qui sont ensuite courbés sous l'effet de l'écoulement moyen pour devenir parallèles à la corde. L'effet des rouleaux est alors d'homogénéiser l'énergie à l'intérieur de la couche limite décollée : le fluide énergétique de l'écoulement moyen est ramené en proche paroi, où le fluide est quasiment au repos, et vice-versa. Les disparités énergétiques, responsable du phénomène de décollement, sont ainsi gommées et la couche limite est donc plus résistante au décollement. Les effets observés sont donc des r attachements locaux de la couche limite, qui conduisent à une réduction de traînée.

## 3 LES   $Re = 1.2 \cdot 10^5$ et $20^\circ$ d'incidence

Les mécanismes principaux du contrôle, initialement identifiés à  $Re = 800$ , ont ensuite été étudiés à plus grand nombre de Reynolds. Fort de l'expérience précédente en DNS, le choix s'est naturellement orienté vers une LES très résolue, de manière à avoir une évaluation précise de la zone décollée et de la dynamique des tourbillons de proche paroi. En particulier, l'objectif est d'étudier comment sont crées les rouleaux de vorticité à partir des ondulations, et quelle est leur dynamique spatiale et temporelle. On s'attend à ce que plusieurs mécanismes physiques contribuent à la modification de l'écoulement décollé, et la prédominance d'un mécanisme ou de l'autre va dépendre de la géométrie des ondulations, et du nombre de Reynolds. Un effort particulier est donc accordé à la finesse du maillage, de manière à se situer à un niveau de précision jamais atteint sur une telle configuration dans la littérature. Le nombre Reynolds choisi, basé sur la corde moyenne du profil, est de 120000, et l'angle d'attaque est de  $20^\circ$  pour se placer dans des conditions d'écoulement fortement décollé. Cette partie de l'étude a été menée en collaboration avec Alistair Revell et Alex Skillen de l'Université de Manchester (Skillen *et al.*, 2015) et les calculs ont tourné sur HECToR, le centre de calcul haute performance du Royaume-Uni.

### 3.1 Méthode numérique

La méthode numérique consiste à résoudre les équations de Navier Stokes incompressibles filtrées implicitement par le maillage, en modélisant le tenseur des contraintes par un modèle de viscosité de sous-maille (Smagorinsky, 1963; Sagaut, 2000) :

$$\tau_{ij} = -2c_s \Delta^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij}$$

avec  $\bar{S}_{ij}$  le tenseur des déformations effectivement résolu par le maillage,  $|\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$ , et  $\Delta$  est la largeur du filtre local, pris égal à  $V^{1/3}$  (où  $V$  est le volume d'une cellule de calcul). La constante du modèle  $c_s(\mathbf{x}, t)$  est adaptée dynamiquement selon la procédure Germano-Lily (Germano *et al.*, 1991; Lily, 1992; Sagaut, 2000). Les bibliothèques OpenFOAM sont utilisées pour résoudre les équations du mouvement, discrétisées par une méthode volumes finis, d'ordre 2 en espace. Le schéma est semi-implicite d'ordre 2 en temps, en traitant les termes advectifs par une méthode de Adams-Bashforth et les termes visqueux par

une méthode implicite de Crank-Nicholson. Le pas de temps est déterminé de manière à avoir un nombre de Courant égal à 0.6. Le couplage vitesse-pression est assuré grâce à l'algorithme PISO (Issa, 1986).

Les équations discrétisées sont résolues en temps jusqu'à ce que des statistiques d'ordre 1 et 2 soient complètement convergées. Après un transitoire initial, des données collectées sur 400 unités de temps adimensionné  $t'$ , défini par  $t' = Ut/\bar{c}$ , où  $U$  est la vitesse amont, sont suffisantes pour atteindre des quantités statistiques convergées. La géométrie considérée est un profil NACA0021 à  $20^\circ$  d'angle d'attaque et un bord d'attaque dont la corde est définie par l'équation 6.1. On considère le cas  $A^* = 0.015$  et  $\lambda^* = 0.11$ , qui correspond à la configuration étudiée par Hansen *et al.* (2011). Des maillages hexaédriques en C, structurés par blocs et épousant la forme du profil sont utilisés avec en moyenne  $3.5 \times 10^7$  cellules, et autour de 150000 cellules dans chaque plan  $x - y$ . Les cellules les plus proches du profil sont situées à une distance  $y^+ < 1$  de la paroi, et l'étirement du maillage dans la perpendiculaire à la paroi ne dépasse pas 5 %. La figure 6.8 montre le raffinement du maillage en proche paroi, en aval à la fois des crêtes et des creux des ondulations, et indique que les résultats LES obtenus sont très résolus près de la paroi du profil.

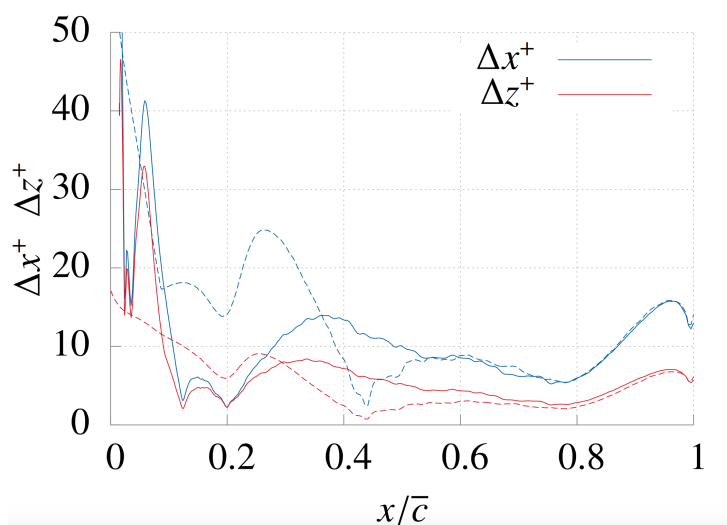


FIGURE 6.8 – Raffinement du maillage en unités de paroi. Pointillés : en aval des crêtes des ondulations ; traits pleins : en aval des creux des oscillations.

Les conditions aux limites sont périodiques en  $z$  et un écoulement uniforme est imposé à l'entrée du domaine. À la paroi du profil, on impose une vitesse nulle et une condition de gradient nul pour la pression dans la direction perpendiculaire à la paroi. Aucun traitement particulier n'est effectué en proche paroi car le maillage est choisi suffisamment fin pour résoudre complètement la couche limite (Germano *et al.*, 1991). Le domaine de calcul est de  $26\bar{c}$ , commençant à  $10\bar{c}$  en amont du bord d'attaque du profil et se terminant à  $15\bar{c}$  du bord de fuite. Les frontières latérales sont situées à  $15\bar{c}$  du profil, et l'envergure est fixée à  $0.44\bar{c}$  (correspondant à 4 longueurs d'onde d'ondulations). Un calcul des corrélations en deux points pour les trois composantes de la vitesse permet d'assurer que le domaine de calcul choisi est suffisamment grand. Un autre calcul est aussi mené avec une envergure deux fois plus petite afin de s'assurer que la taille du domaine suivant  $z$  est suffisante (voir Skillen *et al.* (2015) pour plus de détails sur le choix de la taille du domaine).

### 3.2 Influence sur les performances aérodynamiques

La figure 6.9a montre l'évolution temporelle de la traînée et de la portance dans les deux configurations de bord d'attaque (bord d'attaque droit et bord d'attaque présentant des ondulations). Alors que la géométrie ondulée présente une réduction significative de la traînée, on constate que dans le cas présent, la portance augmente pour  $Re = 1.2 \cdot 10^5$ , à l'inverse de la configuration précédente à plus faible nombre de Reynolds (§2). Au vu des résultats instantanés, il apparaît que l'effet des ondulations a aussi tendance à réduire la variance des signaux, et par conséquent supprime les instationnarités de l'écoulement comme dans le cas  $Re = 800$ . Il faut souligner l'importance de ce résultat pour des applications liés au contrôle de bruit aérodynamique. Ceci est confirmé par le contenu fréquentiel du  $C_l$  instantané représenté sur la

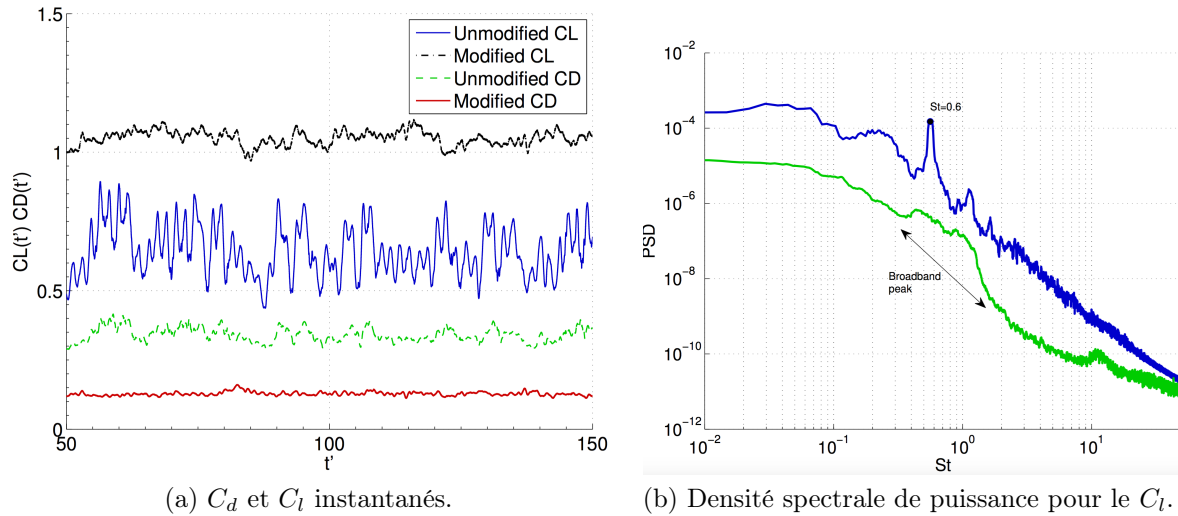


FIGURE 6.9 – Evolution temporelle et spectres des coefficients aérodynamiques à  $Re = 1.2 \cdot 10^5$  avec un angle d’attaque  $\alpha = 20^\circ$  (écoulement décollé). *Unmodified* se réfère à une géométrie non modifiée (bord d’attaque droit) et *Modified* correspond à une géométrie avec bord d’attaque ondulé. Pour la figure b), la courbe verte correspond à un bord d’attaque ondulé et la courbe bleue à un bord d’attaque droit.

figure 6.9b. La fréquence adimensionnée (nombre de Strouhal)  $y$  est portée en abscisse, basée sur la vitesse de l’écoulement amont et la corde moyenne  $S_t = \frac{f\bar{c}}{U_\infty}$ . Le cas sans ondulations est caractérisé par un pic de fréquence à  $S_t = 0.6$ . Notons que si au lieu d’utiliser  $\bar{c}$  comme longueur de référence pour la normalisation, on utilise plutôt la corde projetée sur la direction  $x$  (c’est-à-dire  $c \sin(\alpha)$ ), on obtient alors un nombre de Strouhal  $S_t \simeq 0.21$ , valeur habituellement rencontrée dans le cas de détachements tourbillonnaires. Dans le cas du bord d’attaque ondulé, un pic de large bande est observé à partir de  $S_t = 0.4$ , et jusqu’à une fréquence qui correspond au pic de la seconde harmonique du cas avec bord d’attaque droit, comme indiqué sur la figure 6.9b. Ceci laisse penser que le détachement tourbillonnaire devient moins cohérent, car il occupe une bande fréquentielle large, à la différence du cas monochromatique correspondant au cas du bord d’attaque droit. La conséquence directe est que les fluctuations d’amplitude de portance sont plus faibles, comme illustré sur la figure 6.9a.

La figure 6.10 permet de visualiser la taille des décollements de couche limite en montrant des isocontours de vitesse longitudinale nulle (comme indiqué sur les figures 6.5 et 6.6). Il apparaît que l’effet des ondulations est ici de réduire de manière significative les zones de recirculation, et la ligne de décollement est retardée par rapport au cas de bord d’attaque droit, ce qui est à relier avec les améliorations de performances observées sur les coefficients aérodynamiques  $C_d$  et  $C_l$ . Sur la figure 6.10, les résultats indiquent aussi que la couche limite a tendance à décoller plus loin en aval des crêtes que derrière les creux des ondulations. Un accord qualitatif est donc ici retrouvé par rapport à certains résultats présentés dans la littérature par Hansen *et al.* (2011) et van Nierop *et al.* (2008).

### 3.3 Mécanismes physiques

Afin de mieux caractériser le mécanisme physique intervenant à  $Re = 1.2 \cdot 10^5$ , la figure 6.11a illustre la déviation des lignes de courant de l’écoulement moyen vers les creux des ondulations. Il en résulte une forte accélération dans les creux, ainsi que la formation d’une zone de gradient de pression plus défavorable derrière les creux que derrière les crêtes (zones de coefficients de pression négatifs représentées en bleu sur la figure 6.11a). Les figures 6.11a et 6.11b font clairement apparaître cette alternance de zones de coefficients de pressions plus ou moins défavorables le long de l’envergure, en nuances de bleu selon l’échelle de couleur. La figure 6.12a fournit en outre une autre représentation de la variation de pression à la paroi, et permet de visualiser la présence de ce gradient de pression défavorable derrière les creux (courbe verte) par rapport au gradient de pression derrière les crêtes (courbe rouge).

Le fluide de proche paroi, relativement lent, se trouvant dans cette zone de gradient de pression défavorable est alors aspiré et fait apparaître la formation d’un écoulement secondaire, illustré sur la figure 6.11b, où les lignes de courant ont été générées à partir de la figure 6.11a pour bien mettre en

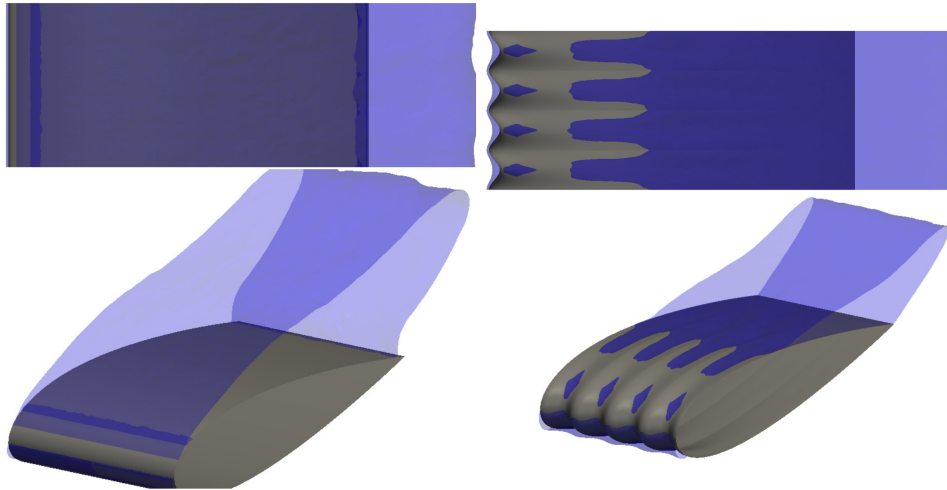


FIGURE 6.10 – Représentation des couches limites décollées au moyen des isocontours de vitesse longitudinale nulle à  $Re = 1.2 \cdot 10^5$  et  $\alpha = 20^\circ$  (écoulement décollé). À gauche : bord d'attaque droit. À droite : bord d'attaque ondulé.

évidence l'écoulement secondaire. Le fluide lent de proche paroi est alors emporté par cet écoulement secondaire et remplacé par du fluide provenant de la région plus éloignée de la paroi, plus énergétique (en terme de quantité de mouvement) car entraîné par l'écoulement amont. Conformément à ce qui a été observé à plus bas nombre de Reynolds (§2), une réénergisation de la couche limite derrière chaque crête est observée, ce qui retarde le phénomène de décollement car la couche limite reçoit une quantité d'énergie supplémentaire pour résister au gradient de pression.

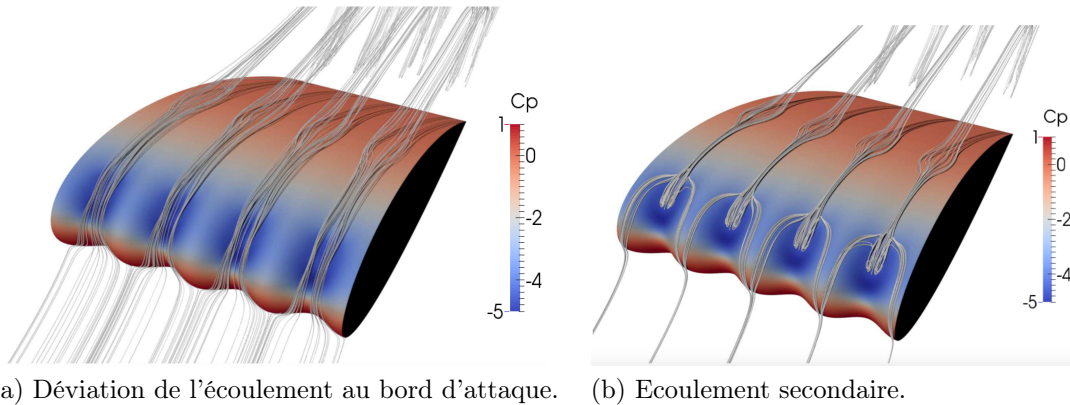


FIGURE 6.11 – Lignes de courant moyennées en temps à  $Re = 1.2 \cdot 10^5$  et avec un angle d'attaque  $\alpha = 20^\circ$  (écoulement décollé). Les couleurs représentent les valeurs du coefficient de pression  $C_p = (P - P_\infty) / (0.5 \rho U_\infty^2)$ .

Cette réénergisation est visible sur la figure 6.12b, représentant la variation du coefficient de frottement pariétal  $C_f = \tau_w / (0.5 \rho U_\infty^2)$  en fonction de la corde. On peut y voir une zone de fort frottement pariétal par rapport au cas de bord d'attaque droit sur une région plus étendue derrière les crêtes (courbe rouge). Pour les régions en aval des creux, le point de décollement est localisé plus près du bord d'attaque, comme le montre la figure 6.12b où la courbe verte du  $C_f$  prend des valeurs négatives entre  $x/c = 0.02$  et  $x/c = 1.2$  marquant ainsi l'apparition d'une première zone décollée.

De plus, comme les gradients de vitesse sont importants dans cette région, la production turbulente y est importante, comme on peut le voir sur la figure 6.13a. Les instabilités qui provoquent la transition à la turbulence sont situées dans la couche limite décollée et favorisent la production d'énergie cinétique turbulente, représentée sur la figure 6.13b.

La figure 6.14 représentant les isocontours du critère  $Q$  permet également d'apprécier la production

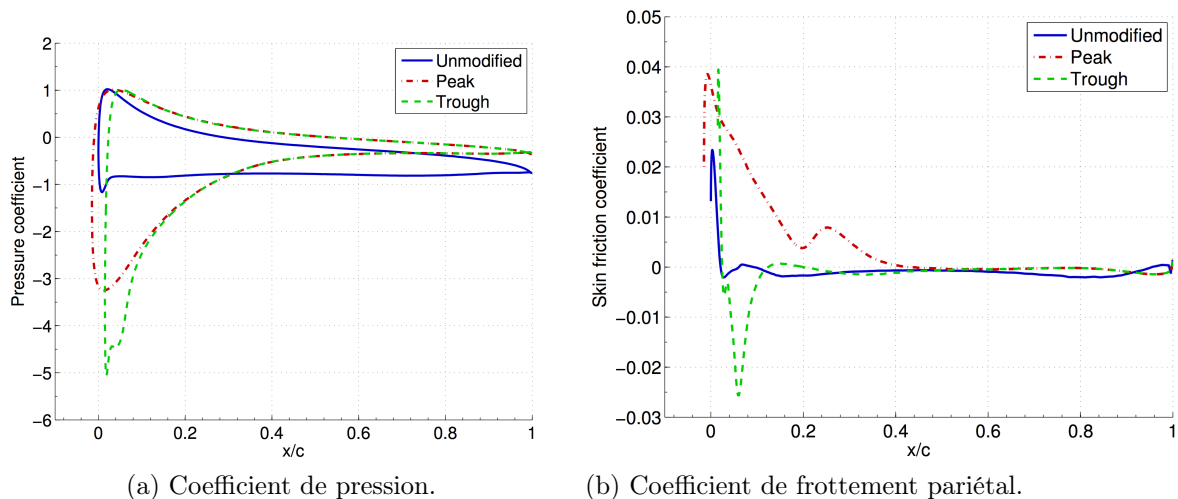


FIGURE 6.12 – Variations des coefficients de pression et de frottement pariétal en fonction de la corde pour les cas de bord d’attaque droit (*Unmodified*), derrière les crêtes (*Peak*) et derrière les creux (*Trough*).

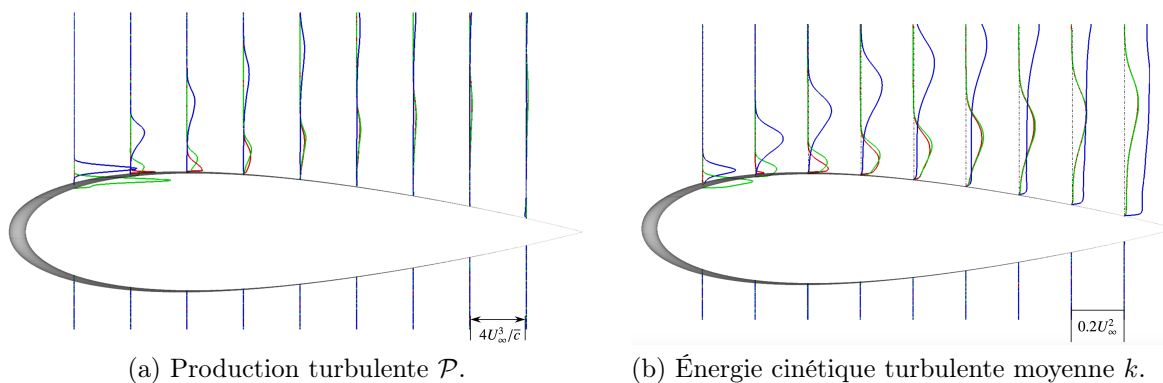


FIGURE 6.13 – Profils de production turbulente  $\mathcal{P} = -\langle u'_i u'_j \rangle \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$  et d’énergie cinétique turbulente moyennée en temps  $k = 1/2(\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2)$  le long de la corde pour les cas de bord d’attaque droit (bleu), derrière les crêtes (rouge) et derrière les creux (vert). Chaque profil est séparé de  $0.1c$  et le premier est à  $x/c = 0.1$ . Pour chaque graphique de quantité considérée, l’échelle est indiquée en bas à droite entre les deux derniers profils.



de turbulence dans les creux des ondulations, aux endroits où se situent les premiers décollements locaux initialement observés sur la figure 6.10, estimée entre  $x/c = 0.02$  et  $x/c = 1.2$  grâce à la figure 6.12b. Le réattachement de la couche limite en aval des crêtes à  $x/c = 1.2$  se produit car la couche limite est alimentée en quantité de mouvement par le processus de réénergisation de la couche limite décrit plus haut. Ce phénomène crée donc une bulle de recirculation laminaire locale. En aval de cette bulle, l'écoulement est le siège d'une couche limite plus résistante au décollement car réénergisée, et qui reste attachée plus longtemps (voir figure 6.10). Cette réénergisation se produit tout le long de l'envergure et se caractérise par un écoulement secondaire en aval des crêtes, et un mélange turbulent en aval des creux.

Sur la figure 6.14, on peut voir que les instabilités de l'écoulement dans le cas du bord d'attaque ondulé se produisent sur une distance courte en aval de chaque creux, tandis qu'un écoulement laminaire persiste plus en aval des crêtes. Ceci est le résultat d'une production de turbulence élevée en aval des creux, et une réduction du terme de production en aval des crêtes (voir 6.13a).

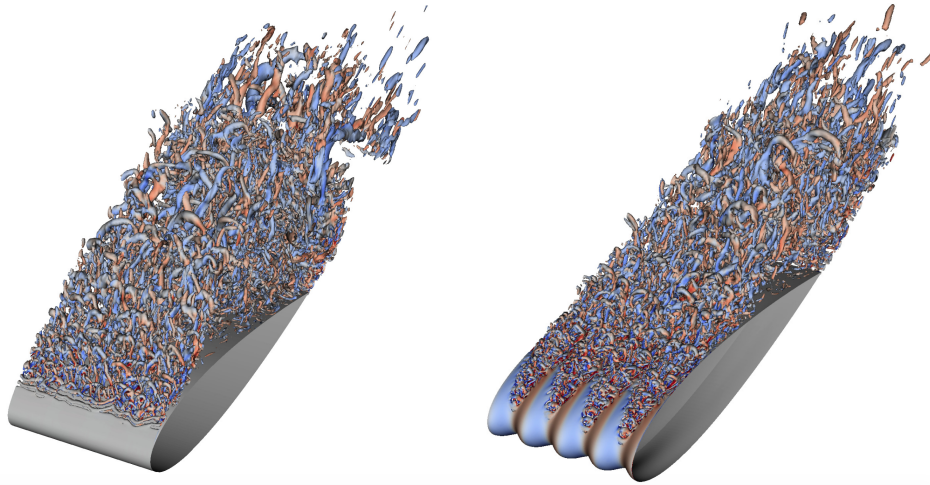


FIGURE 6.14 – Iso-contours du second invariant du tenseur du gradient de vitesse  $Q = 200$ . Gauche : bord d'attaque droit. Droit : bord d'attaque ondulé. Les contours sont colorés par la vorticité longitudinale (avec une échelle allant du bleu au rouge).

La forte variation le long de l'envergure de l'amplitude du terme de production est une conséquence directe de la forte variation des gradients de vitesse locaux,  emanant eux-mêmes de la déviation de l'écoulement moyen au niveau des ondulations, ce qui provoque une accélération non uniforme le long de l'envergure. Pour illustrer ce phénomène la figure 6.15 présente des visualisations de la vorticité longitudinale dans des plans  $x - y$  perpendiculaires à la corde et à différentes positions le long de la corde. On peut y voir le caractère localisé (autour des crêtes) des variations le long de l'envergure de la vitesse, et le fait que la vorticité générée au niveau des ondulations est diffusée sur toute l'envergure en alimentant la zone décollée. Sur la figure 6.15, il apparaît sur la vorticité en aval des crêtes la signature des rouleaux longitudinaux qui r injectent du fluide chargé en quantité de mouvement depuis la zone du dessus vers la zone de proche paroi, et contribuant ainsi au mécanisme de r eenergisation déjà identifié à  $Re = 800$  au  2.

La figure 6.16 fournit une représentation de l'écoulement sur la surface de l'extrados, à la manière des visualisations pariétales réalisées par enduits utilisées classiquement pour des études expérimentales en aéronautique. Grâce à la technique LIC (*line integral convolution*) initialement proposée par Cabral et Leedom (1993) pour visualiser les mouvements de fluide dans les tornades, il est ainsi possible de visualiser les lignes de frottement pariétal sur l'extrados moyennées en temps sur l'extrados, et ainsi de récupérer les traces laissées par la dynamique du système de tourbillons. L'analyse des lignes de frottement permet de construire le schéma représentant la dynamique pariétale qui est illustré sur la figure 6.16 (en bas), en indiquant par des flèches la direction de l'écoulement, ainsi que les zones de décollement et de recollement.

On distingue tout d'abord la bulle de décollement laminaire en aval du creux, avec sa ligne de décollement puis de recollement qui intervient ensuite rapidement. Plus en aval, on voit apparaître la ligne de décollement principal (pointillés rouges), caractérisée par de fortes ondulations sur l'envergure. Ces ondulations peuvent provenir des deux mécanismes précédemment identifiés et qui permettent à la couche limite de résister au décollement par r eenergisation :

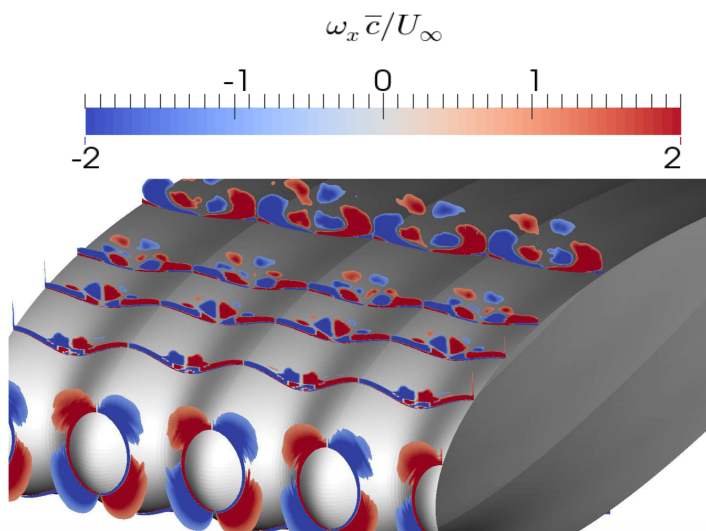


FIGURE 6.15 – Visualisation de la vorticité longitudinale instantanée dans différents plans perpendiculaires à la paroi le long de la corde.

- l'écoulement en aval des crêtes provoque une r energisation par l'écoulement secondaire qui va mélanger le fluide de proche paroi avec le fluide entraînée par l'écoulement amont,
- la transition à la turbulence dans la couche limite qui apporte un surplus de quantité de mouvement au fluide de proche paroi.

En conséquence, pour les régions en aval des creux, seul le deuxième mécanisme entre en jeu, ce qui explique que la r energisation de la couche limite est moins importante en aval des creux, et donc la couche limite décolle plus tôt (voir la forme des pointillés rouges de la ligne de décollement principal sur la figure 6.16). Par suite, en aval de la ligne de décollement principal, l'écoulement décollé forme ainsi un système tourbillonnaire conséquent qui induit un champ tridimensionnel complexe. Les tourbillons transportent alors de la quantité de mouvement dans la direction de l'envergure, régulant ainsi la forme de la région décollée tout au long de l'envergure (leur force étant relativement faible, l'effet sur la zone décollée est mineur).

Les mécanismes de base de la r energisation par des rouleaux longitudinaux identifiés à  $Re = 800$  au §2 restent donc présents à  $Re = 1.2 \cdot 10^5$ , mais sont complémentés par des effets de transition à la turbulence dans la couche limite, et des systèmes de tourbillons plus complexes avec notamment une bulle de décollement laminaire. Ces différences de comportement du cas  $Re = 1.2 \cdot 10^5$  par rapport au cas  $Re = 800$  permettent de faire diminuer l'effet d'"anti-portance" des rouleaux longitudinaux (lié à la réduction de la portance dans le cas  $Re = 800$ ), au profit de leur action de r energisation.

## 4 Conclusions

Au terme de ces deux études, le mécanisme physique permettant le recollement de couche limite par la présence d'ondulations géométriques au bord d'attaque d'un profil a pu être en grande partie élucidé.

En particulier, les simulations LES hautement résolues ont permis de mettre en évidence qu'une amplitude des ondulations de 1.5 % de la corde et une longueur d'onde de 11 % de la corde, permettent d'augmenter la portance moyenne de 58 % et de réduire la traînée moyenne de 59 %, par rapport à une configuration de bord d'attaque droit. Une réduction très importante de la variation de traînée et de la portance a aussi été mise en évidence, ce qui est associé à une stabilisation du sillage et engendre une réduction du bruit d'origine aérodynamique.

Le phénomène physique permettant une réduction de la taille du décollement repose sur deux mécanismes :

1. Les ondulations introduisent un gradient de pression en envergure, ce qui forme un écoulement secondaire. En conséquence, le fluide de proche paroi, lent et pauvre en inertie est remplacé par du fluide venant de l'écoulement amont chargé en quantité de mouvement, ce qui tend à mélanger



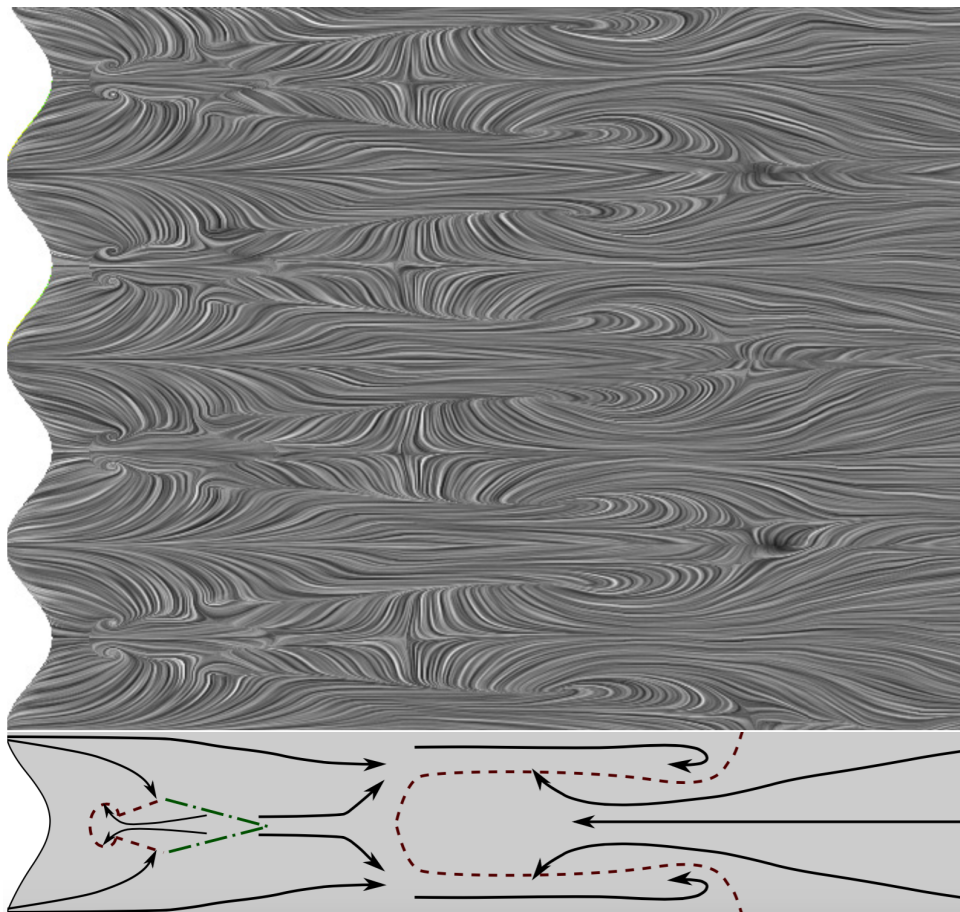


FIGURE 6.16 – Visualisations du frottement pariétal moyenné en temps. En haut : par la technique LIC. En bas : schéma indiquant les directions locales de l'écoulement (flèches), les lignes de décollement (pointillés rouges) et les lignes de recollement (pointillés verts).

l'énergie au sein de la couche limite, la rendant ainsi plus résistante au décollement en aval des crêtes des ondulations.

2. De fortes accélérations de l'écoulement apparaissent alors entre les crêtes des ondulations, ce qui augmente notablement les niveaux de turbulence et plus fortement le transfert de quantité de mouvement, accentuant ainsi le processus de réénergisation de la couche limite du point 2.

L'importance relative des mécanismes de réénergisation 1 (par l'écoulement secondaire), et 2 (par transfert d'écoulement turbulent) est en fait une fonction des paramètres géométriques des ondulations, ainsi que du nombre de Reynolds. Dans la limite d'une ondulation d'amplitude nulle, aucun écoulement secondaire n'est présent puisque le bord d'attaque est droit, et le seul mécanisme en jeu est alors le transfert d'écoulement turbulent (insuffisant à lui seul pour provoquer le réattachement de la couche limite à  $Re = 1.2 \cdot 10^5$  et  $\alpha = 20^\circ$  comme en témoignent les simulations faites avec un bord d'attaque droit). De même, pour des nombres de Reynolds très faibles ( $Re = 800$ ), aucune transition à la turbulence n'est possible et le seul mécanisme en jeu est alors la réénergisation de l'écoulement par l'écoulement secondaire tandis que pour des nombres de Reynolds plus élevés ( $Re = 1.2 \cdot 10^5$ ) la transition va avoir lieu près du bord d'attaque et tout au long de l'envergure.

# Chapitre

# 7

## Contrôle dynamique du décollement

### Aperçu

1	Principe et contexte scientifique . . . . .	99
2	Mécanismes d'interaction fluide-structure de couches de filaments flexibles immergées . . . . .	102
3	Contrôle de sillages de corps immergés par revêtements d'éléments flexibles	107
4	Conclusions . . . . .	115

Ce chapitre présente les résultats obtenus sur la simulation de structures flexibles immergées dans un écoulement instationnaire à des fins de contrôle. À la différence du chapitre précédent, la géométrie est ici déformable, ce qui confère à de tels actionneurs des propriétés d'auto-adaptation à l'écoulement particulièrement utiles et efficaces. Proche des couches ciliées, l'inspiration de ce nouveau concept de contrôle est le hérissément de plumes que l'on peut observer sur certains oiseaux lors de l'atterrissage, comme présenté au §1. Les paragraphes suivants synthétisent ensuite les travaux concernant l'étude de ses interactions avec des écoulements instationnaires ou décollés.

## 1 Principe et contexte scientifique

### 1.1 Origines de l'étude

Les écoulements décollés étant naturellement instationnaires, l'idée est d'utiliser un mécanisme de contrôle qui va agir de manière instationnaire sur l'écoulement. De plus, il est nécessaire de concevoir un actionneur capable de s'adapter à l'écoulement à chaque instant, et délivrer une loi de contrôle adaptée, en temps et en espace, pour réaliser l'objectif donné. Enfin, dans la classification traditionnelle des actionneurs actifs (nécessitent de l'énergie pour être activés) et passifs (aucune énergie d'activation), on préférera les actionneurs passifs pour des raisons d'optimisation énergétique.

Le type d'actionneur qui satisfait les trois contraintes précédentes a été proposé pour la première fois dans Favier *et al.* (2009). C'est un revêtement de paroi cilié, dont le concept a été inspiré, d'une part par les couches ciliées utilisées en propulsion, ou en transport ciliaire, présentée au chapitre 4 et 5, et d'autre part par un phénomène que l'on observe sur le plumage d'oiseaux dans des conditions bien particulières. En effet, certains oiseaux à atterrissage planant (comme les pélicans, faucons, aigrettes) présente un hérissément de plumes sur l'extrados de l'aile lors de l'atterrissage, comme le montre la figure 7.1, sur laquelle on reviendra plus loin au §1.2.

Notons que le but n'est pas de concevoir un actionneur qui reproduit de manière la plus réaliste possible les hérissés de plumes observés sur les oiseaux, mais plutôt d'imiter certaines de ses propriétés afin de proposer un concept de contrôle innovant et efficace. Ce hérissément est bien un mécanisme de contrôle d'écoulement instationnaire et se répartit spatialement sur une partie de l'aile (les couvertures marginales présentées au §1.2). De plus, ce mécanisme ne nécessite aucune énergie d'activation et il est capable de

s'auto-adapter à l'écoulement, ce qui est en fait un excellent modèle pour concevoir un actionneur de contrôle bio-inspiré.



FIGURE 7.1 – Atterrissage d'un pélican (gauche) et d'une aigrette (droite) en phase planante, où l'on distingue le hérissément de plumes (couvertures marginales) sur la partie supérieure de l'aile.

Afin de cerner les caractéristiques importantes du mécanisme physique de contrôle aérodynamique derrière le hérissément de plumes, il est nécessaire et présenter en détail le plumage, qui, comme on va le voir, est un milieu hétérogène constitué de nombreux types de plumes, ayant chacune un ou plusieurs rôles.

## 1.2 Aérodynamique du plumage d'oiseau

Le rôle fonctionnel des différents types de plumes d'oiseaux est relativement bien établi, et couvre un spectre assez large. En effet, certaines plumes ont pour but d'initier le vol à l'instant du décollage, d'autres jouent un rôle d'étanchéité et d'isolation thermique, et d'autres s'étirent pour la parade ou pour protéger les poussins. Les plumes de l'aile d'oiseau qui nous intéressent sont celles qui jouent un rôle de sustentation et qui permettent à l'oiseau de manœuvrer dans l'air.

Comme illustré sur la figure 7.2, le plumage comprend les rémiges primaires (au nombre de 9 ou 10), attachées à l'extrémité du membre inférieur (la "main"), qui ont un rôle propulsif dans le cas d'un vol à ailes battantes. Chez certains oiseaux, les rémiges primaires les plus à l'extérieur de l'aile sont séparées les unes des autres à leurs extrémités et peuvent se cambrer et se redresser vers le haut durant le vol, ce qui joue un rôle similaire à celui des ailettes sur les ailes d'avion, c'est à dire améliorer la finesse aérodynamique et fournir une portance supplémentaire en modifiant l'écoulement au voisinage de l'extrémité de l'aile. De plus, les rémiges primaires sont dissymétriques dans leur structure longitudinale, avec des bords de fuite et des bords d'attaque entaillés et irréguliers, ce qui rappelle les bords d'attaque ondulé des ailerons de baleine étudiés au chapitre 6, qui ont pour effet d'augmenter l'angle de décrochage et de conduire à un gain de portance sur l'aile.

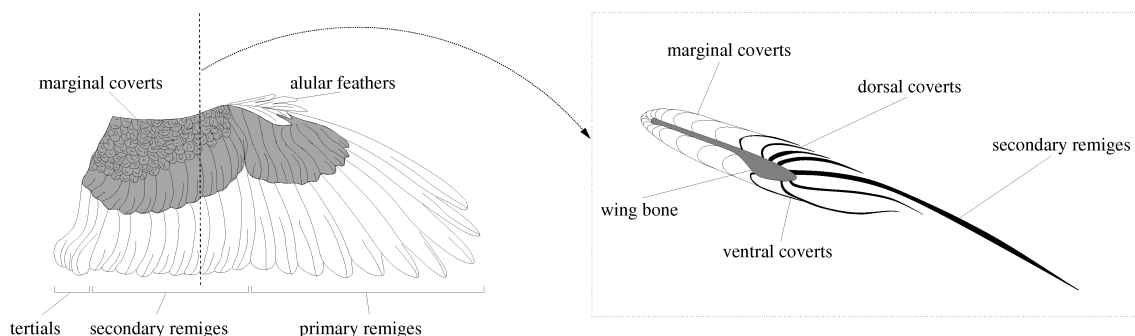


FIGURE 7.2 – Schéma d'un plumage d'oiseau ; Gauche : vue dorsale où les couvertures sont indiquées en gris. Droite : coupe de l'aile suivant les pointillés.

Les rémiges secondaires (dont le nombre varie entre 9 et 40 selon la longueur de l'aile), attachées au cubitus de l'oiseau, forme une surface portante lisse et régulière en se recouvrant partiellement. Leur rôle est donc d'augmenter la portance de l'aile en régime de croisière.

Les rémiges tertiaires sont attachées à l'humérus chez la plupart des espèces d'oiseaux, et permettent une jonction régulière entre l'aile et le corps de l'oiseau. Elles ne sont pas répertoriées comme des plumes de vol à part entière, et jouent plus un rôle de protection pour les rémiges primaires et secondaires lorsqu'elles sont dépliées.

Une partie importante de l'aile pour le vol est enfin l'alula, constituée de 5 plumes plus petites et moins rigides que les rémiges, et issues du pouce de la main. Elles sont très mobiles et jouent un rôle similaire à celui d'un bec de bord d'attaque d'avion, qui a un effet positif sur l'angle de décrochage et sur la portance. L'alula joue un rôle hypersustentateur surtout dans des régimes où la couche limite est fortement décollée, c'est-à-dire au décollage et à l'atterrissage.

Finalement, on trouve les tectrices, aussi appelées les couvertures, qui sont représentées en gris sur la figure 7.2. Juste au dessus des rémiges, les tectrices sont trois à cinq fois plus courtes que les rémiges primaires, et ont une forme convexe sur l'extrados de l'aile. Lorsque l'oiseau est au repos, celles qui sont proches du bord d'attaque se redressent vers le haut, d'un angle allant jusqu'à 40 degrés, modifiant ainsi de manière significative la forme que l'aile a en vol, lorsque celles-ci sont dépliées et collées à la surface portance.

La partie supérieure des couvertures est ensuite constituée d'une couche qui s'étend jusqu'au bord d'attaque, connue sous le nom de couvertures marginales. Leur structure est plus flexible que les autres couvertures et elles procurent à l'aile une texture dense et duveteuse dans cette région. Bien qu'on leur attribue généralement un rôle de protection et d'optimisation de la température de l'aile, le concept d'actionneur de contrôle par couches ciliées auto-adaptatives naît de l'idée que ces couvertures marginales peuvent avoir un rôle dans l'aérodynamique de l'aile. En effet, leur hérissément qui peut être observé à l'atterrissage, dans la phase planante, a un effet sur le décollement de couche limite, comme le suggèrent les études expérimentales de Bechert *et al.* (1997); Meyer *et al.* (2007). Le mécanisme physique n'est pas encore clairement identifié, bien que l'influence sur l'écoulement soit soulignée dans Bechert *et al.* (1997) : «ces petites plumes jouent un rôle important pour le contrôle du vol dans des conditions de vol à haut niveau de portance à l'atterrissage». La première étude numérique dans la littérature sur le sujet est effectuée sur une configuration générique de décollement de couche limite (Favier *et al.*, 2009) afin d'identifier et d'étudier le mécanisme de contrôle (voir §3.1).

Directement inspiré de ce mécanisme de hérissément de plumes présenté au §1.2, les trois caractéristiques du plumage qui ont été retenues pour la modélisation d'un tel revêtement sont :

- *la porosité*, car l'écoulement peut s'écouler à travers le plumage ; de plus, le caractère non-homogène du revêtement formé par différentes couches de plumes, plus ou moins denses, est pris en compte à travers un paramètre de densité ;
- *l'anisotropie*, car l'écoulement de fluide est orienté selon une direction spécifique lorsqu'il traverse le plumage ;
- *l'adaptabilité de forme*, car le plumage est capable de se déformer en s'adaptant à l'écoulement de proche paroi.

### 1.3 Le projet Européen PELskin

Basé sur ces idées, un nouveau genre de revêtement aéronautique a été proposé dans le projet Européen PELskin (qui s'est déroulé de mai 2012 à décembre 2015), avec pour objectif d'améliorer les performances aérodynamiques et la manœuvrabilité des avions.

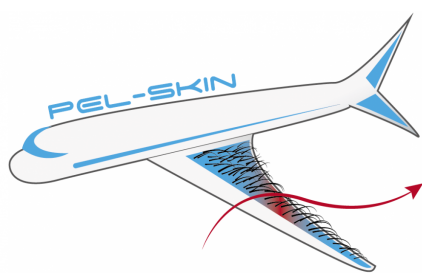


FIGURE 7.3 – Concept de revêtement poroélastique du projet Européen PELskin.

Inspiré du hérissément de plumes observé sur les ailes d'oiseaux, il est composé d'une couche d'éléments flexibles qui peuvent être directement collé sur une surface aéronautique, dans une région où l'écoulement est décollé (voir figure 7.3). Le principe de base est que le revêtement est capable de s'adapter à l'écoulement décollé en se reconfigurant, ce qui permet d'agir sur le décollement et/ou le détachement tourbillonnaire, et par conséquent de diminuer la traînée de forme. Le projet a permis une meilleure compréhension des mécanismes de contrôle, une caractérisation détaillée des phénomènes d'interaction fluide-structure à l'aide d'études numériques, expérimentales et théo-

riques. Il a atteint un niveau de maturation suffisant pour aborder des configurations plus industrielles à plus grand nombre de Reynolds.

Le concept d'actionneur de contrôle proposé a démontré une meilleure efficacité et un impact plus important sur l'écoulement que les concepts de contrôle existants, qu'ils soient actifs ou passifs. En effet, l'énergie nécessaire pour mettre en mouvement l'actionneur est extraite de l'écoulement lui-même, ce qui augmente considérablement son efficacité, sa réactivité par rapport à l'écoulement, et permet de diversifier les stratégies de contrôle. Par comparaison avec des générateurs de tourbillons habituellement utilisés en contrôle d'écoulement, qui sont fixes et agissent en amont d'un point de décollement, ce nouveau concept d'actionneur flexible agit dynamiquement et peut s'activer seulement lorsque la couche limite est décollé, afin d'interagir avec l'écoulement de proche paroi. Lorsqu'il n'est pas désiré (vols de croisière par exemple), il peut rester collé à la surface de l'aile, ce qui permet de réduire la traînée parasite induite par la présence d'un obstacle, pénalisante dans le cas de générateurs de tourbillons classiques.

Le concept permet donc d'améliorer la manœuvrabilité et de réduire les vibrations d'origine aéronautiques dans des conditions d'atterrissage/décollage, où le décollement de couche limite joue un rôle important. Les engins visés sont principalement les drones dans un premier temps, et les avions de ligne à plus long terme. À long terme, l'impact du concept de contrôle est aussi environnemental, car l'amélioration de l'efficacité aérodynamique est directement liée à la réduction des émissions de gaz CO<sub>2</sub>/Nox, puisqu'il est maintenant admis qu'il est plus efficace en terme d'optimisation énergétique d'améliorer une configuration aéronautique existante par une méthode de contrôle ad-hoc, que de chercher à modifier cette configuration (modification de forme par exemple). De plus, les réductions de carburant sont bien sûr très intéressantes pour les compagnies aériennes car les dépenses de carburant représentent environ 40% des coûts directs de fonctionnement d'un avion.

Pour appréhender plus en détail les mécanismes d'interaction entre une telle couche d'éléments flexibles et un écoulement, différentes études ont été menées dans le contexte de la simulation d'éléments flexibles immergés. Le paragraphe suivant présente une synthèse de ces résultats.

## 2 Mécanismes d'interaction fluide-structure de couches de filaments flexibles immergées

### 2.1 Battement de multiples filaments flexibles

La dynamique de filaments flexibles immergés dans un écoulement, aussi appelés drapeaux, est un phénomène d'interaction fluide-structure classiquement étudié dans la littérature. Dans le contexte scientifique de ce mémoire, et dans une optique de compréhension des mécanismes de contrôle d'une couche poroélastique, les résultats présentés ici concerne plus spécifiquement l'interaction fluide-structure de multiples filaments immergés.

Si on considère tout d'abord la configuration où les filaments sont placés côte à côte, et parallèle à un écoulement incident uniforme, différents modes de battement sont observés, selon la distance entre les filaments, comme étudié dans Favier *et al.* (2015). La figure 7.4 présente les champs de vorticités dans le cas de deux filaments identiques battant côte à côte à  $Re = 300$ , pour trois différents espacements  $d/L$ , où  $d$  désigne la distance verticale entre les filaments et  $L$  la longueur d'un filament. Comme observé dans les expériences de Zhang *et al.* (2000), et des analyses de stabilité linéaire (Schouweiler et Eloy, 2009; Michelin et Smith, 2009), un premier mode de battement en phase (mode M1) est observé si  $d/L < 0.1$ , dans lequel les deux filaments se comporte comme un seul filament plus épais. Pour des espacements plus grands,  $d/L = 0.3$  sur la figure 7.4, le système bifurque vers un régime de battement en opposition de phase caractérisé par un battement symétrique des filaments et en opposition de phase (mode M2), qui apparaît après un régime transitoire. En augmentant davantage l'espacement, le phénomène de couplage dynamique entre les filaments s'atténue, mais l'interaction entre leur sillage respectif joue un rôle déterminant, comme on peut le voir sur la figure 7.4b. Dans ce régime, le fluide situé entre les filaments se comporte comme une pompe, qui le comprime périodiquement lorsque les deux extrémités se rapprochent et l'expulse lorsque les extrémités de chaque filament s'écartent. Ce phénomène d'aspiration-soufflage rappelle les mécanismes mentionnés au chapitre 4 avec la propulsion ciliaire de la pleurobrachie, ainsi que ceux mentionnés au chapitre 5 sur le transport du mucus par ondes métachronales des cils de l'épithélium bronchique. Lorsque l'espacement atteint la valeur  $d/L = 1$ , l'interaction des sillages tourbillonnaires s'atténue davantage et le comportement de battement en opposition de phase disparaît (voir figure 7.4c) dans un premier temps, puis revient pour des temps plus longs, comme indiqué sur la figure 7.5c.



FIGURE 7.4 – Champs de vorticité instantanés pour le cas de deux filaments battant dans un écoulement incident uniforme à  $Re = 300$  pour trois différents espacements. De haut en bas : (a) mode M1 à  $d/L = 0.1$ , (b) mode M2 à  $d/L = 0.3$ , (c) mode M2 à  $d/L = 1.0$ .

Lorsque l'espacement est augmenté davantage, les sillages deviennent alors quasiment indépendants, ce qui se traduit par un battement découplé des filaments en phase (mode M1).

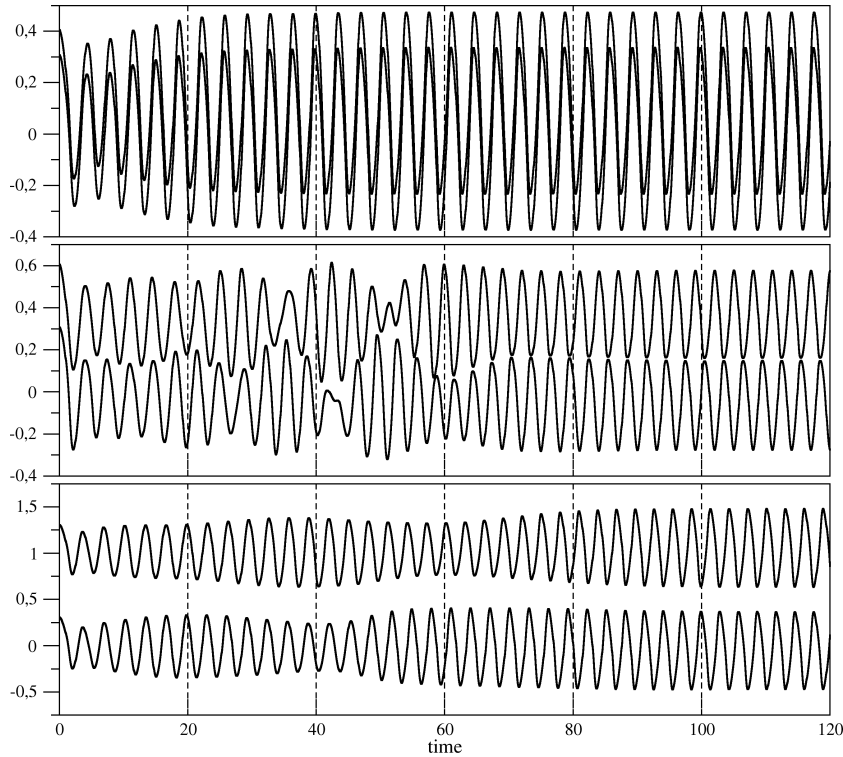


FIGURE 7.5 – Évolution temporelle des coordonnées verticales des extrémités libres de deux filaments battant à  $Re = 300$ . De haut en bas : (a) Mode M1 à  $d/L = 0.1$ , (b) Mode M2 à  $d/L = 0.3$ , (c) Mode M2 à  $d/L = 1.0$ .

Ce comportement modal est consistant avec les observations expérimentales de Zhang *et al.* (2000), qui localisent un début du régime en opposition de phase pour  $d/L = 0.21$ , valeur à comparer aux prédictions du code numérique qui situent un régime transitoire entre  $d/L = 0.21$  et  $d/L = 0.24$  (pour un maillage suffisamment fin, la durée de ce régime transitoire est indépendante du nombre de points du maillage).

Lorsque trois filaments placés côte à côte sont simulés au même Reynolds, un comportement modal similaire est observé, avec l'apparition d'un troisième mode :

- Pour des petits espacements ( $d/L < 0.1$ ), on observe le mode M1 de battement en phase (voir figure 7.6a) ;
- pour  $d/L = 0.3$ , les deux filaments extérieurs battent en opposition de phase alors que le filament du milieu est quasi-stationnaire (mode M2 sur la figure 7.6b) ;
- pour des espacements plus importants ( $d/L = 1.0$ ) les filaments extérieurs battent en phase tandis que le filament du milieu est en opposition de phase (mode M3 sur la figure 7.6c) ;
- De manière analogue au cas des deux filaments, le mode M1 est observé pour des espacements beaucoup plus grands ( $d/L > 4.0$ ) avec un battement en phase des trois filaments.

Notons que des modes intermédiaires basés sur le mode M3 sont aussi observés avec une modulation fréquentielle (Favier *et al.*, 2015).

Lorsque l'on considère des systèmes de  $n$  filaments placés côte à côte, la dynamique du système est alors dominée par des modes qui résultent du couplage des modes de base M1, M2 et M3. La figure 7.7 illustre ce comportement dans le cas de 7 filaments.

Il faut remarquer que la configuration comportant des filaments alignés, l'un derrière l'autre, n'est pas à proprement parler intéressante pour le cas de la modélisation d'un couche poroélastique, mais a permis de mettre à jour et de comprendre (Favier *et al.*, 2015) le phénomène de réduction de traînée propre aux corps flexibles, qui consiste en une traînée réduite pour le filament flexible le plus amont, comparé aux autres filaments en aval. Cette réduction de traînée a été quantifiée expérimentalement par Ristroph et Zhang (2008) et l'étude numérique présente a permis de confirmer ce phénomène, et d'en expliquer le



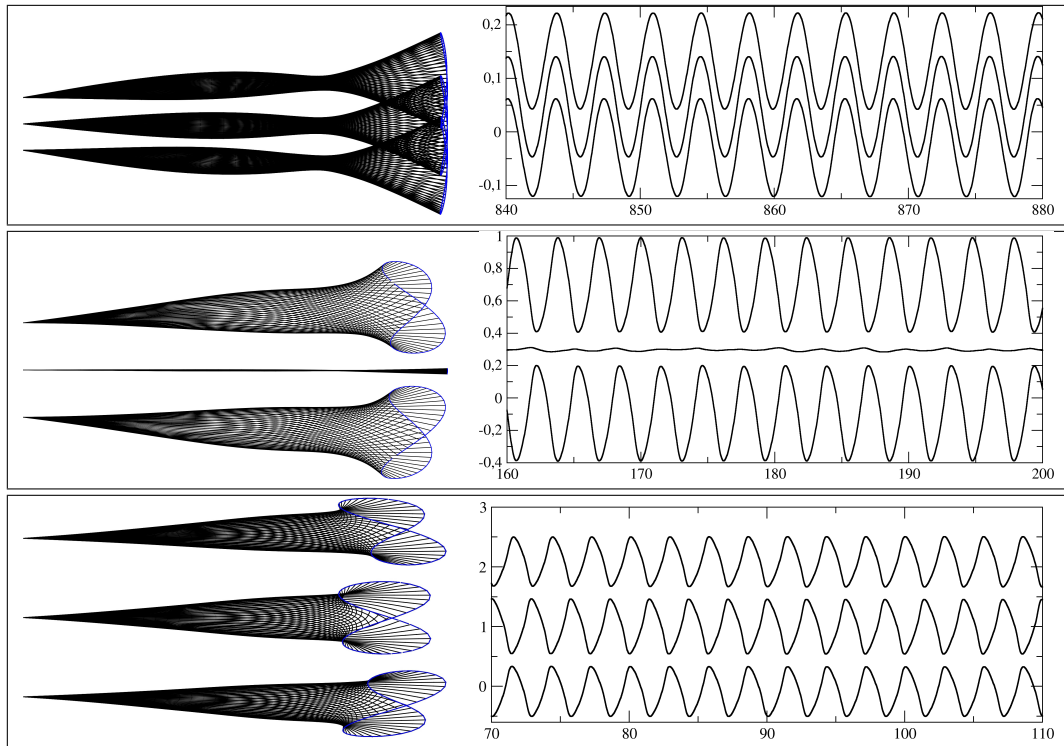


FIGURE 7.6 – Motifs de battement en régime établi à  $Re = 300$  dans le cas de trois filaments dans un écoulement uniforme pour différents espacements. De haut en bas : (a) mode M1 à  $d/L = 0.05$ , (b) mode M2 à  $d/L = 0.3$ , (c) mode M3 à  $d/L = 1.0$ . Les lignes représentent les évolutions temporelles de la coordonnée verticale des extrémités libres de chaque filament.

mécanisme. Le filament amont est donc soumis à une force de traînée moindre que les filaments situés en aval, ce qui est contraire à ce qui se passe pour les corps rigides (dans les courses de voitures ou de vélos par exemple).

Si on reproduit l'expérience réalisée par Ristroph et Zhang (2008) avec une suite de 6 filaments placés en ligne avec un espacement de  $s/L = 0.1$ , on obtient les résultats résumés sur la figure 7.8, montrant une réduction de traînée importante des six filaments par rapport au cas d'un seul filament isolé. La traînée observée sur chaque filament est en fait fonction de l'amplitude de battement associée à chaque filament.

## 2.2 Couche poroélastique immergée dans un écoulement instationnaire

Dans le cadre du projet Européen PELskin, les mécanismes physiques issus du couplage entre un revêtement constitué de cils flexibles et un écoulement instationnaire ont été étudiés numériquement sur une configuration d'écoulement oscillant de canal. La même configuration a été étudiée numériquement et expérimentalement dans un canal de section carrée où le fluide est mis en mouvement grâce à un piston oscillant, associé à un nombre de Reynolds maximum de 120. La figure 7.9 présente une comparaison entre les résultats obtenus numériquement et les résultats expérimentaux.

En raison de l'impact de l'écoulement incident sur les bords du revêtement, un tourbillon est généré, alternativement d'un côté et de l'autre, qui produit en conséquence un déphasage qui se propage de cils en cils le long du revêtement. Cette configuration est comparable à celle d'un revêtement placé sur l'arrière d'un cylindre circulaire, soumis à un écoulement de recirculation dont le sens est alterné, suivant la fréquence du détachement tourbillonnaire de Von Kármán. Un tourbillon est alors généré de part et d'autre du revêtement, ce qui se traduit par une onde progressive en forme de vague, observée sur le sommet des cils, comme il est aussi indiqué dans Favier *et al.* (2009); Kunze et Bruecker (2012). Cette onde est le résultat d'un déphasage entre les cils qui se propage de proche en proche le long du revêtement.

Une étude paramétrique de la fréquence propre des cils (calculée à partir de leur paramètre de rigidité) révèle que la présence de l'onde progressive apparaît lorsque la fréquence propre des cils s'approche

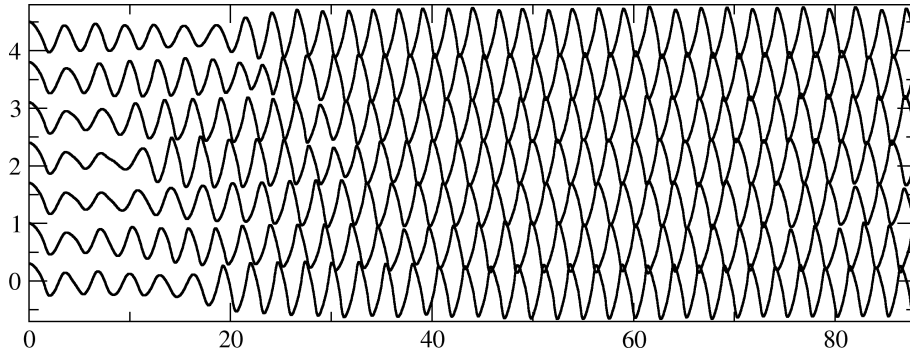


FIGURE 7.7 – Évolutions temporelles des coordonnées verticales des extrémités libres de sept filaments placés côte à côte en régime établi dans un écoulement uniforme à  $Re = 300$ , pour un espacement de  $d/L = 0.7$  entre les filaments.

de la fréquence de l'écoulement oscillant, avec un maximum de cohérence et d'amplitude lorsque les deux fréquences coïncident. L'hypothèse de résonance pour expliquer l'apparition d'une telle onde est donc vérifiée, et corrobore les conclusions de Favier *et al.* (2009); Kunze et Bruecker (2012). Les études numériques de la littérature (Favier *et al.*, 2009) et par la suite les études expérimentales de (Kunze et Bruecker, 2012) montrent qu'il y a aussi des ondulations sur les structures flexibles de revêtements ciliés placés sur la paroi d'objets immergés dont on veut contrôler les performances aérodynamiques. En particulier les expériences de (Kunze et Bruecker, 2012) montrent un saut caractéristique dans la fréquence de détachement tourbillonnaire pour un nombre de Reynolds critique de  $Re_c \approx 14000$  comparé au cas de l'écoulement autour d'un cylindre avec paroi lisse. Les analyses des mouvements des volets montrent que pour  $Re = Re_c$  l'amplitude des oscillations des volets est augmentée de manière significative et un motif ondulatoire prenant la forme d'une onde progressive est observée le long des volets ciliés. En conséquence, la présence de ces volets changent la fréquence du détachement et réduisent la distance entre les centres des tourbillons issus du détachement (Kunze et Bruecker, 2012). De cette manière, les tourbillons ne sont pas positionnés suivant un motif classique en zig-zag, mais plutôt en ligne le long de l'axe central du cylindre ( $y = 0$ ).

Afin de procéder à une étude détaillée des mécanismes physiques mis en jeu dans l'interaction fluide-structure, une configuration de référence a été mise en place, pour étudier l'influence de paramètres comme la fréquence propre de la structure, l'espacement entre les fibres ou la rigidité des volets flexibles. Un petit nombre de volets flexibles (dix) est considéré sur la paroi basse du canal, suffisamment simple pour capturer les caractéristiques essentielles du problème. Le mécanisme physique clé de cette configuration est lié au déphasage entre les cils, ainsi qu'à la génération de structures cohérentes associées dans l'écoulement. Les cils ont tendance à osciller sur la fréquence imposée par l'écoulement, mais un déphasage entre les cils apparaît, comme indiqué sur la figure 7.10, où sont définis les intervalles de temps  $\Delta t_1$  et  $\Delta t_2$  comme la différence entre les deux instants où l'extrémité du cils passe par la verticale  $\Delta x = 0$ . Ce déphasage entre les éléments adjacents a été observé dans plusieurs travaux de la littérature sur le comportement des couches d'éléments flexibles immergés, et prend le nom d'*Honami* dans le cas d'ondes à la surface de champs de blés (Finnigan et Mulhearn, 1978), ou de *Monami* dans le cas d'ondes à la surface de végétation aquatique (Nezu et Okamoto, 2010). Cependant, malgré les nombreux résultats de la littérature associés aux *Honami* et aux *Monami* il n'existe que très peu d'informations qualitatives et aucune information quantitative sur ce déphasage entre les éléments (Finnigan et Mulhearn, 1978). La dynamique couplée du fluide et la couche de cils flexibles est illustrée sur la figure 7.11 sur une période du cycle d'oscillation, où l'on peut visualiser l'onde qui se propage le long des cils flexibles. La présence de cette onde est directement reliée à la présence d'un tourbillon, qui est émis périodiquement de part et d'autre du revêtement de cils flexibles, comme illustré sur la figure 7.12.

La dynamique du tourbillon peut être visualisée sur la figure 7.13, montrant la vorticité de l'écoulement à différents instants du cycle. Il apparaît que sa présence est corrélée avec des zones de grande vorticité (figure 7.13 (e-h)). La figure 7.11 indique que les frontières de ces zones de même valeur de quantité de mouvement passent par les positions des centres des tourbillons, comme cela est mentionné dans les études expérimentales de Adrian *et al.* (2000) et Nezu et Okamoto (2010).

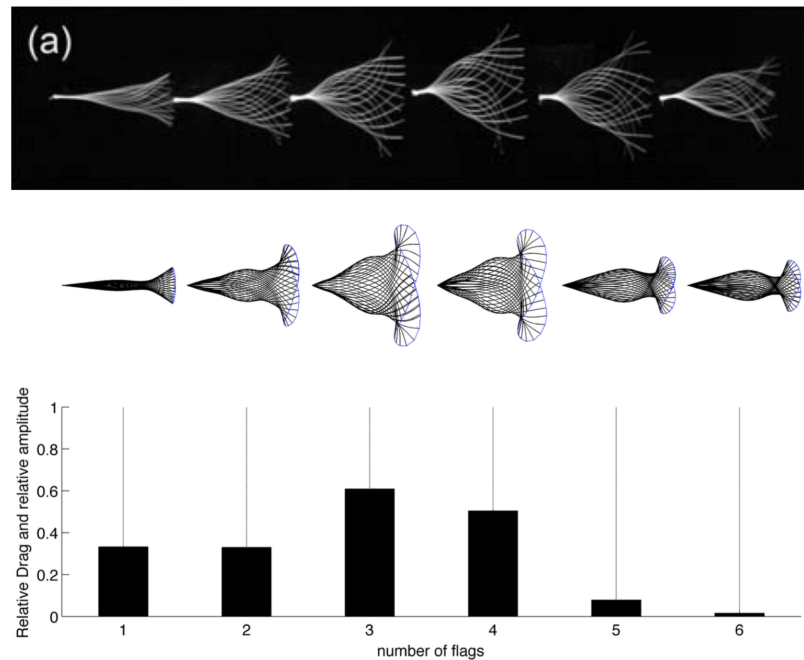


FIGURE 7.8 – Battement de six filaments alignés dans un écoulement uniforme. Haut : expériences de Ristroph et Zhang (2008). Milieu : résultats numériques. Bas : rapport de traînée relative pour chaque filament.

L'alternance tourbillonnaire sur les bords du revêtement, ainsi que l'onde générée à la cime des éléments flexibles causée par le déphasage de chaque élément ont donc été clairement caractérisés sur des configuration de références. Les applications liées au contrôle de décollement par ce type de revêtement sont présentées au chapitre suivant.

### 3 Contrôle de sillages de corps immergés par revêtements d'éléments flexibles

#### 3.1 Mise en évidence du concept de contrôle par revêtement poroélastique

La configuration choisie initialement pour modéliser l'effet d'un tel actionneur sur un écoulement décollé est un cylindre circulaire 2D à  $Re = 200$ , présentant un phénomène de décollement canonique monofréquentiel. La surface du cylindre est recouverte d'un modèle de revêtement poroélastique dont le caractère poreux constitué d'une multitude de fibres, est décrit grâce à une approche homogénéisée caractérisant un milieu poreux cilié à l'aide d'une force de volume (voir chapitre 3 §3.1). Ainsi, en fonction de l'orientation des fibres et de leur densité locale (porosité), la force qu'exerce le fluide sur le revêtement est estimée à chaque instant par un modèle semi-empirique fonction de la porosité locale et de la vitesse à travers le revêtement (Favier *et al.*, 2009).

Le modèle de déformation du revêtement est quant à lui basé sur un système masses-ressorts présentant des paramètres spécifiques d'amortissement et d'interaction entre éléments. Un petit nombre de cils de référence est sélectionné de manière à imposer la déformation du milieu poreux, constituant en quelque sorte le squelette du revêtement (voir figure 7.14). Autour de chaque fibre espacée uniformément le long du revêtement, un volume de contrôle est défini, à l'intérieur duquel la force poreuse va être estimée en chaque point Eulérien du maillage grâce à un modèle semi-empirique (fonction de la porosité et de l'orientation pour le caractère anisotrope). Chaque fibre du revêtement peut osciller autour d'un angle d'équilibre, avec une raideur prise en compte à travers un ressort non linéaire, et subit une force d'interaction venant des fibres voisines, ainsi qu'un amortissement. Le forçage du fluide est alors pris en compte sur chaque fibre et permet ainsi une déformation dynamique du revêtement poreux. Une présentation détaillée du modèle,

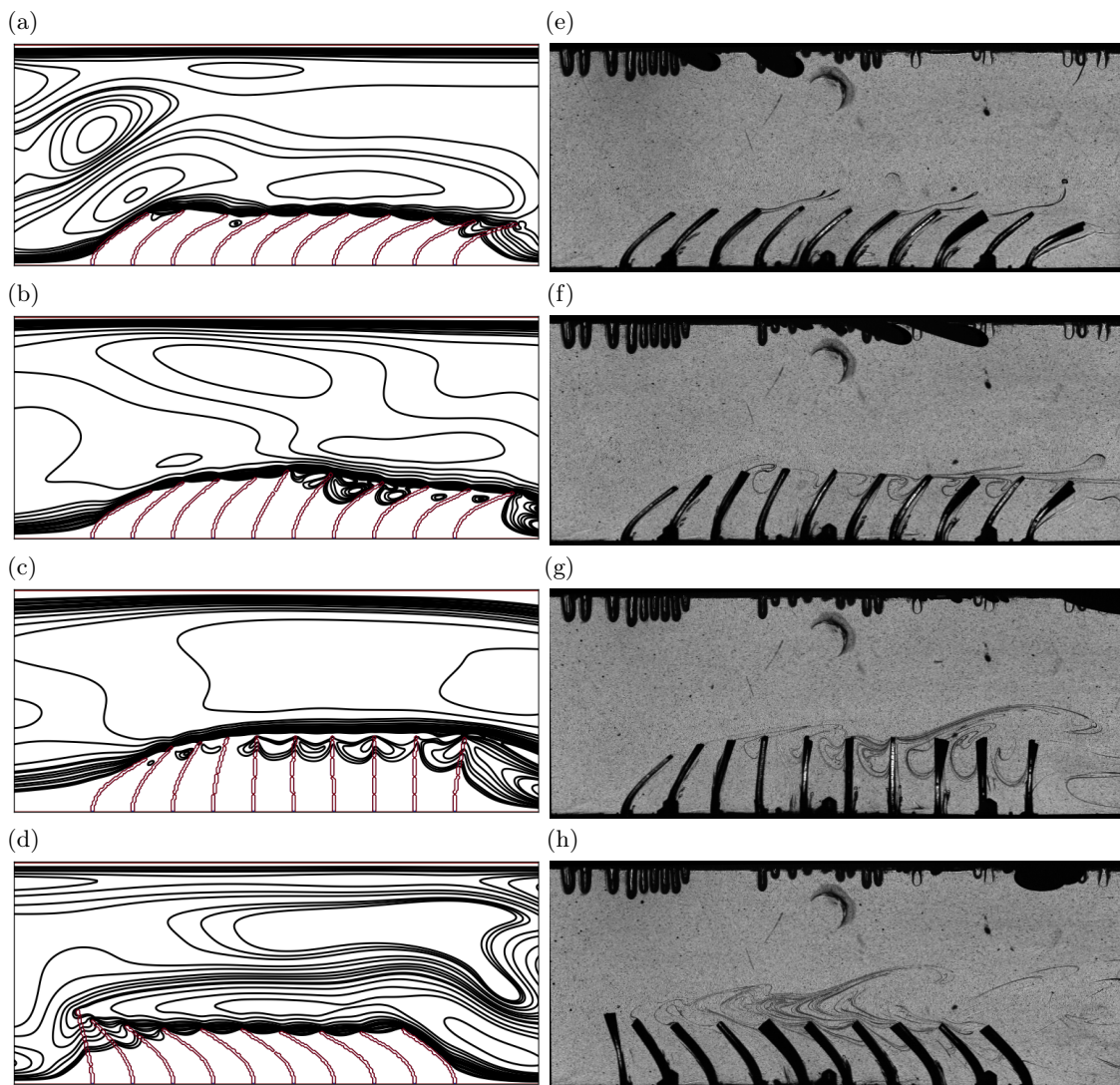


FIGURE 7.9 – Dynamique de l'écoulement sur une demi-période du cycle d'osillation. (a-d) : Contours de vitesse ( $u, v$ ) obtenus numériquement ; (e-h) : Images Schlieren expérimentales obtenues aux mêmes instants que la simulation numérique.

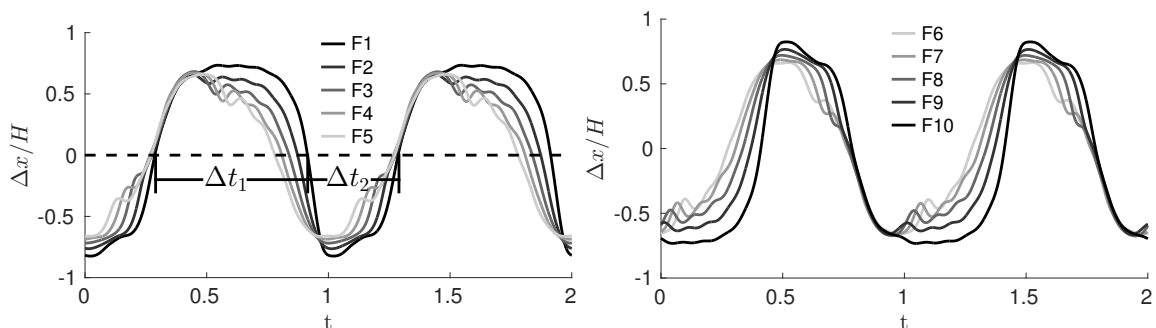


FIGURE 7.10 – Vue superposée des évolutions temporelles des extrémités libres des cils suivant l'axe horizontal  $\Delta x$  pour (a) les filaments 1 à 5, notés F1-F5 ; (b) les filaments 6 à 10, notés F6-F10.

ainsi qu'une étude fréquentielle est donnée dans Favier *et al.* (2009).

La figure 7.15 illustre les gains de performances aérodynamiques obtenus pour une configuration de revêtement poreux dont les paramètres de position, longueur, densité, rigidité, sont sélectionnés après une



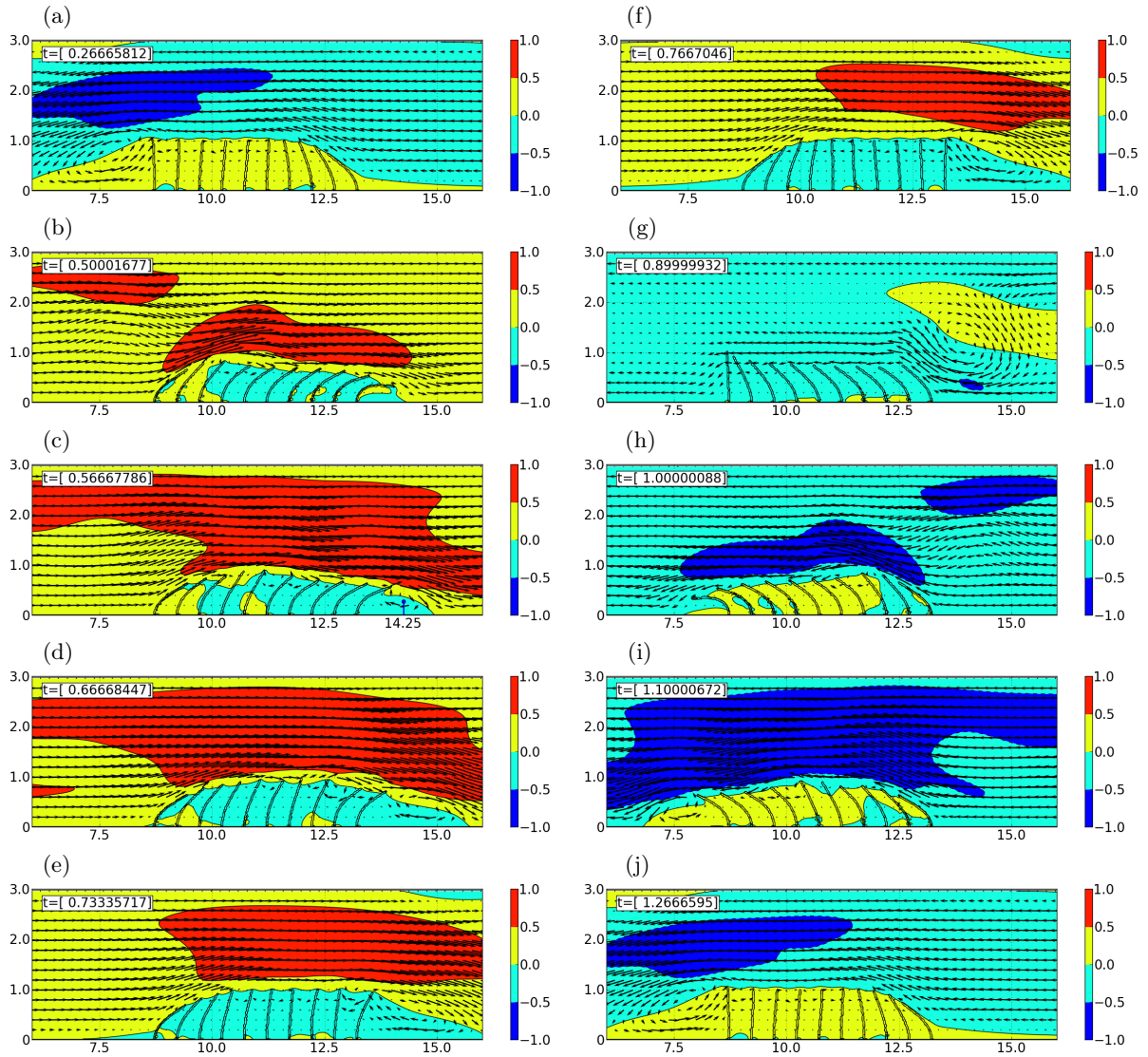


FIGURE 7.11 – Champs instantanés de vecteurs vitesse représentés par des flèches sur un cycle d'oscillation du fluide. Les couleurs représentent les valeurs de contours de vitesse longitudinale  $u$ .

étude paramétrique exploratoire. Le contrôle est activé sur un écoulement en régime établi de détachement tourbillonnaire (représenté en traits pointillés sur la figure 7.15). On peut dire de manière qualitative que le sillage est stabilisé. En effet, le coefficient de traînée moyen présente une réduction finale de 11.5%, avec des fluctuations réduites de moitié. De plus, l'amplitude d'oscillation du coefficient de portance est réduite de 33%. Le nombre de Strouhal est aussi légèrement réduit de  $St = 0.2$  à  $St = 0.193$ , ce qui indique que la structure et le fluide oscillent en phase autour d'une fréquence issue du couplage fluide-structure, égale à la fréquence propre, ou une harmonique de celle-ci, comme il est mentionné dans Favier *et al.* (2009). Le phénomène de résonance est donc ici observé, avec la structure et le fluide qui se comportent comme deux oscillateurs ayant chacun leur fréquence propre.

Sur la figure 7.16 sont représentés des champs instantanés de la vitesse verticale avec la position des fibres à chaque instant  $t_1$  à  $t_6$  de la figure 7.15, lorsque le revêtement a une dynamique transitoire d'adaptation à l'écoulement décollé. Pour certains instants ( $t_2$  et  $t_5$  par exemple), des groupes de fibres se regroupent en pointe, ce qui est associé à une augmentation de la densité de fibres internes dans le modèle semi-empirique, et donc à une augmentation de l'amplitude de la force. On voit que lorsque l'écoulement de recirculation de proche paroi sur l'arrière du cylindre comprime le revêtement, la force de contrôle augmente alors naturellement pour contrecarrer cet effet. C'est ce qu'on note sur la figure 7.17 qui représente la force exercée par le revêtement poroélastique sur le fluide à six autres instants pris

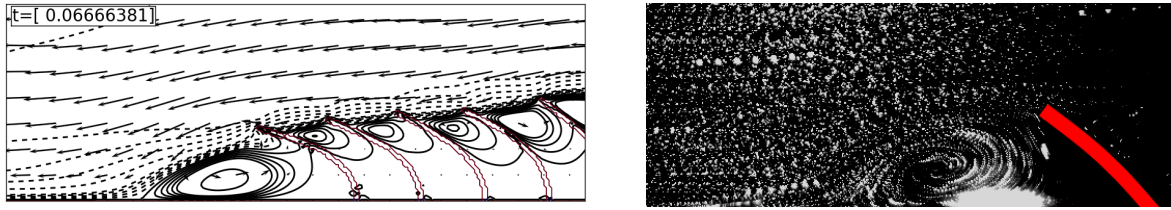


FIGURE 7.12 – Champs instantanés de vecteurs vitesse représentés par des flèches sur un cycle d’oscillation (gauche) et lignes de courant expérimentales des particules traceurs sur les côtés du revêtement cilié (droite).

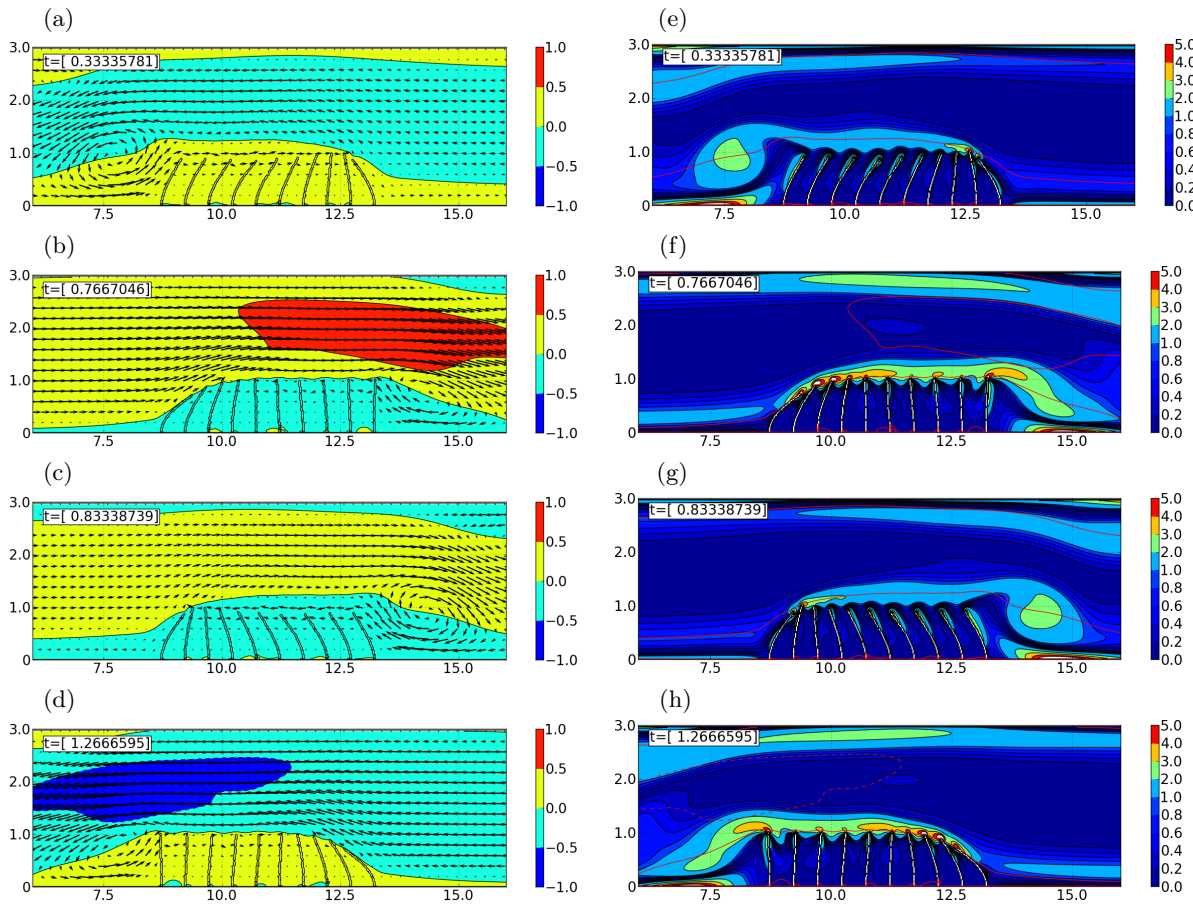


FIGURE 7.13 – (a-d) Champs instantanés de vecteur vitesse représentés par des flèches sur un cycle d’oscillation et contours de vitesse longitudinale (e-h) : contours de vorticité instantanée. Les frontières entre les zones de même valeur de quantité de mouvement sont indiquées par des lignes rouges.

cette fois dans le régime établi contrôlé (*cf.* figure 7.15). Au cours du temps, les vecteurs force ont une orientation opposée au champ de vitesse induit par la présence des tourbillons émis : lorsque l’écoulement va de haut en bas (à  $t_8$ ), la force est opposée (*cf.* figure 7.17). Ce comportement est à relier avec celui observé au §2 avec le déphasage des cils et la propagation d’une onde le long de la couche.

Le même comportement d’opposition à l’écoulement est visible sur l’instantané à  $t_{11}$  et  $t_{12}$ , lorsque l’écoulement de recirculation est dirigé de bas en haut, ce qui est relié à l’effet de couplage d’oscillateurs fluide et structure, qui se calent sur la même fréquence, et ont pour effet d’atténuer l’instabilité dans cette configuration. Dans ce cas de résonance, le mouvement oscillatoire que l’on observe sur les fibres est alors celui d’une onde progressive, ressemblant à une vague, phénomène qui est analogue à celui caractérisé en détail au §2 dans le cas de revêtement avec fibres flexibles dans un canal oscillant. En conséquence, l’effet sur le champ moyen de pression est alors d’augmenter la pression dans zone de proche paroi en aval du cylindre, ce qui a pour effet direct de diminuer la force de traînée (Favier *et al.*, 2009).

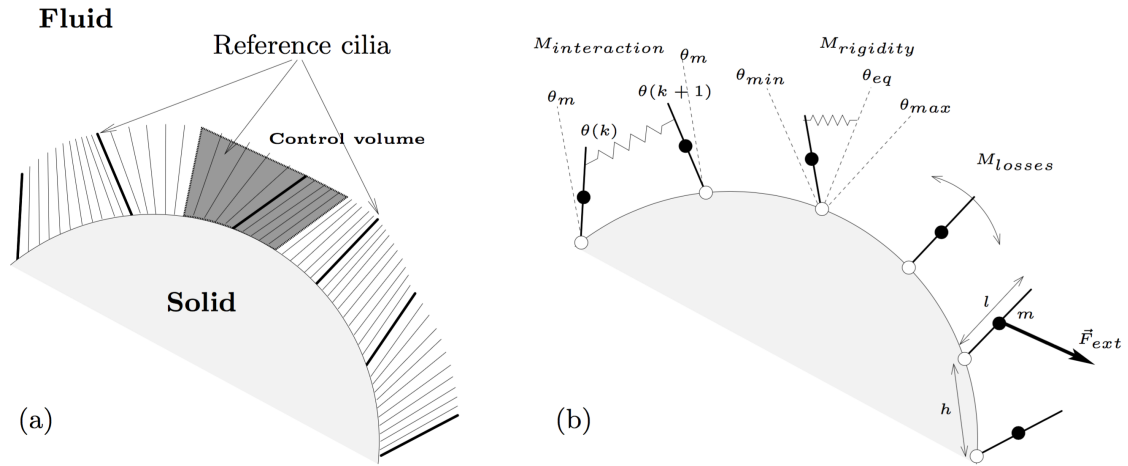


FIGURE 7.14 – Modèle de couche poroélastique. (a) Squelette du revêtement représenté par un petit nombre de fibres de référence (en gras), entouré chacun d'un volume de contrôle dans lequel la porosité et la non-isotropie sont prises en compte (en gris). (b) Modèle dynamique de la déformation du revêtement.

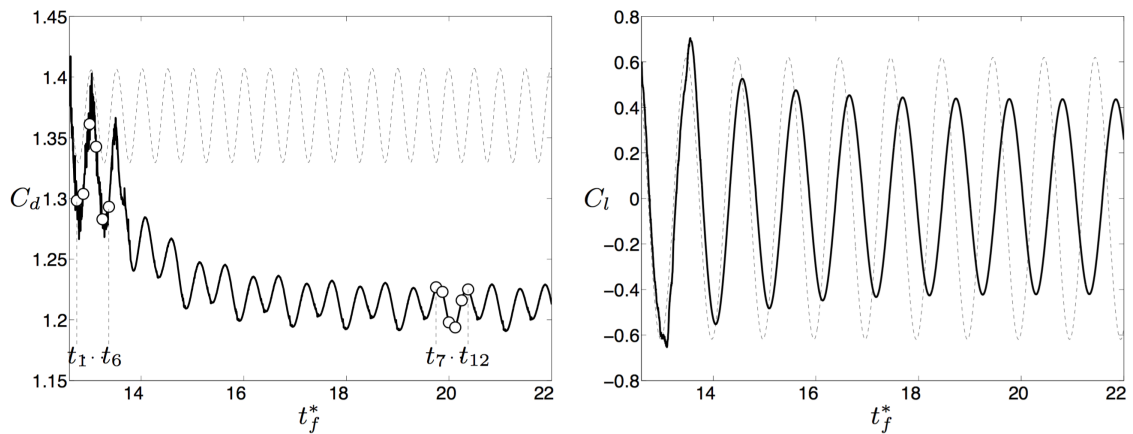


FIGURE 7.15 – Coefficients aérodynamiques (coefficient de traînée à gauche et coefficient de portance à droite) sans contrôle (traits pointillés) et lorsque le revêtement poroélastique est activé (gras). Les instants relatifs aux champs instantanés représentés sur les figures 7.16 et 7.17 sont indiqués par des cercles régulièrement espacés dans le temps.

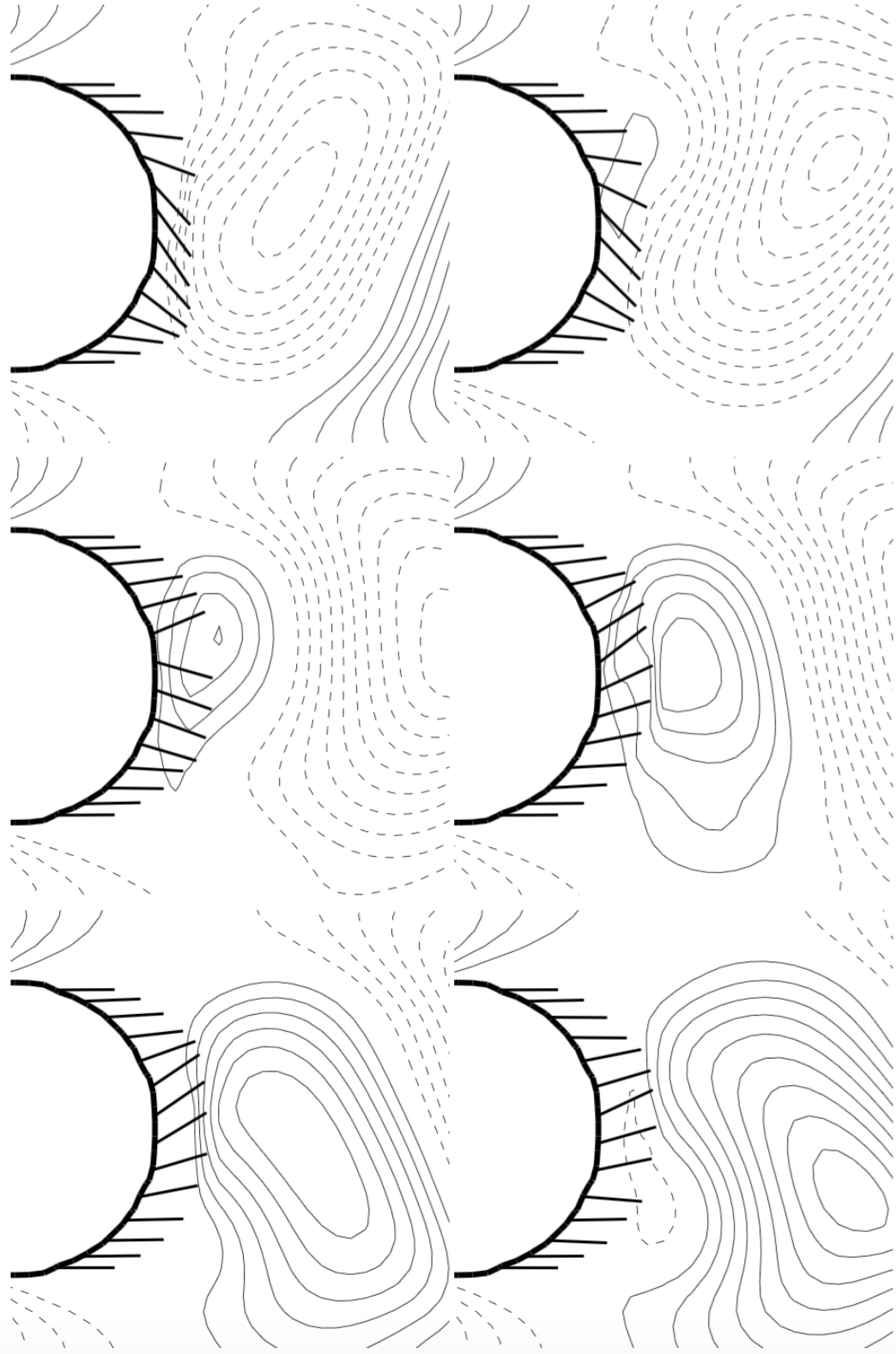


FIGURE 7.16 – Dynamique des fibres de référence aux six instants  $t_1$  à  $t_6$  représentés sur la figure 7.15 (de gauche à droite, et de haut en bas). Les contours de vitesse verticale sont représentés en traits pleins pour les valeurs positives, et en traits pointillés pour les valeurs négatives.



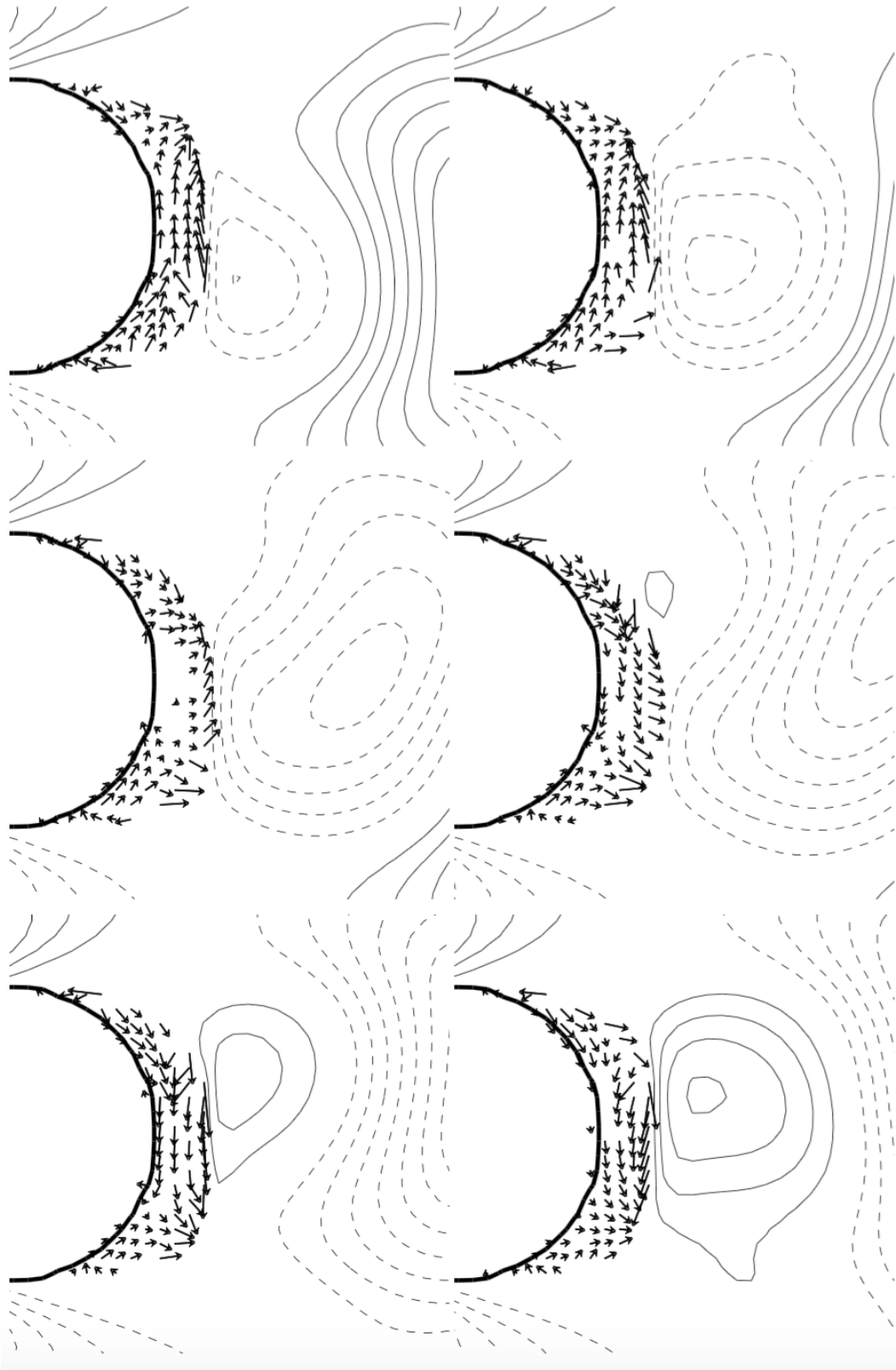


FIGURE 7.17 – Force exercée par le revêtement poroélastique sur le fluide aux six instants  $t_7$  à  $t_{12}$  représentés sur la figure 7.15 (de gauche à droite, et de haut en bas). Les contours de vitesse verticale sont représentés en traits pleins pour les valeurs positives, et en traits pointillés pour les valeurs négatives.

Il y a donc un effet d'auto-adaptation de l'actionneur à l'écoulement, qui se déforme en fonction de la topologie de l'écoulement (tourbillons, décollement) de manière à maximiser les performances aérodynamiques.

### 3.2 Influence sur l'aérodynamique

Les résultats du projet PELskin sont significatifs sur le contrôle du sillage derrière des géométries cylindriques, avec un jeu de paramètres capable de retarder la transition d'un sillage 2D à un sillage 3D, c'est-à-dire que les effets 3D apparaissent pour un nombre de Reynolds supérieur au nombre de Reynolds critique  $Re_D$  habituellement rencontré sur un cylindre à paroi lisse. La première bifurcation 3D apparaît sous la forme d'un mode d'envergure instable de longueur d'onde de 4 diamètres, noté mode *A* à  $Re_D \simeq 188$ . Lorsque le nombre de Reynolds atteint la valeur  $Re_D \simeq 259$ , un autre mode instable sur l'envergure entre en jeu. Il est noté mode *B* et est caractérisé par une longueur d'onde plus courte, égale à 1 diamètre du cylindre (Williamson, 1996).

La configuration étudiée numériquement est représentée schématiquement sur la figure 7.18. Une étude de l'influence des paramètres du système comme la longueur des cils, leur rigidité, et l'espacement entre les cils révèle que lorsque la distance entre les filaments correspond avec la longueur d'onde la plus instable, et lorsque la fréquence propre des filaments correspond à la fréquence de détachement tourbillonnaire naturelle, alors le sillage est complètement 2D (voir figure 7.19a).

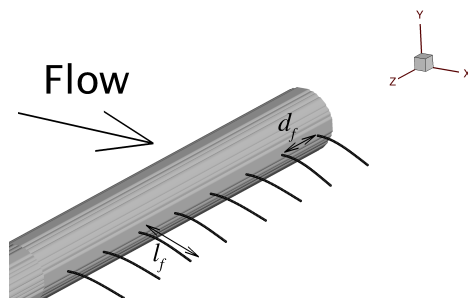


FIGURE 7.18 – Paramètres géométriques de la configuration tridimensionnelle.

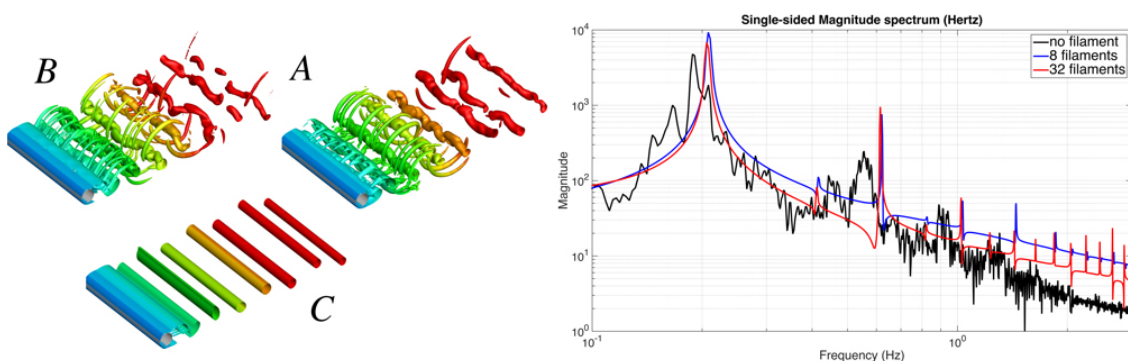


FIGURE 7.19 – Gauche : Isocontours du critère  $Q$  à  $Re_D = 300$ . La configuration *A* est le cas sans filament et les configurations *B* et *C* correspondent à des espacements entre filaments égaux à 4 fois la longueur d'ondes des modes instables *A* et *B*, respectivement, qui sont observés sans la présence de filaments. Droite : spectre des forces de portance obtenus à  $Re_D = 200$ ; 8 filaments signifie que l'espacement est égal à  $4\lambda_A$  où  $\lambda_A \simeq 4D$ , et 32 filaments signifie que l'espacement correspond à  $4\lambda_B$  avec  $\lambda_B \simeq D$ .

Le contenu fréquentiel des forces de portance qui s'exercent sur le cylindre est représenté sur la figure 7.19b. Le cas du cylindre lisse correspond à un spectre avec de nombreuses fréquences et sous-harmoniques, liées aux effets 3D du sillage qui interagissent avec le sillage 2D. Lorsque les filaments sont présents, le spectre est beaucoup plus lisse, dominé par la fréquence de détachement tourbillonnaire et

ses sous-harmoniques. Les capacités de stabilisation du sillage du revêtement poroélastique sont donc confirmés.

Les travaux expérimentaux et numériques du projet PELskin ont également permis de confirmer ces propriétés bénéfiques en terme de performances aérodynamiques. En particulier, des retards de l'angle de décrochage ont été mis en évidence numériquement pour des configurations de profils d'aile en mouvement dynamique de cabrage à  $Re = 10 \cdot 10^4$ . Les résultats sont présentés dans le rapport final du projet PELskin, ainsi que dans Rosti *et al.* (2016), ou Brücker et Weidner (2014) pour les études expérimentales.

## 4 Conclusions

Ce chapitre a présenté l'ensemble des concepts et des analyses qui contribuent au développement d'un prototype de revêtement aéronautique poroélastique inspiré du plumage d'oiseau. Les travaux réalisés devraient conduire à l'élaboration d'un premier prototype à un horizon de 5 ans. Les efforts conjugués d'études numériques, théoriques et expérimentales ont permis la réalisation de ces travaux, et seront encore nécessaires pour arriver à une implémentation industrielle d'un tel actionneur dans le cadre d'un futur projet Européen H2020 dans la continuité des présents travaux. L'ensemble des résultats numériques, théoriques et expérimentaux du projet PELskin que j'ai coordonné de 2012 à fin 2015 est résumé dans une série de 5 publications écrites par l'ensemble des membres du consortium, à paraître dans le journal *Meccanica* d'ici fin 2016.



Quatrième partie

Perspectives et futurs travaux



# Chapitre

# 8

## *Perspectives*

Les perspectives de ce travail sont orientées dans le prolongement des axes qui ont été abordés dans ce mémoire, mais vise également à faire émerger un certain nombre de thèmes nouveaux, en lien avec des applications industrielles et sociétales. Ces nouveaux thèmes sont décrits ci-dessous et concernent aussi bien des développements numériques, que les applications qui peuvent en découler.

## 1 Développements numériques

### 1.1 Modèles multi-physiques en Lattice Boltzmann pour la simulation d'écoulements 3D complexes

Dans cette optique, une perspective directe sera de regrouper dans un même code les différentes formulations pour les milieux immergés poreux, multiphasiques et flexibles. Cela permettra d'envisager la simulation d'écoulements au voisinage de parois aux propriétés plus complexes, et plus réalistes en termes d'applications biologiques (liées au cerveau notamment) et aéronautiques. Une attention particulière doit être portée à l'efficacité de l'implémentation, dans un contexte de parallélisation et de performance de calcul. En ce sens, le code commercial LaBS, constitue actuellement un choix pertinent pour l'implémentation des différents modèles numériques présentés dans ce mémoire. C'est un code Lattice Boltzmann tridimensionnel très performant, parallèle, et optimisé pour des configurations industrielles exigeantes du point de vue du réalisme. Le laboratoire M2P2, et de manière plus générale Aix Marseille Université (qui est co-partenaire du code avec Renault, Airbus, CS et l'ENS Lyon), sont fortement impliqués dans son développement. Une première étape consistera donc à implémenter la méthode des frontières immergées. Puis les algorithmes permettant de prendre en compte les milieux poreux et les fluides multiphasiques seront implémentés.

### 1.2 Couplage de la méthode des frontières immergées avec des modèles RANS et LES

Toujours dans une optique d'extension du champ applicatif, le couplage avec des écoulements turbulents de la formulation aux frontières immergées est crucial. L'utilisation de maillages non uniformes, curvilinéaires ou non structurés sera alors nécessaire afin d'avoir un maillage suffisamment fin proche de la paroi. Un des enjeux est alors l'utilisation de la méthode des frontières immergées en présence de tels maillages. Grâce à la méthode RKPM (Pinelli *et al.*, 2010), les fonctions delta de Dirac discrétisées peuvent être calibrées de manière à garantir la précision sur tout type de maillage, comme détaillé au chapitre 1. De plus, cette méthode va permettre de contrôler l'ordre de l'imposition de la condition de frontières immergées, en choisissant le degré souhaité du polynôme de calibration. Un autre point crucial dans le cas d'utilisation de la méthode des frontières immergées en régimes d'écoulement turbulent est l'imposition de conditions sur le gradient de pression en paroi, ce qui permettra de contrôler au mieux

l'imperméabilité du mur, notamment dans des conditions de parois mobiles. Ces différents aspects sont en cours de développement dans la thèse de Eddy Constant.

### 1.3 Couplage avec des méthodes de contrôle optimal

Des couplages avec des méthodes de contrôle optimal seront envisagés, pour des problématiques d'optimisation, ce qui se révèle particulièrement efficace dans un contexte industriel. En effet, les formulations adjointes, sur systèmes d'équations dits "haute fidélité", ou sur des modèles de dimension réduite (antérieurement étudiés dans le cadre de ma thèse (Favier, 2007)) sont particulièrement propices à des approches mettant en jeu des forces de volume, comme la méthode des frontières immergées. Par exemple, l'influence d'actionneurs plasmas sur le fluide par des forces de Lorentz, l'effet sur les propriétés turbulentes du fluide micro-rugosités (riblets) ou d'ondulations de paroi sont des moyens de contrôle d'écoulement tout à fait propices à être modélisés par un terme de forçage volumique. Ce dernier constitue alors le paramètre de contrôle de la boucle d'optimisation, basée sur la maximisation ou la minimisation d'une fonctionnelle donnée (réduction de traînée, bruits, maximisation de portance etc.). La versatilité, la simplicité géométrique et la légèreté d'implémentation de la méthode des frontières immergées en font clairement une méthode particulièrement efficace dans ce contexte d'optimisation sous contraintes.

## 2 Applications en aéronautique et transport

### 2.1 Contrôle du décollement en aéronautique

Une perspective directe, qui s'inscrit dans la continuité du projet PELskin, est de renforcer les travaux sur les actionneurs poroélastiques de contrôle du décollement sur différents éléments des voilures (aile d'avion, fuselages, cockpit, etc.). Les secteurs d'application visés sont ceux du transport aérien (aéronautiques, aéroacoustiques, aéroélastiques, réduction du bruit, etc.), mais aussi du transport terrestre (automobile, TGV, camions etc.). L'utilisation conjointe des méthodes de frontières immergées en écoulement turbulent et dans un contexte massivement parallèle, permettra la réalisation de ces objectifs. D'autre part, les récents développements du projet PELskin en termes de modèle poreux homogénéisé seront couplés avec les travaux numériques et expérimentaux.

Un accent tout particulier sera mis sur l'aéroacoustique. En effet, les capacités d'une couche poroélastique à réduire le décollement de couche limite et les zones de vorticités sont intimement liées à des réductions de bruits aérodynamiques.

### 2.2 Contrôle de la turbulence de paroi en aéronautique

Un des objectifs du contrôle d'écoulement est la réduction du frottement pariétal dans le cas d'écoulements turbulents, afin de réduire la force de traînée sur les véhicules immergés dans l'air ou dans l'eau, ou encore d'améliorer le transport turbulent dans les moteurs par exemple. Pour arriver à un tel résultat, un grand nombre de techniques passives basées sur des rugosités ont été testées dans la littérature, dont certaines bio-inspirées, comme les riblets, qui sont micro-rugosités de paroi inspirées de la peau des requins. Le principe est de retarder la transition laminaire-turbulent, ou de réduire l'intensité turbulente, de manière à réduire le frottement pariétal. Des travaux dans cette direction sont prévus, en se focalisant sur l'effet des micro-échelles sur les structures cohérentes pariétales, en fonction du nombre de Reynolds.

D'autres travaux récents de la littérature ont montré l'effet positif sur la traînée des oscillations de paroi, dans la direction transverse à l'écoulement, ainsi que l'effet de modulation de la composante transversale de la vitesse (Jung *et al.*, 1992; Ricco et Quadrio, 2008). Des travaux similaires ont aussi montré des réductions de traînée à l'aide de forces de Lorentz agissant dans la direction transversale à l'écoulement (Berger *et al.*, 2000), ou en introduisant une condition aux limites sinusoidale sur la vitesse transverse (Viotti *et al.*, 2009). A la différence des riblets, qui sont statiques, ces deux derniers concepts d'actionneurs introduisent un forçage instationnaire dans l'écoulement, mais il sont de type actif, c'est-à-dire qu'ils nécessitent une énergie d'activation, ce qui vient inévitablement diminuer le gain énergétique global du contrôle. En suivant le concept d'actionneur auto-adaptatif poroélastique développé dans le projet PELskin (chapitre 7), l'idée est alors d'étudier l'effet d'un actionneur passif, constitué d'une couche de filaments flexibles (ou micro-volets rigides), placés de manière parallèle à l'écoulement et à la paroi. Ce revêtement poroélastique, à la fois passif et instationnaire, situé dans la zone de proche paroi, peut agir sur la composante transverse de la vitesse, de manière similaire aux actionneurs actifs et ainsi modifier



la dynamique des stries pariétales, et de manière plus générale influencer le cycle de génération de la turbulence de proche paroi. Des résultats préliminaires sont encourageants et un projet de financement est envisagé sur ce sujet fondamental, qui permettra de progresser dans la compréhension du contrôle de la turbulence pariétale.

### 2.3 Transfert d'énergie à travers une couche poroélastique

D'un point de vue énergétique, une couche poroélastique immergée dans un écoulement peut transformer l'énergie cinétique du fluide en énergie élastique, en absorbant les perturbations de pression. Cette énergie peut alors être récupérée et transformée en énergie électrique par exemple.

Une première application concerne l'extraction d'énergie de l'écoulement à l'aide d'un solide monté sur un support idéalisé formé d'un ressort et d'un amortisseur. Le couplage entre les oscillations du solide et la dynamique de l'écoulement va alors conditionner la quantité d'énergie transformée en énergie élastique par des phénomènes de résonance et couplage fluide-structure. C'est un des objectifs de la thèse de Eddy Constant.

Une deuxième application réside dans le contrôle du bruit, notamment grâce à l'effet du milieu poroélastique sur le champ de pression. Les applications concernent bien sûr l'aéronautique, mais peuvent aussi se trouver dans le secteur des matériaux (revêtement routier pour diminuer le bruit de frottement des pneus, etc.).

### 2.4 Écoulements particuliers

La simulation numérique de la sédimentation de particules dans un écoulement est un problème particulièrement bien adapté à la méthode des frontières immergées, car l'utilisation de maillages cartésiens uniformes fixes est tout à fait adaptée. Il est possible de considérer des particules de taille finie sur le maillage, et en prenant en compte les forces de collision et de lubrification, d'aborder la simulation de problèmes industriels très divers, tels que le transport de sable dans des conduites ou les sprays turbulents. Des perspectives d'applications sont également envisagées à court terme sur ce thème.

## 3 Applications dans le domaine médical et biologique

### 3.1 Aide à la clairance mucociliaire

Le partenariat avec la société Physio-Assist sera renforcé, toujours centré sur l'optimisation des mécanismes d'aide au désencombrement bronchique (à l'aide du SIMEOX). La prise en compte de géométries réalistes de l'arbre bronchique, ainsi que l'optimisation des géométries d'embouts buccaux font partie des développements futurs envisagés. Ces travaux numériques seront menés en parallèle avec les caractérisations expérimentales de la rhéologie réelle du mucus, afin d'obtenir des résultats les plus proches des conditions biologiques réelles. Les résultats théoriques devront bien sûr être confrontés à la réalité du confort patient : l'amplitude et la fréquence des ondes dépressionnaires devront être supportables en terme de douleur par les patients. À cet effet, des essais cliniques seront effectués, dans la continuité de ceux déjà réalisés à l'hôpital Nord dans le service du Professeur Reynaud-Gaubert, qui ont donné lieu à une publication soumise récemment (Lafforgue *et al.*, soumis 2016).

### 3.2 Écoulements pulmonaires

Les modélisations de parois biologiques dans les domaines d'application des écoulements pulmonaires seront poursuivies. Notamment, les collaborations avec les équipes des hôpitaux universitaires AMU (Nord, Timone, Conception) seront renforcées, et les perspectives d'extension à des industriels du secteur santé et pharmaceutiques seront développées. En particulier, la simulation numérique des résultats expérimentaux observés sur des cultures de cellules ciliées est un objectif qui doit conduire à améliorer la compréhension des mécanismes mis en jeu, et à étudier la variation de paramètres comme la densité, l'espacement etc. La prise en compte de conditions plus réalistes comme le caractère poreux de l'épithélium pour modéliser les transferts de masse, ou l'intégration d'un modèle non Newtonien avec la thixotropie dans le modèle numérique pour le mucus sont envisagées à court terme. Les mécanismes d'émergence d'ondes métachronales dans les épithéliums ciliés seront étudiés.

Grâce à la méthode des frontières immergées, la géométrie complexe de l'arbre pulmonaire sera mieux prise en compte, en tendant vers des configurations géométriques réalistes (bifurcations multiples, dissymétrie angulaire, géométrie tridimensionnelle complexe, etc.). Des applications comme la simulation du transport d'aérosols dans les bronches sont envisagées avec le développement de l'outil numérique.

### 3.3 Parois ciliées dans un environnement biologique

Le battement ciliaire est présent dans un très grand nombre d'organes humains, et plusieurs thèmes pourront être abordés dans un futur proche, comme par exemple le transport de fluide dans le liquide céphalo-rachidien, en lien avec plusieurs pathologies du cerveau humain. L'utilisation de la simulation numérique comme outil d'analyse sera évaluée pour d'autres organes viscéraux, l'intestin ou le colon, où de nouvelles problématiques médicales émergent, en lien avec le battement ciliaire. Des demandes de financement nationaux ou internationaux seront élaborés dans le domaine des fluides biologiques, et les efforts seront poursuivis pour renforcer les échanges entre les secteurs de la santé et de la simulation numérique.

### 3.4 Croissances de cellules

Dans toutes les applications considérées jusque là, mais également dans l'immense majorité des travaux existants dans la littérature, le nombre de points Lagrangiens est généralement un paramètre géométrique constant fixé au début de la simulation numérique. L'opportunité de faire varier ce nombre au cours du temps, c'est à dire de pouvoir créer ou éliminer des marqueurs Lagrangiens, rend possible la simulation d'écoulements autour de géométries générées dynamiquement. Ainsi des problématiques comme la croissance cellulaire dans un environnement fluide par mitose par exemple, ou encore la croissance tumorale dans un milieu fluide pourront ainsi être étudiées par la simulation numérique. C'est un champ de recherche vaste et présentant de nombreuses zones encore inexplorées.

# Table des figures

1.1	Frontière immergée $\Gamma$ (en rouge) dans un domaine de calcul fluide. . . . .	26
1.2	Exemples de fonctions $\tilde{\delta}$ pour une description discrète à 2 points (pointillés) et à 3 points (trait continu bleu). . . . .	28
2.1	Fonction de distribution des vitesses à l'équilibre. . . . .	37
2.2	Les deux lattices utilisés dans la suite : (a) D2Q9 pour les configurations 2D; (b) D3Q19 pour les configurations 3D. . . . .	38
4.1	<i>Pleurobrachia pileus</i> échouée sur le sable (gauche) avec schéma mettant en évidence les rangées propulsives de cils (droite). . . . .	61
4.2	Motif de battement des cils présents sur la Pleurobrachie. (a) Images successives d'un cil battant dans un domaine périodique, à différents instants équirépartis sur la période de battement, ordonnées de gauche à droite, et de haut en bas. Dans le plan de symétrie d'une simulation tridimensionnelle, l'amplitude de vitesse est représentée par des contours à niveaux de gris espacés de 20 mm/s; la direction des vitesses du fluide est donnée par des flèches de longueur constante. (b) Une vague de battement observée sur une Pleurobrachie. Les figures sont ordonnées de haut en bas. Le corps est propulsé vers la droite, dans la direction de l'onde métachronale générée aux sommets des cils. . . . .	62
4.3	Écoulement de fluide généré par le battement de $n = 8$ cils à une fréquence de $f = 10$ Hz. Les cils battent vers la gauche et l'onde métachronale se propage vers la droite (mouvement antiplectique). Les flèches noires représentent les vecteurs vitesse dans le plan de symétrie. Les iso-contours de pression $P - P_{\text{ref}}$ sur le plan horizontal sont espacés de 0.1 Pa. $P_{\text{ref}}$ est la pression de référence à $(x,y,z)=(0,4L,2L)$ . Les cils sont représentés par des isosurfaces de la fonction d'interpolation utilisée dans la méthode des frontières immergées. . . . .	63
4.4	Comparaison entre l'écoulement de fluide simulé numériquement et le champ de vitesse mesuré par micro-PIV. Les iso-contours montrent la vitesse de l'écoulement en mm/s et les flèches désignent la direction des vecteurs vitesse. En dimensions physiques, l'image correspond à un cadre de 3 mm par 2 mm. . . . .	63
4.5	Profil de vitesse dans le plan de symétrie ( $z = 0$ , c'est-à-dire dans le plan médian des cils) pour $f = 15$ Hz et $n = 12$ cils. (a) Profil de vitesse moyenné en temps et dans la direction longitudinale $\mathbf{x}$ . (b) Moyennes de phase de la vitesse en temps et le long d'une longueur d'onde des profils de vitesse. . . . .	64
4.6	Effets d'espacement entre les cils sur la propulsion. . . . .	65
5.1	Représentation schématique de l'arbre bronchique humain, avec une vue rapprochée de l'épithélium. Adapté de Blausen gallery (2014). . . . .	68
5.2	Vue par microscope électronique à balayage de l'épithélium cilié de la trachée. . . . .	69
5.3	Vu schématique de la couche de mucus recouvrant la couche périciliaire (d'après Button et Boucher (2008)). L'écoulement d'air se situe au dessus de ces deux couches. . . . .	70
5.4	Réponse du mucus synthétique Actigum <sup>TM</sup> pour différentes concentrations en macromolécules, à des sollicitations en contraintes d'écoulement uniforme pour (a) et (b), et à la contrainte à trois intervalles pour évaluer la thixotropie. . . . .	72

5.5	Réponse du mucus synthétique Actigum™ à 0.75% à des sollicitations en contraintes croissantes (up) et décroissantes (down). . . . .	73
5.6	Simulation d'une rangée de cils. Les points représentent un ensemble de traceurs passifs, qui sont transportés par le fluide. Deux phases fluides sont présentes, la partie périciliaire en bleue et la partie mucus en rouge. Les vecteurs vitesse indiquent la vitesse moyennée dans le plan à l'extrémité droite du domaine de calcul. . . . .	75
5.7	Coordination métachronale. Les cils sur tout le domaine de calcul sont représentés sur la partie gauche et le même domaine de calcul est représenté sur la partie droite en utilisant une couleur pour chaque position des cils (phase) dans le cycle d'oscillation. Par souci de clarté, le fluide n'est pas représenté. . . . .	76
5.8	Onde métachronale symplectique émergeant dans un ensemble de 64 cils disposés selon la direction longitudinale de l'écoulement. . . . .	76
5.9	Émergence d'une onde métachronale antiplectique à partir d'une configuration initiale où tous les cils sont synchronisés, sauf un seul en léger décalage de phase, aux instants $t = 0$ , $t = 200$ , $t = 4000$ , $t = 6000$ , $t = 800$ et $t = 1000$ , représentés en haut. En bas, la position des cils dans l'onde métachronale en régime établi à $t = 1000$ est représentée. Par souci de clarté, le fluide n'est pas représenté. . . . .	77
5.10	Vitesse moyenne du mucus pour différentes formes de synchronisations. . . . .	77
5.11	Vorticité de l'écoulement dans le cas d'une onde antiplectique. . . . .	78
5.12	Vorticité de l'écoulement dans le cas d'une onde symplectique. . . . .	78
5.13	Vitesse du fluide transporté en fonction de la hauteur relative du mucus (gauche) et de la densité surfacique de cils (droite). . . . .	78
5.14	Vitesse du fluide transporté en fonction d'une variation de la longueur de l'onde antiplectique ou métachronale (gauche) et en fonction de la hauteur relative du mucus pour les deux types d'ondes métachronales. . . . .	79
5.15	Existence d'un point de fonctionnement optimal pour un jeu de longueur d'onde et de hauteur relative de mucus donné. . . . .	79
5.16	Principe de désencombrement bronchique développé et commercialisé par Physio-Assist. . . . .	80
6.1	Aileron de baleine à bosse présentant une ondulation sur le bord d'attaque. . . . .	84
6.2	Vues de la géométrie de profil d'aile présentant des ondulations géométriques de bord d'attaque d'amplitude $A$ et de longueur d'onde $\lambda$ . . . . .	86
6.3	Iso-contours des nombres caractérisant les performances du profil en fonction de l'amplitude $A^*$ et de la longueur d'onde $\lambda^*$ . (a) $R_1$ ; (b) $R_2$ ; (c) $R_3$ . . . . .	87
6.4	Densité spectrale de puissance pour le coefficient de portance $C_l$ . Trait plein : Bord d'attaque droit ( $A^* = 0$ ). Trait discontinu : $A^* = 0.03$ . Pointillé : $A^* = 0.05$ . Carrés : $A^* = 0.07$ . . . . .	87
6.5	Zones de recirculations illustrées par des isosurfaces de vitesse longitudinale nulle. (a) bord d'attaque droit; (b) $A^* = 0.03$ et $\lambda^* = 1$ . . . . .	88
6.6	Zones de recirculation représentées par des isocontours de vitesse longitudinale nulle. (a) $A^* = 0.07$ , $\lambda^* = 1$ ; (b) $A^* = 0.07$ , $\lambda^* = 0.5$ . . . . .	88
6.7	Isocontours de $Q'$ et fluctuation de vecteurs vitesse dans le plan $y = 0.05c$ (vue frontale), et profils de $u'$ (trait plein) et $\omega_y$ (trait discontinu) le long de la ligne parallèle au bord d'attaque. (a) $A^* = 0.07$ , $\lambda^* = 1$ ; (b) $A^* = 0.03$ , $\lambda^* = 1$ . . . . .	89
6.8	Raffinement du maillage en unités de paroi. Pointillés : en aval des crêtes des ondulations; traits pleins : en aval des creux des oscillations. . . . .	91
6.9	Evolution temporelle et spectres des coefficients aérodynamiques à $Re = 1.2 \cdot 10^5$ avec un angle d'attaque $\alpha = 20^\circ$ (écoulement décollé). <i>Unmodified</i> se réfère à une géométrie non modifiée (bord d'attaque droit) et <i>Modified</i> correspond à une géométrie avec bord d'attaque ondulé. Pour la figure b), la courbe verte correspond à un bord d'attaque ondulé et la courbe bleue à un bord d'attaque droit. . . . .	92
6.10	Représentation des couches limites décollées au moyen des isocontours de vitesse longitudinale nulle à $Re = 1.2 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$ (écoulement décollé). À gauche : bord d'attaque droit. À droite : bord d'attaque ondulé. . . . .	93
6.11	Lignes de courant moyennées en temps à $Re = 1.2 \cdot 10^5$ et avec un angle d'attaque $\alpha = 20^\circ$ (écoulement décollé). Les couleurs représentent les valeurs du coefficient de pression $C_p = (P - P_\infty)/(0.5\rho U_\infty^2)$ . . . . .	93

6.12	Variations des coefficients de pression et de frottement pariétal en fonction de la corde pour les cas de bord d'attaque droit ( <i>Unmodified</i> ), derrière les crêtes ( <i>Peak</i> ) et derrière les creux ( <i>Trough</i> ). . . . .	94
6.13	Profils de production turbulente $\mathcal{P} = - \langle u'_i u'_j \rangle \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ et d'énergie cinétique turbulente moyennée en temps $k = 1/2(\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2)$ le long de la corde pour les cas de bord d'attaque droit (bleu), derrière les crêtes (rouge) et derrière les creux (vert). Chaque profil est séparé de $0.1c$ et le premier est à $x/c = 0.1$ . Pour chaque graphe de quantité considérée, l'échelle est indiquée en bas à droite entre les deux derniers profils. . . . .	94
6.14	Iso-contours du second invariant du tenseur du gradient de vitesse $Q = 200$ . Gauche : bord d'attaque droit. Droit : bord d'attaque ondulé. Les contours sont colorés par la vorticité longitudinale (avec une échelle allant du bleu au rouge). . . . .	95
6.15	Visualisation de la vorticité longitudinale instantanée dans différents plans perpendiculaires à la paroi le long de la corde. . . . .	96
6.16	Visualisations du frottement pariétal moyenné en temps. En haut : par la technique LIC. En bas : schéma indiquant les directions locales de l'écoulement (flèches), les lignes de décollement (pointillés rouges) et les lignes de recollement (pointillés verts). . . . .	97
7.1	Atterrissage d'un pélican (gauche) et d'une aigrette (droite) en phase planante, où l'on distingue le h�rissement de plumes (couvertures marginales) sur la partie supérieure de l'aile. . . . .	100
7.2	Schéma d'un plumage d'oiseau ; Gauche : vue dorsale où les couvertures sont indiquées en gris. Droite : coupe de l'aile suivant les pointillés. . . . .	100
7.3	Concept de revêtement poroélastique du projet Européen PELskin. . . . .	101
7.4	Champs de vorticité instantanés pour le cas de deux filaments battant dans un écoulement incident uniforme à $Re = 300$ pour trois différents espacements. De haut en bas : (a) mode M1 � $d/L = 0.1$ , (b) mode M2 � $d/L = 0.3$ , (c) mode M2 � $d/L = 1.0$ . . . . .	103
7.5	évolution temporelle des coordonnées verticales des extrémités libres de deux filaments battant à $Re = 300$ . De haut en bas : (a) Mode M1 � $d/L = 0.1$ , (b) Mode M2 � $d/L = 0.3$ , (c) Mode M2 � $d/L = 1.0$ . . . . .	104
7.6	Motifs de battement en régime établi à $Re = 300$ dans le cas de trois filaments dans un écoulement uniforme pour différents espacements. De haut en bas : (a) mode M1 � $d/L = 0.05$ , (b) mode M2 � $d/L = 0.3$ , (c) mode M3 � $d/L = 1.0$ . Les lignes représentent les évolutions temporelles de la coordonnée verticale des extrémités libres de chaque filament. . . . .	105
7.7	évolutions temporelles des coordonnées verticales des extrémités libres de sept filaments placés côte à côte en régime établi dans un écoulement uniforme à $Re = 300$ , pour un espacement de $d/L = 0.7$ entre les filaments. . . . .	106
7.8	Battement de six filaments alignés dans un écoulement uniforme. Haut : expériences de Ristroph et Zhang (2008). Milieu : résultats numériques. Bas : rapport de traînée relative pour chaque filament. . . . .	107
7.9	Dynamique de l'écoulement sur une demi-période du cycle d'osillation. (a-d) : Contours de vitesse ( $u, v$ ) obtenus numériquement ; (e-h) : Images Schlieren expérimentales obtenues aux mêmes instants que la simulation numérique. . . . .	108
7.10	Vue superposée des évolutions temporelles des extrémités libres des cils suivant l'axe horizontal $\Delta x$ pour (a) les filaments 1 � 5, notés F1-F5 ; (b) les filaments 6 � 10, notés F6-F10. . . . .	108
7.11	Champs instantanés de vecteurs vitesse représentés par des flèches sur un cycle d'osillation du fluide. Les couleurs représentent les valeurs de contours de vitesse longitudinale $u$ . . . . .	109
7.12	Champs instantanés de vecteurs vitesse représentés par des flèches sur un cycle d'osillation (gauche) et lignes de courant expérimentales des particules traceurs sur les côtés du revêtement cilié (droite). . . . .	110
7.13	(a-d) Champs instantanés de vecteur vitesse représentés par des flèches sur un cycle d'osillation et contours de vitesse longitudinale (e-h) : contours de vorticité instantanée. Les frontières entre les zones de même valeur de quantité de mouvement sont indiquées par des lignes rouges. . . . .	110
7.14	Modèle de couche poroélastique. (a) Squelette du revêtement représenté par un petit nombre de fibres de référence (en gras), entouré chacun d'un volume de contrôle dans lequel la porosité et la non-isotropie sont prises en compte (en gris). (b) Modèle dynamique de la déformation du revêtement. . . . .	111

7.15 Coefficients aérodynamiques (coefficient de traînée à gauche et coefficient de portance à droite) sans contrôle (traits pointillés) et lorsque le revêtement poroélastique est activé (gras). Les instants relatifs aux champs instantanés représentés sur les figures 7.16 et 7.17 sont indiqués par des cercles régulièrement espacés dans le temps. . . . . 111

7.16 Dynamique des fibres de référence aux six instants  $t_1$  à  $t_6$  représentés sur la figure 7.15 (de gauche à droite, et de haut en bas). Les contours de vitesse verticale sont représentés en traits pleins pour les valeurs positives, et en traits pointillés pour les valeurs négatives. . . 112

7.17 Force exercée par le revêtement poroélastique sur le fluide aux six instants  $t_7$  à  $t_{12}$  représentés sur la figure 7.15 (de gauche à droite, et de haut en bas). Les contours de vitesse verticale sont représentés en traits pleins pour les valeurs positives, et en traits pointillés pour les valeurs négatives. . . . . 113

7.18 Paramètres géométriques de la configuration tridimensionnelle. . . . . 114

7.19 Gauche : Isocontours du critère  $Q$  à  $Re_D = 300$ . La configuration A est le cas sans filament et les configurations B and C correspondent à des espacements entre filaments égaux à 4 fois la longueur d'ondes des modes instables  $A$  et  $B$ , respectivement, qui sont observés sans la présence de filaments. Droite : spectre des forces de portance obtenus à  $Re_D = 200$ ; 8 filaments signifie que l'espacement est égal à  $4\lambda_A$  où  $\lambda_A \simeq 4D$ , et 32 filaments signifie que l'espacement correspond à  $4\lambda_B$  avec  $\lambda_B \simeq D$ . . . . . 114

# Table des algorithmes

1	Méthode de forçage direct appliquée aux équations de Navier Stokes. Publié dans Pinelli <i>et al.</i> (2010). . . . .	41
2	Implémentation de la méthode de forçage direct dans un schéma prédicteur-correcteur pour la pression. Publié dans Constant <i>et al.</i> (soumis 2016). . . . .	42
3	Méthode de forçage direct appliquée aux équations de Lattice Boltzmann. Schéma à deux étapes de résolution des équations. Publié dans Favier <i>et al.</i> (2014). . . . .	43
4	Méthode de forçage direct appliquée aux équations de Lattice Boltzmann. Schéma à une étape de résolution des équations. Publié dans Li <i>et al.</i> (2016). . . . .	44
5	Couplage de la méthode des frontières immergées aux équations de Lattice Boltzmann pour un fluide multicomposant. Publié dans Li <i>et al.</i> (2016). . . . .	48
6	Méthode de résolution de Lattice Boltzmann généralisé proposé par Guo et Zhao (2002). . . . .	51
7	Couplage de la méthode des frontières immergées aux équations de Lattice Boltzmann généralisé pour des milieux poreux instationnaires. Publié dans Pepona et Favier (2016). . . . .	53





# Bibliographie

- ADRIAN, R., MEINHART, C. ET TOMKINS, C. 2000 Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* **422**, 1–54.
- BALARAS, E. 2004 Modeling complex boundaries using an external force field on fixed cartesian grids in large-eddy simulations. *Computers and Fluids* **33** (3), 375 – 404.
- BARLOW, D. ET SLEIGH, M. 1993 Water propulsion speeds and power output by comb plates of the Ctenophore *Pleurobrachia pileus* under different conditions. *Journal of Experimental Biology* **183**, 149–163.
- BARLOW, D., SLEIGH, M. ET WHITE, R. 1993 Water flows around the comb plates of the Ctenophore *Pleurobrachia* plotted by computer : a model system for studying propulsion by antiplectic metachronism. *Journal of Experimental Biology* **177**, 113–128.
- BECHERT, D. ET BARTENWERFER, M. 1989 The viscous flow on surfaces with longitudinal ribs. *Journal of Fluid Mechanics* **206**, 105–129.
- BECHERT, D., BRUSE, M., HAGE, W. ET MEYER, R. 1997 Biological surfaces and their technological application - laboratory and flight experiments on drag reduction and separation control. In *Proceedings of the 28th Fluid Dynamics Conference. Snowmass Village, CO, USA*, pp. 263–270.
- BENJAMIN, T. 1960 Effects of a flexible boundary on hydro-dynamic stability. *Journal of Fluid Mechanics* **9**, 513–532.
- BERGER, T., KIM, J., LEE, C. ET LIM, J. 2000 Turbulent boundary layer control utilizing the Lorentz force. *Physics of Fluids* **12** (3), 631–649.
- BEYER, R. P. ET LEVEQUE, R. J. 1992 Analysis of a one-dimensional model for the immersed boundary method. *SIAM Journal on Numerical Analysis* **29** (2), 332 – 364.
- BHATNAGAR, P., GROSS, E. ET KROOK, M. 1954 A model for collision processes in gases. I : small amplitude processes in charged and neutral one-component system. *Physical Review* **94**, 511 – 525.
- BLAKE, J. 1971a Infinite models for ciliary propulsion. *Journal of Fluid Mechanics* **49**, 209–222.
- BLAKE, J. 1971b A spherical envelope approach to ciliary propulsion. *Journal of Fluid Mechanics* **46**, 199–208.
- BLAUSEN GALLERY 2014 Wikiversity journal of medicine. DOI :10.15347/wjm/2014.010.
- BRENNEN, C. 1974 An oscillating-boundary-layer theory for ciliary propulsion. *Journal of Fluid Mechanics* **65**, 799–824.
- BRENNEN, C. ET WINET, H. 1977 Fluid mechanics of propulsion by cilia and flagella. *Annual Review of Fluid Mechanics* **9**, 339–398.
- BRUNEAU, C.-H. ET MORTAZAVI, I. 2008 "numerical modelling and passive flow control using porous media. *Computers and Fluids* **37** (5), 488 – 498.

- BRÜCKER, C. ET WEIDNER, C. 2014 Influence of self-adaptive hairy flaps on the stall delay of an airfoil in ramp-up motion. *Journal of Fluids and Structures* **47** (0), 31 – 40.
- BUTTON, B. ET BOUCHER, R. 2008 Role of mechanical stress in regulating airway surface hydration and mucus clearance rates. *Respiratory physiology & neurobiology* **163** (1-3), 189–201.
- BUTTON, B., CAI, L., EHRE, C., KESIMER, M., HILL, D., SHEEHAN, J., BOUCHER, R. ET RUBINSTEIN, M. 2012 A Periciliary Brush Promotes the Lung Health by Separating the Mucus Layer from Airway Epithelia. *Science* **337** (6097), 937 – 941.
- CABRAL, B. ET LEEDOM, L. C. 1993 Imaging vector fields using line integral convolution. In *Proceedings of the 20th annual conference on Computer graphics and interactive techniques, ACM*, pp. 263–270.
- CAI, S.-G., OUAHSINE, A., FAVIER, J. ET HOARAU, Y. 2015 An efficient implicit direct forcing immersed boundary method. *Journal of Physics : Conference Series* **574** (012165).
- CARPENTER, P. ET GARRAD, A. 1985 The hydrodynamic stability of flow over Kramer-type compliant surfaces. I : Tollmien-Schlichting instabilities. *Journal of Fluid Mechanics* **155**, 465–510.
- CARPENTER, P. ET GARRAD, A. 1986 The hydrodynamic stability of flow over Kramer-type compliant surfaces. II : Flow-induced surface instabilities. *Journal of Fluid Mechanics* **170**, 199–232.
- CHANEZ, P. 2005 Severe asthma is an epithelial disease. *European Respiratory Journal* **25** (6), 945–946.
- CHANEZ, P., WENZEL, S., ANDERSON, G., ANTO, J., BEL, E., BOULET, L., BRIGHTLING, C., BUSSE, W., CASTRO, M., DAHLEN, B., DAHLEN, S., FABBRI, L., HOLGATE, S., HUMBERT, M., GAGA, M., JOOS, G., LEVY, B., RABE, K., STERK, P., WILSON, S. ET VACHIER, I. 2007 Severe asthma in adults : What are the important questions? *Journal of allergy and clinical immunology* **119** (6), 1337–1348.
- CHATEAU, S., FAVIER, J., D'ORTONA, U. ET PONCET, S. soumis 2016 A comparative study of meta-chronal waves in 3d cilia arrays immersed in a two-phase flow. *Journal of Fluid Mechanics* **submitted**.
- CHATELIN, R. 2013 Méthodes numériques pour l'écoulement de stokes 3d : fluides à viscosité variable en géométrie complexe mobile; application aux fluides biologiques. Thèse de doctorat, Institut de Mathématiques de Toulouse.
- CHEN, D., LIN, K. ET LIN, C. 2007 Immersed boundary method based lattice Boltzmann method to simulate 2D and 3D complex geometry flows. *International Journal of Modern Physics C* **18** (4), 585 – 594.
- CHEN, H., CHEN, S. ET MATTHAEUS, W. 1992 Recovery of the Navier-Stokes equations using a lattice-gas Boltzmann method. *Physical Review A* **45**, R5339–R5342.
- CHORIN, A. J. 1968 Numerical solution of Navier-Stokes equations. *Mathematics of Computation* **22** (104), 745–762.
- CONSTANT, E., LI, C., MELDI, M., MELIGA, P., FAVIER, J. ET SERRE, E. soumis 2016 Efficient implementation of a discrete immersed boundary method using OpenFOAM. *Computers and fluids* **submitted**.
- CRYSTAL, R., RANDELL, S., ENGELHARDT, J., VOYNOW, J. ET SUNDAY, M. 2008 Airway epithelial cells : current concepts and challenges. *Proceedings of the American Thoracic Society* **5** (7), 772–777.
- DARDIS, O. ET MACCLOSKEY, J. 1998 Lattice Boltzmann scheme with real numbered solid density for the simulation of flow in porous media. *Physical Review E* **57**, 4834–4837.
- DAUPTAIN, A., FAVIER, J. ET BOTTARO, A. 2008 Hydrodynamics of ciliary propulsion. *Journal of Fluids and Structures* **24** (8), 1156–1165.
- DAVENPORT, J. R. ET YODER, B. K. 2005 An incredible decade for the primary cilium : a look at a once-forgotten organelle. *American Journal of Physiology - Renal Physiology* **289** (6), F1159–F1169.

- DING, Y., NAWROTH, J. C., MCFALL-NGAI, M. J. ET KANSO, E. 2014 Mixing and transport by ciliary carpets : a numerical study. *Journal of Fluid Mechanics* **743** (3), 124–140.
- DOMENICHINI, F. 2008 On the consistency of the direct forcing method in the fractional step solution of the Navier–Stokes equations. *Journal of Computational Physics* **227** (12), 6372–6384.
- DUBIEF, Y. ET DELCAYRE, F. 2000 On coherent-vortex identification in turbulence. *Journal of Turbulence* **1** (1), 1—22.
- DUPUIS, A., CHATELAIN, P. ET KOUMOUTSAKOS, P. 2008 An immersed boundary–lattice-boltzmann method for the simulation of the flow past an impulsively started cylinder. *Journal of Computational Physics* **227** (9), 4486 – 4498.
- FADLUN, E., VERZICCO, R., ORLANDI, P. ET MOHD-YUSOF, J. 2000 Combined immersed-boundary finite-difference methods for three-dimensional complex flow simulations. *Journal of Computational Physics* **161** (1), 35 – 60.
- FAHY, J. V. ET DICKEY, B. F. 2010 Airway mucus function and dysfunction. *The New England journal of medicine* **363**, 2233–2247.
- FAUCI, L. ET DILLON, R. 2006 Biofluidmechanics of reproduction. *Annual Review of Fluid Mechanics* **38**, 371–394.
- FAVIER, J. 2007 *Contrôle d'écoulements : approche expérimentale et modélisation de dimension réduite*. Thèse de doctorat. Institut National Polytechnique de Toulouse.
- FAVIER, J., DAUPTAIN, A., BASSO, D. ET BOTTARO, A. 2009 Passive separation control using a self-adaptive hairy coating. *Journal of Fluid Mechanics* **627**, 451.
- FAVIER, J., PINELLI, A. ET PIOMELLI, U. 2012 Control of the separated flow around an airfoil using a wavy leading edge inspired by humpback whale flippers. *Comptes Rendus de Mécanique* **340** (1-2), 107–114.
- FAVIER, J., REVELL, A. ET PINELLI, A. 2014 A Lattice-Boltzmann - Immersed Boundary method to simulate the fluid interaction with moving and slender flexible objects. *Journal of Computational Physics* **261**, 145–161.
- FAVIER, J., REVELL, A. ET PINELLI, A. 2015 Numerical study of flapping filaments in a uniform fluid flow. *Journal of Fluids and Structures* **53**, 26–35.
- FENG, Z.-G. ET MICHAELIDES, E. E. 2004 The immersed boundary-lattice boltzmann method for solving fluid–particles interaction problems. *Journal of Computational Physics* **195** (2), 602 – 628.
- FINNIGAN, J. J. ET MULHEARN, P. J. 1978 Modelling waving crops in a wind tunnel. *Boundary-Layer Meteorology* **14**, 253–277.
- FISH, F. ET LAUDER, G. 2006a Passive and active flow control by swimming fishes and mammals. *Annual Review of Fluid Mechanics* **38**, 193–224.
- FISH, F. E. ET BATTLE, J. M. 1995 Hydrodynamic design of the humpback whale flipper. *Journal of Morphology* **225** (1), 51–60.
- FISH, F. E. ET LAUDER, G. V. 2006b Passive and active flow control by swimming fishes and mammals. *Annual Review of Fluid Mechanics* **38**, 193–224.
- FISH, F. E., WEBER, P. W., MURRAY, M. M. ET HOWLE, L. E. 2011 The tubercles on hump- back whales' flippers : application of bio-inspired technology. *Integrative and comparative biology* **51** (1), 203–13.
- GAD-EL-HAK, M. 2000 *Flow Control : Passive, Active, and Reactive Flow Management*. Cambridge University Press.
- GERMANO, M., PIOMELLI, U., MOIN, P. ET CABOT, W. H. 1991 A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics* **3** (1760).

- GOLDSTEIN, D., HANDLER, R. ET SIROVICH, L. 1993 Modeling a no-slip flow boundary with an external force field. *Journal of Computational Physics* **105** (2), 354 – 366.
- GRAS, D., BOURDIN, A., VACHIER, I., DE SENNEVILLE, L., BONNANS, C. ET CHANEZ, P. 2012 An ex vivo model of severe asthma using reconstituted human bronchial epithelium. *The Journal of allergy and clinical immunology* **129** (5), 1259–1266.
- GRAY, J. ET SAND, A. 1936 The Locomotory Rhythm of the Dogfish (*Scyllium canicula*). *Journal of Experimental Biology* **13** (2), 200–209.
- GUO, H., NAWROTH, J., DING, Y. ET KANSO, E. 2014 Cilia beating patterns are not hydrodynamically optimal. *Physics of FLuids* **26**, 091901.
- GUO, Z. ET SHU, C. 2013 *Advances in Computational Fluid Dynamics - Vol.3 - Lattice Boltzmann Method and its Applications in Engineering*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.
- GUO, Z. ET ZHAO, T. S. 2002 Lattice Boltzmann model for incompressible flows through porous media. *Physical Review E* **66**, 036304.
- GUO, Z., ZHENG, C. ET SHI, B. 2002 Discrete lattice effects on the forcing term in the lattice boltzmann method. *Phys. Rev. E* **65**, 046308.
- HANSEN, K. L., KELSO, R. M. ET DALLY., B. B. 2011 Performance variations of leading-edge tubercles for distinct airfoil profiles. *AIAA Journal* **49** (1), 185–194.
- HE, X., CHEN, S. ET DOOLEN, G. 1998 A novel thermal model for the lattice Boltzmann method in incompressible limit. *Journal of Computational Physics* **146**, 282 – 300.
- HE, X. ET LUO, L. 1997 A priori derivation of the lattice boltzmann equation. *Physical Review E* **55** (6), R6333–R6336.
- HIROKAWA, N., TANAKA, Y., OKADA, Y. ET TAKEDA, S. 2006 Nodal flow and the generation of left-right asymmetry. *Cell* **1**, 33–45.
- HÖPPFNER, J., BOTTARO, A. ET FAVIER, J. 2010 Mechanisms of non-modal energy amplification in channel flow between compliant walls. *Journal of Fluid Mechanics* **642**, 489– 507.
- HUANG, H., KRAFCZYK, M. ET LU, X. 2011 Forcing term in single-phase and Shan-Chen-type multi-phase lattice Boltzmann models. *Physical Review E* **84**, 046710.
- HUANG, H., THORNE, D., SCHAAP, M. ET SUKOP, M. 2007a Proposed approximation for contact angles in Shan-and-Chen-type multicomponent multiphase lattice Boltzmann models. *Physical Review E* **76**, 066701.
- HUANG, W.-X., SHIN, S. J. ET SUNG, H. J. 2007b Simulation of flexible filaments in a uniform flow by the immersed boundary method. *Journal of Computational Physics* **226** (2), 2206 – 2228.
- HUNT, J. C. R., WRAY, A. A. ET MOIN, P. 1988 Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows. In *studying turbulence using numerical simulation databases, 2. Proceedings of the 1988 Summer Program.*, pp. 193–208. Stanford University.
- IKENO, T. ET KAJISHIMA, T. 2007 Finite-difference immersed boundary method consistent with wall conditions for incompressible turbulent flow simulations. *Journal of Computational Physics* **226** (2), 1485–1508.
- ISSA, R. I. 1985 Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational Physics* **62**, 40 – 65.
- ISSA, R. I. 1986 Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational physics* **62** (1), 40–65.
- J. KIM, P. M. 1985 Application of a fractional step method to incompressible navier-stokes equations. *Journal of Computational Physics* **59**, 308–323.

- JASAK, H., RIGLER, D. ET TUKOVIC, Z. 2014 Design and implementation of immersed boundary method with discrete forcing approach for boundary conditions. *In proceedings of 6th European Congress on Computational Fluid Dynamics - ECFD VI Barcelona, Spain* pp. 20–25.
- JI, C., MUNJIZA, A. ET WILLIAMS, J. 2012 A novel iterative direct-forcing immersed boundary method and its finite volume applications. *Journal of Computational Physics* **231**, 1797 – 1821.
- JOHARI, H., HENOCH, C. W., CUSTODIO, D. ET LEVSHIN, A. 2007 Effects of leading-edge protuberances on airfoil performance. *AIAA Journal* **45** (11), 2634–2642.
- JUNG, W., MANGIAVACCHI, N. ET AKHAVAN, R. 1992 Suppression of turbulence in wall-bounded flows by high-frequency spanwise oscillations. *Physics of Fluids A* **4**, 1605–1607.
- KAN, J. V. 1986 A second-order accurate pressure-correction scheme for viscous incompressible flow. *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing* **7**, 870–891.
- KANSA, E. 1990 Multiquadrics—a scattered data approximation scheme with applications to computational fluid-dynamics — II solutions to parabolic, hyperbolic and elliptic partial differential equations. *Computers & Mathematics with Applications* **19** (8), 147 – 161.
- KELLER, S., WU, T. ET BRENNEN, C. 1975 A traction layer model for ciliary propulsion. In *Plenum Press, New York*, pp. 253–271. Pasadena, Ca.
- KEMPE, T. ET FRÖHLICH, J. 2012 An improved immersed boundary method with direct forcing for the simulation of particle laden flows. *Journal of Computational Physics* **231**, 3663 – 3684.
- KHELLOUFI, M. K. 2015 *Physique de la dynamique mucociliaire / Dispositif d'étude de la migration cellulaire 3D Application à l'asthme et à la BPCO*. Thèse de doctorat. Aix Marseille Université.
- KIM, J., KIM, D. ET CHOI, H. 2001 An immersed-boundary finite-volume method for simulations of flow in complex geometries. *Journal of Computational Physics* **171** (1), 132 – 150.
- KIM, Y. ET PESKIN, C. S. 2006 2d parachute simulation by the immersed boundary method. *SIAM J. Sci. Comput.* **28** (6), 2294–2312.
- KNOWLES, M. R. ET BOUCHER, R. C. 2008 Mucus clearance as a primary innate defense mechanism for mammalian airways. *The Journal of Clinical Investigation* **109**, 571–577.
- KOCH, D. L. ET LADD, A. J. C. 1997 Moderate Reynolds number flows through periodic and random arrays of aligned cylinders. *Journal of Fluid Mechanics* **349**, 31–66.
- KRIEGER, K. 2004 Do pool sharks really swim faster? *Science* **305**, 636–637.
- KUNZE, S. ET BRUECKER, C. 2012 Control of vortex shedding on a circular cylinder using self-adaptive hairy-flaps. *Comptes Rendus Mécanique* **340** (1), 41–56.
- LAFFORGUE, O., MITHALAL, A., PONCET, S., GIOVANETTI, P., SEYSSIECQ, I., FAVIER, J. ET REYNAUD-GAUBERT, M. soumis 2016 Bronchial clearance : evaluation of an innovative medical device, the simeox. *Kinésithérapie la revue* **submitted**.
- LAFFORGUE, O., PONCET, S., SEYSSIECQ, I. ET FAVIER, J. 2016 Rheological characterization of macromolecular colloidal gels as simulant of bronchial mucus. In *32nd International Conference of the Polymer Processing Society (PPS-32), Lyon France July 25-29*.
- LAI, M.-C. ET PESKIN, C. S. 2000 An immersed boundary method with formal second-order accuracy and reduced numerical viscosity. *Journal of Computational Physics* **160** (2), 705 – 719.
- LANDAHL, M. 1962 On the stability of a laminar incompressible boundary layer over a flexible surface. *Journal of Fluid Mechanics* **13**, 609–632.
- LI, Q., LUO, K. ET LI, X. 2012 Forcing scheme in pseudopotential lattice Boltzmann model for multiphase flows. *Physical Review E* **86**, 016709.

- LI, Z. ET FAVIER, J. soumis 2016 A strong coupling of finite element and lattice boltzmann methods via an immersed boundary scheme for fluid-structure interaction. *Journal of Fluids and Structures* **submitted**.
- LI, Z., FAVIER, J., D'ORTONA, U. ET PONCET, S. 2016 An immersed boundary-lattice boltzmann method for single- and multi-component fluid flows. *Journal of Computational Physics* **304**, 424–440.
- LIGHTHILL, J. 1976 Flagellar hydrodynamics. *SIAM Review* **18**, 161–230.
- LILY, D. K. 1992 A proposed modification of the germano subgrid-scale closure method. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics* **4** (633).
- LIU, W. K., JUN, S. ET ZHANG, Y. F. 1995 Reproducing kernel particle methods. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* **20** (8-9), 1081–1106.
- LUCHINI, P., MANZO, F. ET POZZI, A. 1991 Resistance of a grooved surface to parallel flow and cross-flow. *Journal of Fluid Mechanics* **228**, 87–109.
- MALASPINAS, O. 2009 *Lattice Boltzmann method for the simulation of viscoelastic fluid flows*. Thèse de doctorat. École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL).
- MARTYS, N. ET CHEN, H. 1996 Simulation of multicomponent fluids in complex three-dimensional geometries by the lattice Boltzmann method. *Physical Review E* **53**, 743 – 750.
- MERCER, R., RUSSELL, M., ROGGLI, V. ET CRAPO, J. 1994 Cell number and distribution in human and rat airways. *American Journal of Respiratory Cell and Molecular Biology* **10** (6), 613 – 624.
- MEYER, R., HAGE, W., BECHERT, D., SCHATZ, M., KNACKE, T. ET THIELE, F. 2007 Separation control by self-activated movable flaps. *AIAA Journal* **45** (1), 191–199.
- MICHELIN, S. ET SMITH, S. L. 2009 Linear stability analysis of coupled parallel flexible plates in an axial flow. *Journal of Fluids and Structures* **25** (7), 1136 – 1157.
- MIKLOSOVIC, D. S., MURRAY, M. M. ET HOWLE, L. E. 2007 Experimental evaluation of sinusoidal leading edges. *Journal of Aircraft* **44** (4), 1404–1408.
- MIKLOSOVIC, D. S., MURRAY, M. M., HOWLE, L. E. ET FISH, F. E. 2004 Leading-edge tubercles delay stall on humpback whale (megaptera novaeangliae) flippers. *Physics of Fluids* **16** (5), L39–L42.
- MITTAL, R., DONG, H., BOZKURTAS, M., NAJJAR, F., VARGAS, A. ET VON LOEBBECKE, A. 2008 A versatile sharp interface immersed boundary method for incompressible flows with complex boundaries. *Journal of Computational Physics* **227**, 4825–4852.
- MITTAL, R. ET IACCARINO, G. 2005 Immersed boundary methods. *Annual Review of Fluid Mechanics* **37**, 239 – 261.
- MOHD-YUSOF, J. P. ET LEVEQUE, R. J. 1997 Combined immersed-boundary/b-spline methods for simulations of flow in complex geometries. *Center for Turbulence Research - Annual Research Briefs* pp. 317 – 327.
- NATALI, D., J., P., A., M. ET BAGHERI, S. 2016 Stabilizing effect of porosity on a flapping filament. *Journal of Fluids and Structures* **61**, 362–375.
- NEZU, I. ET OKAMOTO, T. 2010 The effect of coherent waving motion on turbulence structure in flexible vegetated open channel flows. *River Flow* pp. 429–436.
- VAN NIEROP, E., ALBEN, S. ET BRENNER, M. 2008 How bumps on whale flippers delay stall : An aerodynamic model. *Physical Review Letters* **100** (5), 1–4.
- NITHIARU, P., N., S. K. ET SUNDARARAJAN, T. 1997 Natural convective heat transfer in a fluid saturated variable porosity medium. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **40**, 3955 – 3967.

- NIU, X., SHU, C., CHEW, Y. ET PENG, Y. 2006 A momentum exchange-based immersed boundary-lattice boltzmann method for simulating incompressible viscous flows. *Physics Letters A* **354** (3), 173 – 182.
- NOURGALIEV, R. R., DINH, T. N., THEOFANOUS, T. G. ET JOSEPH, D. 2003 The lattice boltzmann equation method : Theoretical interpretation, numerics and implications. *International Journal of Multiphase Flow* pp. 117–169.
- OKADA, Y., TAKEDA, S., TANAKA, Y., IZPISÚA BELMONTE, J. C. ET HIROKAWA, N. 2005 Mechanism of nodal flow : a conserved symmetry breaking event in left-right axis determination. *Cell* **121**, 633–644.
- OKTEM, S., KARADAG, B., ERDEM, E., GOKDEMIR, Y., KARAKOC, F., DAGLI, E. ET ERSU, R. 2013 Sleep disordered breathing in patients with primary ciliary dyskinesia. *Pediatric pulmonology* **48** (9), 897–903.
- PEDRO, H. T. C. ET KOBAYASHI, M. H. 2008 Numerical study of stall delay on humpback whale flippers. In *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada.
- PEPONA, M. 2016 A coupled immersed boundary - lattice boltzmann method for incompressible flows through porous media. Thèse de doctorat - en cours de rédaction, Aix Marseille Université.
- PEPONA, M. ET FAVIER, J. 2016 The coupled immersed boundary - lattice boltzmann method for incompressible flows through porous media. *Journal of Computational Physics* **321**, 1170–1184.
- PESKIN, C. S. 1972 Flow patterns around heart valves : a numerical method. *Journal of Computational Physics* **10**, 252–271.
- PESKIN, C. S. 2002 The immersed boundary method. *Acta Numerica* **11**, 1 – 39.
- PHAN-THIEN, N., TRAN-CONG, T. ET RAMIA, M. 1987 A boundary element analysis of flagellar propulsion. *Journal of Fluid Mechanics* **184**, 533–549.
- PINELLI, A., NAQAVI, I., PIOMELLI, U. ET FAVIER, J. 2010 Immersed-boundary methods for general finite-difference and finite-volume Navier-Stokes solvers. *Journal of Computational Physics* **229**, 9073–9091.
- PORTER, M., COON, E., KANG, Q., MOULTON, J. ET CAREY, J. 2012 Multicomponent interparticle-potential lattice Boltzmann model for fluids with large viscosity ratios. *Physical Review E* **86** (3), 036701.
- QIAN, Y., D'HUMIÈRES, D. ET LALLEMAND, P. 1992 Lattice BGK Models for Navier-Stokes Equation. *Europhysics Letters* **17** (6), 479 – 484.
- REYNOLDS, A. 1965 The swimming of minute organisms. *Journal of Fluid Mechanics* **23**, 241–260.
- RICCO, P. ET QUADRIO, M. 2008 Wall-oscillation conditions for drag reduction in turbulent channel flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow* **29** (4), 891–902.
- RISTROPH, L. ET ZHANG, J. 2008 Anomalous Hydrodynamic Drafting of Interacting Flapping Flags. *Physical Review Letters* **101** (19), 194502–4.
- ROMA, A. M., PESKIN, C. S. ET BERGER, M. J. 1999 An adaptive version of the immersed boundary method. *Journal of Computational Physics* **153**, 509–534.
- ROSTI, M. E., OMIDYEGANEH, M. ET PINELLI, A. 2016 Direct numerical simulation of the flow around an aerofoil in ramp-up motion. *Physics of Fluids* **28**, 025106.
- SAGAUT, P. 2000 *Large eddy simulation for incompressible flows*, , vol. 3. Springer Berlin.
- SCHOUWEILER, L. ET ELOY, C. 2009 Coupled flutter of parallel plates. *Physics of fluids* **21**, 081703.
- SHAN, X. ET CHEN, H. 1993 Lattice Boltzmann model for simulating flows with multiple phases and components. *Physical Review E* **47** (3), 1815 – 1819.

- SHAN, X. ET DOOLEN, G. 1995 Multicomponent Lattice-Boltzmann Model with Interparticle Interaction. *Journal of Statistical Physics* **81**, 379 – 393.
- SHAN, X., YUAN, X. ET CHEN, H. 2006 Kinetic theory representation of hydrodynamics : a way beyond the Navier-Stokes equation. *Journal of Fluid Mechanics* **550**, 413 – 441.
- SHAO, J., SHU, C. ET CHEW, Y. 2013 Development of an immersed boundary-phase field-lattice Boltzmann method for Neumann boundary condition to study contact line dynamics. *Journal of Computational Physics* **234**, 8 – 32.
- SIYAHHAN, B., KNOBLOCH, V., DE ZÉLICOURT, D., ASGARI, M., SCHMID DANERS, M., POULIKAKOS, D. ET KURTCUOGLU, V. 2014 Flow induced by ependymal cilia dominates near-wall cerebrospinal fluid dynamics in the lateral ventricles. *Journal of the Royal Society, Interface* **11**, 20131189.
- SKILLEN, A., REVELL, A., PINELLI, A., PIOMELLI, U. ET FAVIER, J. 2015 Flow over a wing with leading-edge undulations. *AIAA Journal* **53** (2), 464–472.
- SMAGORINSKY, J. 1963 General circulation experiments with the primitive equations : I. the basic experiment. *Monthly weather review* **91** (3), 99–164.
- SPAID, M. A. A. ET PHELAN, F. R. 1997 Lattice Boltzmann methods for modeling microscale flows in fibrous porous media. *Physics of Fluids* **9**, 2468–2474.
- STANWAY, M. J. 2008 Hydrodynamic effects of leading-edge tubercles on control surfaces and in flapping foil propulsion. Master thesis, Massachusetts Institute of Technology.
- STOCKIE, J. M. 2009 Modelling and simulation of porous immersed boundaries. *Computers and Structures* **87** (11–12), 701 – 709.
- SUCCI, S. 2001 *The lattice Boltzmann equation*. Oxford university press New York.
- TAIRA, K. ET COLONIUS, T. 2007 The immersed boundary method : A projection approach. *Journal of Computational Physics* **225** (10), 2118–2137.
- TAYLOR, G. I. 1951 Analysis of the swimming of microscopic organisms. *Proceedings of the Royal Society* **A209**, 447–461.
- TOJA-SILVA, F., FAVIER, J. ET PINELLI, A. 2014 Radial basis function (rbf)-based interpolation and spreading for the immersed boundary method. *Computers and Fluids* **105**, 66 – 75.
- TSENG, Y. H. ET FERZIGER, J. 2003 A ghost-cell immersed boundary method for flow in complex geometry. *Journal of Computational Physics* **192**, 593– 623.
- TUCK, E. 1968 A note on a swimming problem. *Journal of Fluid Mechanics* **31**, 305–308.
- UHLMANN, M. 2005 An immersed boundary method with direct forcing for the simulation of particulate flows. *Journal of Computational Physics* **209** (2), 448 – 476.
- VALERO-LARA, P., IGUAL, F. D., PRIETO-MATIAS, M., PINELLI, A. ET FAVIER, J. 2015 Accelerating fluid-solid simulations (lattice-boltzmann & immersed-boundary) on heterogeneous architectures. *Journal of Computational Science* **10**, 249–261.
- VAN NIEROP, E., ALBEN, S. ET BRENNER, M. 2008 How Bumps on Whale Flippers Delay Stall : An Aerodynamic Model. *Physical Review Letters* **100** (5), 54502.
- VIOTTI, C., QUADRIO, M. ET LUCHINI, P. 2009 Streamwise oscillation of spanwise velocity at the wall of a channel for turbulent drag reduction. *Physics of Fluids* **21**, 115109.
- VISWANATH, P. 2002 Aircraft viscous drag reduction using riblets. *Progress in Aerospace Sciences* **38** (6–7), 571–600.
- WANG, L., WANG, L.-P., GUO, Z. ET MI, J. 2015 Volume-averaged macroscopic equation for fluid flow in moving porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **82**, 357 – 368.



- WATTS, P. ET FISH, F. E. 2001 The influence of passive, leading edge tubercles on wing performance. In *Proc. of Twelfth International Symposium on Unmanned Untethered Submersible Technology (UUST)*. Durham, New Hampshire.
- WEBER, P. W., HOWLE, L. E., MURRAY, M. M. ET MIKLOSOVIC, D. S. 2011 Computational evaluation of the performance of lifting surfaces with leading-edge protuberances. *Journal of Aircraft* **48** (2), 591–600.
- WEIBEL, E. R. 1984 *The Pathway for Oxygen : Structure and function in the mammalian respiratory system*. Cambridge, Mass : Harvard University Press.
- WILLIAMSON, C. 1996 Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annual Review of Fluid Mechanics* **28** (1), 477–539.
- WU, J. ET C. SHU, C. 2009 Implicit velocity correction-based immersed boundary-lattice Boltzmann method and its applications. *Journal of Computational Physics* **228**, 1963 – 1979.
- XINGWEI, Z., CHAOYING, Z., TAO, Z. ET WENYING, J. 2013 Numerical study on effect of leading- edge tubercles. *Aircraft Engineering and Aerospace Technology* **85** (4), 247—257.
- XU, J., MAXEY, M. ET KARNIADAKIS, G. 2002 Numerical simulation of turbulent drag reduction using micro-bubbles. *Journal of Fluid Mechanics* **468**, 271–281.
- YANG, X., ZHANG, X., LI, Z. ET HE, G.-W. 2009 A smoothing technique for discrete delta functions with application to immersed boundary method in moving boundary simulations. *Journal of Computational Physics* **228** (20), 7821 – 7836.
- YE, T., MITTAL, R., UDAYKUMAR, H. S. ET SHYY, W. 1999 An accurate cartesian grid method for viscous incompressible flows with complex immersed boundaries. *Journal of Computational Physics* **156**, 209–240.
- YOON, H. S., HUNG, P. A., JUNG, J. H. ET KIM, M. C. 2011 Effect of the wavy leading edge on hydrodynamic characteristics for flow around low aspect ratio wing. *Computers and Fluids* **49** (1), 276—289.
- ZAMPOGNA, G. A. ET BOTTARO, A. 2016 Fluid flow over and through a regular bundle of rigid fibres. *Journal of Fluid Mechanics* **792**, 5–35.
- ZHANG, J., CHILDRESS, S., LIBCHABER, A. ET SHELLEY, M. 2000 Flexible filaments in a flowing soap film as a model for one-dimensional flags in a two-dimensional wind. *Nature* **408**, 835–839.
- ZHANG, M. M., WANG, G. F., ET XU, J. Z. 2013 Aerodynamic control of low-reynolds-number airfoil with leading- edge protuberances. *AIAA Journal* **51** (8), 1960–1971.
- ZOU, Q. ET HE, X. 1997 On pressure and velocity boundary conditions for the lattice Boltzmann BGK model. *Physics of Fluids* **9**, 1591 – 1598.





Aix Marseille Université  
HDR  
*date prévue : 16 novembre 2016*

**Julien Favier**

Modélisation et simulation numérique d'écoulements au voisinage de parois biologiques ciliées et de revêtements aéronautiques bioinspirés

Ce mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches synthétise dix années de recherche en simulation numérique d'écoulements de fluides en interaction avec des structures à géométries complexes ou déformables. Il comprend une composante méthodologique numérique forte, centrée sur les frontières immergées. Le premier domaine d'application concerne l'étude des écoulements biologiques, avec la nage de micro-organismes par propulsion ciliaire et le transport de fluide par cellules épithéliales ciliées dans le corps humain. L'autre secteur applicatif de ces recherches concerne l'amélioration de performances aérodynamiques, par le développement de concepts de contrôle d'écoulements biomimétiques, avec l'étude de revêtements aéronautiques inspirés de plumage ou de peaux d'animaux.

**Mots-clés** : méthodes des frontières immergées, biomimétique, contrôle d'écoulements, interaction fluide-structure, écoulements pulmonaires

---

Modeling and numerical simulation of flows around biological ciliated walls and bioinspired aeronautical coatings

This memorandum for the accreditation to supervise researches is a synthetic summary of ten years of research in the field of numerical simulation of fluid flows in interaction with complex and deformable structures. It has a strong methodological background, centered on the immersed boundary method. The first application concerns biological flows with the swimming of microorganisms by ciliary propulsion, and the transport of fluid by ciliated epithelial cells in human body. The other application field concerns the improvement of aerodynamical performances, by the development of bioinspired flow control actuators, with the study of aeronautical coatings mimicking feathers or animal skins.

**Keywords** : immersed boundary method, biomimetics, flow control, fluid structure interaction, respiratory flows

*Laboratoire de Mécanique, Modélisation et Procédés Propres - UMR7340 CNRS  
Aix Marseille Université, Technopôle de Château-Gombert, Centrale Marseille, 38 rue  
Frédéric Joliot Curie, 13451 Marseille Cedex 20*