



**HAL**  
open science

# Modélisation des effets de sillage d'une hydrolienne avec la méthode de Boltzmann sur réseau

Mikaël Grondeau

► **To cite this version:**

Mikaël Grondeau. Modélisation des effets de sillage d'une hydrolienne avec la méthode de Boltzmann sur réseau. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Normandie Université, 2018. Français. NNT : 2018NORMC257 . tel-02141153

**HAL Id: tel-02141153**

**<https://theses.hal.science/tel-02141153v1>**

Submitted on 27 May 2019

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

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



Normandie Université

## THÈSE

**Pour obtenir le diplôme de doctorat**

**Spécialité MECANIQUE DES FLUIDES, ENERGETIQUE, THERMIQUE, COMBUSTION,  
ACOUSTIQUE**

**Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie**

**Modélisation des effets de sillage d'une hydrolienne avec la  
méthode de Boltzmann sur réseau**

**Présentée et soutenue par  
Mikael GRONDEAU**

**Thèse soutenue publiquement le 11/12/2018  
devant le jury composé de**

M. PHILIPPE GLEIZON	Chargé de recherche HDR, North Highland College	Rapporteur du jury
M. PIERRE SAGAUT	Professeur des universités, Aix-Marseille Université	Rapporteur du jury
Mme HENDA DJERIDI	Professeur des universités, Université Grenoble Alpes	Président du jury
M. GREGORY GERMAIN	Directeur de recherche, IFREMER centre de Boulogne	Membre du jury
M. JEAN-JACQUES MAISONNEUVE	Docteur, Naval Group /SIREHNA	Membre du jury
M. EMMANUEL POIZOT	Docteur, INTECHMER Cherbourg	Membre du jury
M. SYLVAIN GUILLOU	Professeur des universités, Université Caen Normandie	Directeur de thèse
M. YANN MEAR	Professeur des universités, INTECHMER Cherbourg	Co-directeur de thèse

**Thèse dirigée par SYLVAIN GUILLOU et YANN MEAR, Laboratoire universitaire des sciences appliquées de cherbourg (Caen)**



UNIVERSITÉ  
CAEN  
NORMANDIE



---

# Remerciements

Le travail présenté dans ce manuscrit a été réalisé au Laboratoire Universitaire des Sciences Appliquées de Cherbourg (LUSAC) en collaboration avec l'entreprise Sirehna dans le cadre d'une convention CIFRE. Je remercie donc l'ANRT et l'entreprise Sirehna sans qui cette thèse n'aurait pas eu lieu. Je remercie le Centre Régional Informatique et d'Application Numériques de Normandie et le conseil départemental de la Manche pour avoir mis à notre disposition des moyens de calcul ainsi que l'IFREMER pour les précieux éclaircissements fournis.

Je remercie très sincèrement M. Philippe GLEIZON, Maître de Conférence HDR à *University of the Highlands and Islands*, et M. Pierre SAGAUT, Professeur à l'Université d'Aix Marseille, pour avoir accepté de rapporter sur ma thèse.

Je remercie également Mme. Henda DJERIDI, Professeur à l'Université de Grenoble Alpe, et M. Grégory GERMAIN, Chargé de Recherche HDR à l'IFREMER de Boulogne sur Mer, pour avoir accepté d'examiner ce travail.

Je remercie l'ensemble de mes encadrants du laboratoire et de l'entreprise qui ont permis d'aboutir à ce travail. En particulier Sylvain GUILLOU pour avoir toujours été présent pour répondre à mes questions et Emmanuel POIZOT pour le temps passé à discuter C++ et LBM. Je remercie également Jean-Charles POIRIER, sans qui les modélisations de l'hydrolienne auraient été plus laborieuses... Et finalement Yann MEAR et Jean-Jacques MAISONNEUVE qui ont largement fait progresser mes capacités rédactionnelles!

Je remercie bien sur tout le personnel du site universitaire de Cherbourg et de Sirehna qui m'ont assisté de près ou de loin pendant ma thèse.

Je tiens également à remercier chaleureusement l'ensemble de mes collègues du laboratoire du LUSAC à Cherbourg. Ces trois années auraient été beaucoup plus longues sans l'ambiance de travail très agréable que l'on y trouve! Je remercie plus particulièrement Philippe MERCIER, mon collègue LBM, avec qui il a été fort sympathique de découvrir (non sans mal) la LBM et le fonctionnement du "code"... Et je n'oublie pas les sorties extra-boulots et mes collègues de rando/plage/pub que je remercie pour tous ces bons moments.

Merci à mes coloc (Guillaume, Paul, Lucille et Berg) pour m'avoir remonté le moral (et parfois nourri) dans les moments difficiles! Une pensée aux brestois

---

(Yann, Yohan, Anaïs, Tanguy, Erwan, Robin et Anne) pour les weekends détente. Merci aussi à Kévin et Guislaine grâce à qui mon arrivée à Cherbourg s'est faite dans la joie et la bonne humeur !

Et enfin un gros bisou à mon frère, ma mère et mon père pour m'avoir soutenu et encouragé pendant ces trois ans et un grand merci aussi à toute ma famille pour les moments d'évasion !

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>1</b>
<b>Table des matières</b>	<b>3</b>
<b>Nomenclature</b>	<b>7</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>11</b>
1.1 L'énergie hydrolienne . . . . .	11
1.1.1 Les énergies renouvelables . . . . .	11
1.1.2 La marée océanique . . . . .	13
1.1.3 Extraire l'énergie des courants de marée . . . . .	15
1.1.4 La turbulence en environnement marin et ses effets sur les hydroliennes . . . . .	19
1.2 La modélisation des hydroliennes . . . . .	22
1.2.1 Les méthodes BEMT . . . . .	24
1.2.2 Les méthodes CFD stationnaires . . . . .	25
1.2.3 Les méthodes CFD instationnaires . . . . .	26
1.3 La méthode de Boltzmann en CFD . . . . .	28
1.3.1 L'outil LBM . . . . .	28
1.3.2 Modélisations existantes de machines tournantes . . . . .	29
1.4 Synthèse . . . . .	30
<b>2 Méthodes et techniques</b>	<b>33</b>
2.1 Introduction à l'équation de Boltzmann . . . . .	33
2.2 La méthode de Boltzmann sur réseau . . . . .	35
2.3 Conditions initiales et limites . . . . .	38
2.3.1 Les conditions initiales . . . . .	38
2.3.2 Les conditions aux limites du domaine . . . . .	38
2.3.3 La périodicité . . . . .	40
2.3.4 Amortissement des fluctuations de vitesse sur les frontières du domaine . . . . .	41
2.3.5 Absorption des ondes de pression sur les frontières du domaine	41
2.3.6 Commentaires sur les fluctuations de densité . . . . .	43
2.4 Les opérateurs de collision . . . . .	43

2.4.1	L'opérateur de collision à plusieurs temps de relaxation . . .	43
2.4.2	La procédure de régularisation . . . . .	44
2.4.3	L'opérateur de collision récursif et régularisé (RR) . . . . .	45
2.5	Les solides immergés . . . . .	46
2.5.1	Le bounce-back . . . . .	46
2.5.2	Les frontières immergées . . . . .	48
2.5.3	Bilan sur les conditions pour solides immergés . . . . .	51
2.6	Les modèles LES . . . . .	51
2.6.1	Le modèle de Smagorinsky . . . . .	51
2.6.2	Le modèle WALE . . . . .	52
2.6.3	La modélisation LES en LBM . . . . .	52
2.7	Le raffinement local du maillage . . . . .	53
2.7.1	Couplage du niveau fin vers le niveau grossier . . . . .	55
2.7.2	Couplage du niveau grossier vers le niveau fin . . . . .	56
2.7.3	Déroulement du couplage . . . . .	56
2.7.4	Processus de raffinement . . . . .	57
2.8	Commentaires sur les performances de Palabos . . . . .	57
2.9	Synthèse . . . . .	60
<b>3</b>	<b>Modélisation d'objets mobiles</b>	<b>61</b>
3.1	Écoulements laminaires . . . . .	61
3.1.1	Écoulement de Poiseuille plan . . . . .	62
3.1.2	Écoulement laminaire autour d'un cylindre plan . . . . .	64
3.2	Écoulements turbulents en canal . . . . .	67
3.2.1	Écoulements en canal périodique . . . . .	67
3.2.2	La génération d'une condition d'entrée turbulente . . . . .	78
3.2.3	Écoulements en canal non-périodique . . . . .	80
3.2.4	Bilan sur les écoulements en canal . . . . .	82
3.3	Écoulements turbulents - objets immergés . . . . .	83
3.3.1	Méthode concernant la géométrie . . . . .	83
3.3.2	Un modèles de paroi pour la méthode des frontières immergées	84
3.3.3	Les modèles de paroi déjà existants . . . . .	90
3.3.4	Les modèles de paroi implémentés ou modifiés . . . . .	95
3.4	Synthèse . . . . .	106
<b>4</b>	<b>Modélisation d'une hydrolienne</b>	<b>107</b>
4.1	Présentation du cas de référence . . . . .	107
4.2	Le modèle LBM-LES . . . . .	109
4.3	Le maillage . . . . .	110
4.4	Génération de la turbulence amont . . . . .	116
4.4.1	La SEM à divergence nulle . . . . .	117
4.4.2	Génération de la turbulence à $I = 3\%$ . . . . .	119
4.4.3	Génération de la turbulence à $I = 12.5\%$ . . . . .	123
4.5	Simulation à faible taux de turbulence . . . . .	127

Table des matières

---

4.6	Simulation à taux de turbulence élevé . . . . .	132
4.7	Simulation à un taux de turbulence intermédiaire . . . . .	136
4.8	Analyse du sillage . . . . .	141
4.9	Synthèse . . . . .	147
<b>5</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>149</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>151</b>
	<b>Liste des figures</b>	<b>161</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>167</b>



# Nomenclature

Objet	Description	Unité
-------	-------------	-------

## Acronymes

<i>BEMT</i>	<i>Blade Element Momentum Theory</i>	
<i>BGK</i>	Opérateur de collision Bhatnagar-Gross-Krook	
<i>CFD</i>	<i>Computational Fluid Dynamics</i>	
<i>DES</i>	<i>Detached Eddy Simulation</i>	
<i>DNS</i>	<i>Direct Numerical Simulation</i>	
<i>EMEC</i>	<i>European Marine Energy Center</i>	
<i>EMR</i>	Énergie Marine Renouvelable	
<i>IBM</i>	<i>Immersed Boundary Method</i>	
<i>LBM</i>	<i>Lattice Boltzmann Method</i>	
<i>LES</i>	<i>Large Eddy Simulation</i>	
<i>MRT</i>	<i>Multiple Relaxation Time</i>	
<i>NS</i>	Navier-Stokes	
<i>RANS</i>	<i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i>	
<i>SRT</i>	<i>Single Relaxation Time</i>	
<i>TBLE</i>	<i>Turbulent Boundary-Layer Equations</i>	
<i>U – RANS</i>	<i>Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes</i>	
<i>DFSEM</i>	<i>Divergence-Free Synthetic Eddy Method</i>	
<i>RR</i>	Récurrent et régularisé	
<i>SEM</i>	<i>Synthetic Eddy Method</i>	

STL	<i>STereo-Lithography</i>
TRT	<i>Two Relaxation Time</i>

## Conventions

$\prime$	Fluctuation par rapport à la moyenne
$\langle . \rangle$	Moyenne temporelle
$\langle . \prime \rangle$	Moyenne des fluctuations par rapport à la moyenne
$\mathbf{a}$	Notation d'un vecteur de norme a

## Lettres grecques

$\Delta t$	Pas de temps	$s$
$\Delta x^+$	Taille de maille adimensionnée par les échelles visqueuses	-
$\Delta x$	Pas d'espace	$m$
$\eta$	Échelle de Kolmogorov	$m$
$\alpha_k$	Intensité des tourbillons SEM	-
$\kappa$	Constante de von Kármán	-
$\mu$	Viscosité dynamique	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
$\nu_t$	Viscosité cinématique turbulente	$m^2.s^{-1}$
$\nu$	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
$\Omega()$	Opérateur de collision	-
$\Omega_r$	Vitesse de rotation de l'hydrolienne	$rd.s^{-1}$
$\omega$	Fréquence de relaxation adimensionnée	-
$\Omega_x$	Vitesse de rotation	$rd.s$
$\rho$	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
$\sigma_{C_P}$	Écart-type du coefficient de puissance	-
$\sigma_{C_T}$	Écart-type du coefficient de poussée	-

## Nomenclature

---

$\sigma$	Rayon d'un tourbillon SEM	$m$
$\tau_c$	Temps de relaxation	$s$
$\tau_w$	Contrainte de frottement à la paroi	$Pa$
$\tau$	Temps de relaxation adimensionnée	-
$\xi$	Vitesse des molécules	$m.s^{-1}$

## Lettres latines

$\mathbf{c}_i$	Directions de propagation des molécules	-
$\mathbf{U}$	Vitesse du fluide	$m.s^{-1}$
$\mathcal{L}$	Échelle de longueur intégrale de la turbulence	$m$
$B$	Paramètre du modèle de paroi	-
$C$	Corde d'une aile	$m$
$c$	Vitesse du son	$m.s^{-1}$
$C_D$	Coefficient de traînée	-
$C_L$	Coefficient de portance	-
$C_P$	Coefficient de puissance ( $C_P = \frac{C_x \Omega_x}{0.5 \rho \pi R^2 U_{x\infty}^3}$ )	-
$C_s$	Constante du modèle LES de Smagorinsky	-
$c_s$	Vitesse du son dans le <i>lattice</i>	-
$C_T$	Coefficient de poussée ( $C_T = \frac{F_x}{0.5 \rho \pi R^2 U_{x\infty}^2}$ )	-
$C_x$	Couple axial appliqué au système	$N.m$
$d_k$	Densité des tourbillons SEM/DFSEM	-
$D$	Diamètre du rotor de l'hydrolienne	$m$
$E$	Densité spectrale de puissance de $U_x$	$m^2.s^{-2}.Hz^{-1}$
$f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t)$	Fonction de distribution	-
$f_i(\mathbf{x}, t)$	Fonctions de distribution discrètes	-
$f_i^{eq}(\mathbf{x}, t)$	Fonctions de distribution à l'équilibre discrètes	-
$F_x$	Force axiale appliquée au système	$N$
$H$	Hauteur du canal	$m$

## Nomenclature

---

$I_{1D}$	Intensité turbulente $1D$	-
$I_{2D}$	Intensité turbulente $2D$	-
$I$	Intensité turbulente	-
$Kn$	Nombre de Knudsen	-
$L$	Diamètre d'un tourbillon SEM	$m$
$Ma$	Nombre de Mach	-
$P$	Pression du fluide	$Pa$
$R$	Rayon du rotor	$m$
$r$	Position radiale le long d'une pale	$m$
$Re$	Nombre de Reynolds	-
$TSR$	<i>Tip Speed Ratio</i> ( $TSR = \Omega_x R / U_{x_\infty}$ )	-
$U_{x_\infty}$	Vitesse axiale de l'écoulement amont	$m.s^{-1}$
$U_i$	Composante de la vitesse du fluide	$m.s^{-1}$
$u_\tau$	Vitesse de frottement à la paroi	$m.s^{-1}$
$w_i$	Poids de la quadrature des $f_i$	-

---

# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 L'énergie hydrolienne

#### 1.1.1 Les énergies renouvelables

Les changements observés sur le climat et les écosystèmes lors de ces dernières années ont peu d'équivalent dans les deux derniers millénaires. Parmi ces bouleversements, l'un des plus marquants est sans nul doute le dérèglement climatique global. Le cinquième rapport du GIEC (groupe d'expert intergouvernemental sur l'évolution du climat) publié en 2014 [7] donne à 95 % la probabilité que l'Homme en soit responsable. Une de ses conséquences est une élévation du niveau des océans qui menace déjà certaines populations humaines, animales et végétales [107]. La modification anormale de notre climat est en grande partie due à une augmentation de l'effet de serre [7], illustré de manière très succincte dans la figure 1.1.

Les rayons provenant du soleil sont en partie réfléchis et absorbés par l'atmosphère terrestre. La partie transmise chauffe ensuite la surface de la planète. Cette chaleur est restituée par le sol via des émissions infrarouges. Une partie de ces émissions traverse l'atmosphère et est transmise vers l'espace tandis qu'une grande majorité, environ 95 %, est réfléchi par celle-ci. Les émissions réfléchies contribuent à l'échauffement de la planète et rendent la vie possible. L'accumulation de certains gaz comme le méthane, le dioxyde de carbone ou la vapeur d'eau dans l'atmosphère augmente cet effet [7]. Ces gaz sont dit "à effet de serre".

Selon le rapport du GIEC de 2014 [7] : "les concentrations atmosphériques de dioxyde de carbone, de méthane et de protoxyde d'azote ont augmenté pour atteindre des niveaux sans précédents depuis au moins 800 000 ans. La concentration du dioxyde de carbone a augmenté de 40 % depuis l'époque pré-industrielle. Cette augmentation s'explique en premier lieu par l'utilisation de combustibles fossiles". Les chiffres du secteur de la production d'énergie sont en adéquation avec ces observations. Les données du Key World Energy Statistics de l'International Energy Agency (2017) [9] montrent qu'environ 60 % de l'énergie mondiale est produite à

## 1.1. L'énergie hydrolienne

partir de pétrole et de charbon dont la combustion libère d'importantes quantités de dioxyde de carbone. En plus de contribuer à l'augmentation de l'effet de serre, les réserves d'énergies fossiles ne sont pas infinies et bien qu'il soit difficile d'évaluer la quantité encore disponible, il est certain que celles-ci s'épuisent.

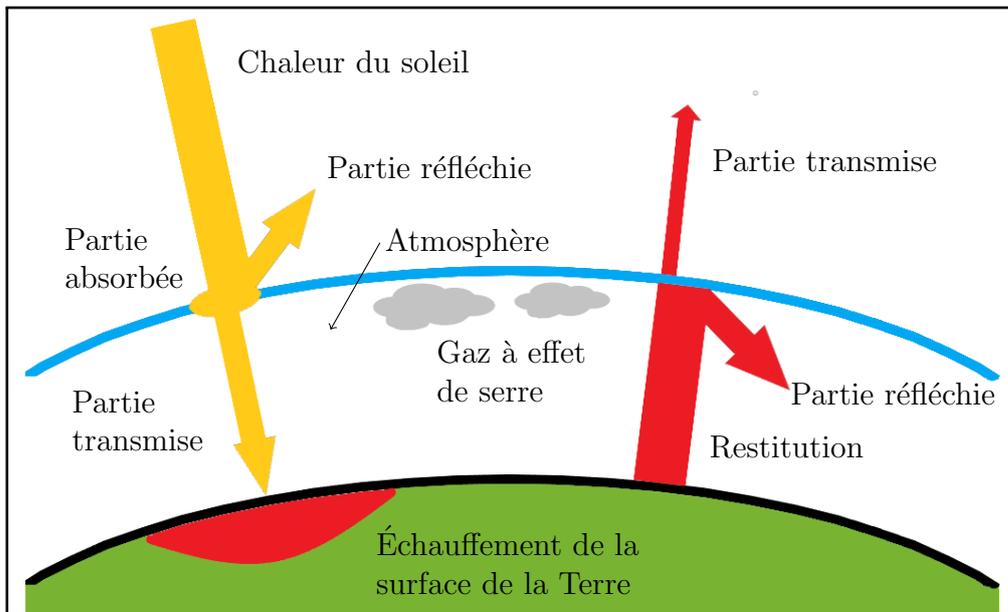


Figure 1.1 : Schématisation de l'effet de serre.

Ces observations ont conduit les gouvernements à établir des directives afin de diminuer la part d'énergies fossiles dans le mix énergétique actuel et de favoriser le développement d'énergies renouvelables propres. Par exemple, les pays de l'Union Européenne ont accepté pour l'horizon 2030 de réduire de 40 % les émissions de gaz à effet de serre par rapport aux émissions de 1990 et d'augmenter la part des énergies renouvelables à 27 % [8]. Cette volonté de produire de l'énergie renouvelable propre a notamment permis le développement de la filière des Énergies Marines Renouvelables (EMR). La technologie la plus mature est l'éolien offshore posé avec déjà 15 *GW* installé en Europe [10]. Le marémoteur fait également partie des technologies matures avec par exemple l'usine de la Rance en Bretagne où la puissance installée est de 240 *MW*. D'autres technologies moins matures sont en développement et suscitent l'intérêt des industriels et des chercheurs. Parmi ces technologies se trouvent les hydroliennes marines qui exploitent l'énergie cinétique des courants de marée. Le potentiel des sites favorables à l'installation d'hydroliennes marines en France est estimé à environ 6 *GW* (puissance hydrocinétique) [71].

### 1.1.2 La marée océanique

Les hydroliennes exploitent l'énergie cinétique des courants de marée. Pour comprendre d'où viennent ces courants, il faut d'abord expliquer ce que sont les marées. La marée est définie comme le mouvement périodique d'une grande étendue d'eau qui possède une amplitude et une phase cohérentes avec des forces géophysiques [40]. Lorsque la hauteur d'eau est maximale on parle de pleine mer, lorsque celle-ci est minimale on parle de basse mer. La différence de hauteur d'eau entre une pleine mer et une basse mer successive est appelée le marnage.

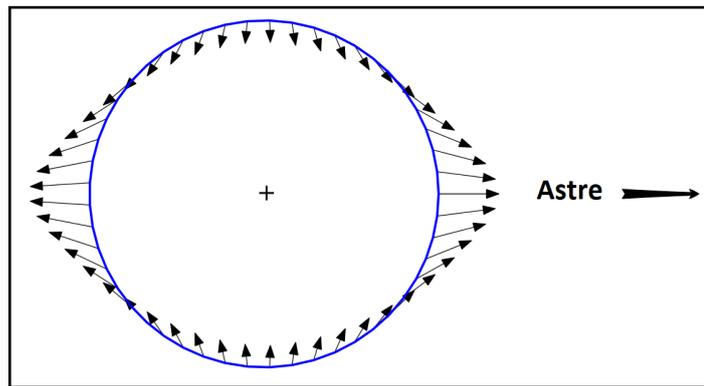


Figure 1.2 : Influence d'un astre sur le champ gravitationnel d'une planète océan [50].

En plus de la force d'attraction gravitationnelle terrestre, une molécule d'eau à la surface de la Terre est soumise aux forces d'attraction gravitationnelle des astres. Ceux-ci sont la Lune à cause de sa proximité avec la Terre et le Soleil à cause de sa masse. La force d'attraction de la Terre est constante quelle que soit la position de la molécule mais celles de la Lune et du Soleil sont variables et dépendent de la distance entre la molécule et les astres. Les mouvements des systèmes Terre/Lune et Terre/Soleil vont induire une variation du champ gravitationnel. La figure 1.2 illustre la variation à la surface de la Terre induite par un astre proche. La composante normale à la surface terrestre de la variation du champ est négligeable devant la force d'attraction gravitationnelle terrestre. Le déplacement des masses d'eau vient de la composante tangentielle qui, cumulée sur de grands volumes, génère l'élévation périodique de l'eau. La propagation de l'onde de marée vient de la rotation de la terre autour de son axe. L'évolution de la hauteur d'eau entre la pleine mer et la basse mer peut être différente d'un site à un autre. On distingue alors 4 types de marée. Les marées semi-diurnes qui ont une période d'environ 12 h, ce type de marée est prépondérant sur la façade atlantique. Les marées de type diurne qui ont une période d'environ 24 h. Les marées de type semi-diurne à inégalité diurne où la période est d'environ 12 h mais deux pleines mer ou basses mer consécutives peuvent avoir des hauteurs fortement différentes. Et les marées de type mixte où il y a une ou deux marées par jours en fonction de la position des

## 1.1. L'énergie hydrolienne

---

astres. L'évolution des courants de marée peut également être très différente d'un site à un autre. Dans la plupart des sites favorables à l'installation d'hydroliennes, on distingue trois phases : le flot, le jusant et l'étale. Le flot accompagne la marée montante et le jusant accompagne la marée descendante. L'étale est la période d'inversion des courants.

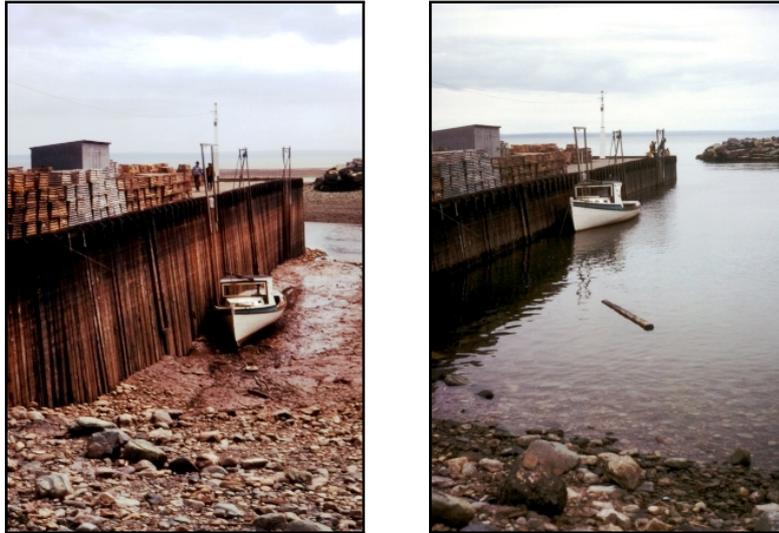


Figure 1.3 : Baie de Fundy, marée basse à gauche et marée haute à droite [109].

L'influence du Soleil est environ moitié moindre que celle de la Lune [40] et lorsque la Terre, le Soleil et la Lune sont alignés (on parle de syzygie), l'intensité des marées est maximale. Ce sont les marées de vives eaux. Lorsque la Lune, la Terre et le Soleil forment un angle de 90 degrés (les astres sont en quadrature), alors l'intensité des marées est au minimum. Ce sont les marées de mortes eaux. En plus de la position des astres, de nombreux autres paramètres influencent les marées comme la morphologie des fonds et la forme de la côte. Certains sites ont un marnage très grand. En baie de Fundy, au Canada, il peut atteindre 16 m (figure 1.3). Les courants de marée sont également très différents d'un site à un autre. Ils peuvent localement être très élevés comme dans le passage du Fromveur, en Bretagne, où les courants atteignent  $4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  (figure 1.4). Dans le Raz Blanchard, en Normandie, les courants atteignent  $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Ces courants extrêmes ont plusieurs origines : la différence de marnage et le déphasage des marées entre deux zones proches, l'effet entonnoir de la morphologie des fonds marins et du trait de côte.

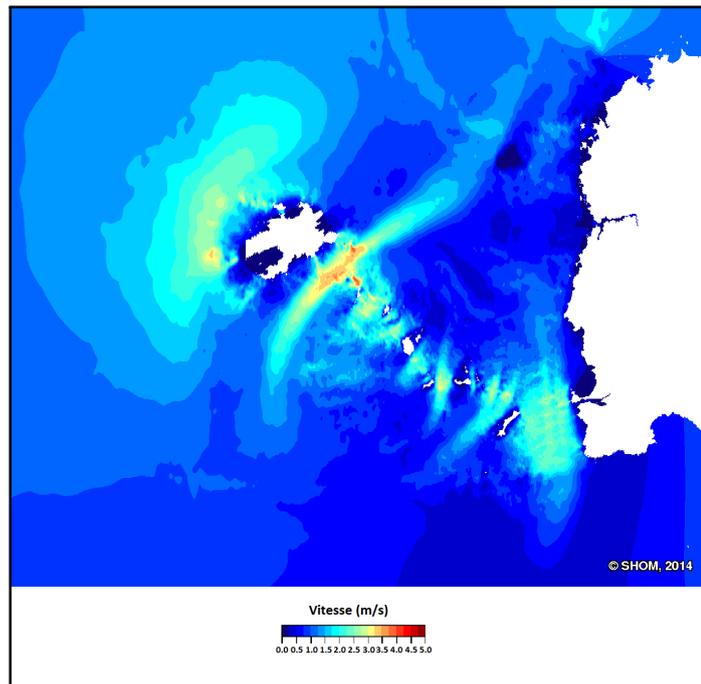


Figure 1.4 : Vitesse maximale du courant de marée à mi-profondeur dans le passage du Fromveur pour un coefficient 95 - source : SHOM.

Les zones de forts courants ont un potentiel énergétique important [104] dont l'exploitation pourrait contribuer à la production d'énergie renouvelable. Par rapport à d'autres sources d'énergie renouvelable, comme l'éolien ou le solaire, l'énergie des courants de marée présente l'avantage d'être prédictible [28]. La section suivante présente les principales technologies d'exploitation des courants de marée.

### 1.1.3 Extraire l'énergie des courants de marée

#### Les machines

La conversion de l'énergie cinétique contenue dans les courants de marée en énergie électrique se fait avec des machines appelées hydroliennes. Il existe beaucoup de similitudes entre les éoliennes, qui extraient l'énergie du vent, et les hydroliennes. Comme les éoliennes, la plupart des hydroliennes sont des machines tournantes utilisant les forces de portance ou de traînée pour mettre en mouvement un rotor qui, relié à une génératrice, produit de l'électricité. Les deux principaux types de machines sont les hydroliennes à flux axial (HATT pour *Horizontal Axis Tidal Turbine*) et les hydroliennes à flux transverse (VATT pour *Vertical Axis Tidal Turbine*). Les hydroliennes à flux axial ont un axe de rotation parallèle à l'écoulement et les hydroliennes à flux transverse ont un axe de rotation perpendiculaire à l'écoulement. La figure 1.5 illustre les deux types de turbines.

## 1.1. L'énergie hydrolienne

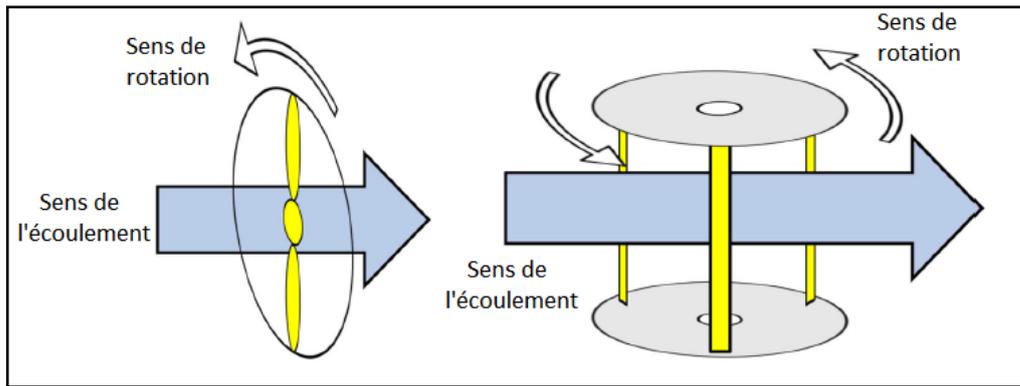


Figure 1.5 : Hydroliennes à flux axial à gauche et à flux transverse à droite [91].

D'après le rapport de l'EMEC (*European Marine Energy Center*) de 2014, les hydroliennes à flux axial représentent la majorité des concepts commerciaux existants avec 30 turbines au moment du rapport. Ces machines peuvent être posées sur le fond comme l'hydrolienne carénée de OpenHydro (figure 1.6), ou flottante comme le concept de Scotrenewables SR2000. Deux concepts peuvent être identifiés, les hydroliennes axiales carénées et les hydroliennes axiales non-carénées. Le carénage est un élément fixe de la turbine situé autour du rotor. La turbine présentée sur la figure 1.6 est une hydrolienne à flux axial carénée. Le carénage peut avoir pour but d'augmenter les performances de la turbine s'il prend la forme d'un carénage asymétrique réduisant la pression à l'arrière de la turbine [71, 57]. Dans d'autres cas, il est uniquement présent en tant que renfort structurel. D'après Roberts *et al.* (2016) [91], le carénage augmente la traînée de la turbine et pourrait dégrader les performances d'un champ d'hydroliennes. Le tableau 1.1 résume les caractéristiques de quelques concepts industriels d'hydroliennes à flux axial.

Tableau 1.1 : Comparaison des caractéristiques de quelques hydroliennes marines [91].

Caractéristiques	Constructeurs et modèles			
	Atlantis AR1000	MCT SeaGen S	Voith 1 MW test	OpenHydro Démonstrateur
Carénage	Non	Non	Non	Oui
Puissance ( $kW$ )	$1.0 \times 10^3$	$2.0 \times 10^3$	$1.0 \times 10^3$	200.0
Vitesse nominale ( $m.s^{-1}$ )	2.65	2.40	2.90	2.50
Nombre de rotors	1	2	1	1
Diamètre ( $m$ )	18.0	20.0	16.0	6.0
$C_P$ (surface totale)	0.41	0.45	0.40	0.16

## 1.1. L'énergie hydrolienne

---

Les hydroliennes à flux transverse sont elles aussi populaires avec 26 concepts recensés dans le rapport de l'EMEC de 2014. Par rapport aux turbines à flux axial, les turbines à flux transverse présentent plusieurs avantages comme une sensibilité moindre à la direction de l'écoulement et une génératrice pouvant être placée à la base de la structure. D'après la synthèse réalisée par Roberts *et al.* (2016) [91], les hydroliennes à flux transverse ont des performances légèrement supérieures aux hydroliennes à flux axial. Cette différence est cependant à nuancer, les résultats présentés dépendent plus des prototypes et des conditions d'utilisation que du concept axial ou transverse.



Figure 1.6 : Hydrolienne carénée à flux axial OpenHydro [1].

Il est possible de faire le parallèle avec les éoliennes qui peuvent elles aussi être à flux transverse ou à flux axial. Sur la figure 1.7, les éoliennes à flux transverse ont des  $C_P$  plus faibles que les éoliennes à flux axial mais fonctionnent à des *Tip Speed Ratio* (TSR) plus petits. Dans l'éolien, c'est le concept tri-pales à flux axial qui s'est largement imposé. Cependant les dimensions et efforts ne sont pas comparables entre les deux domaines et il est impossible de prédire quelle technologie d'hydrolienne se démarquera. Le  $C_P$  est le coefficient de puissance (*power coefficient*) d'une éolienne/hydrolienne. Le TSR est le rapport de la vitesse tangentielle en bout de pale sur la vitesse amont du fluide.

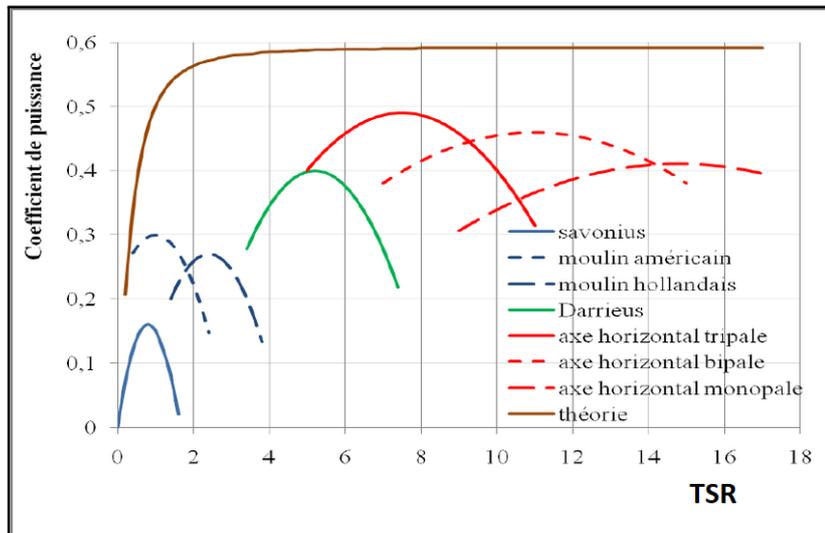


Figure 1.7 : Comparaison du  $C_p$  entre plusieurs concepts d'éolienne, [16].

D'autres concepts moins présents sur le marché des hydroliennes existent. Parmi eux, l'aile volante [2] a montré des performances comparables aux hydroliennes mentionnées précédemment avec des coefficients de puissance autour de 0.3. Le principe est une aile qui, avec la portance générée par la vitesse de l'écoulement, "vole" dans la colonne d'eau suivant une trajectoire donnée. Sous l'aile est fixée une petite turbine qui est actionnée par la vitesse du fluide et bénéficiera de l'accélération provoquée par le mouvement de l'aile, autorisant des tailles de turbine plus petites. L'aile est attachée au fond par un câble.

### Les sites

Si autant de concepts existent ce n'est pas uniquement pour développer la technologie la plus performante d'un point de vue hydrodynamique. La maintenance et l'installation sont également des aspects très importants et chaque concept apporte une solution à ces problématiques. De plus, les sites favorables à l'installation d'hydroliennes sont des zones relativement petites, de quelques dizaines de kilomètres carrés. Une solution évidente afin de maximiser l'extraction d'énergie de ces sites, de réduire les coûts de maintenance et de production des hydroliennes et de réduire les coûts de transport de l'électricité produite, est de regrouper les hydroliennes en fermes. Du fait de leur proximité, l'interaction entre hydroliennes aura un impact non-négligeable sur les performances d'une ferme [75]. En accélérant l'écoulement autour d'elles, les hydroliennes posées sur le fond peuvent impacter la dynamique sédimentaire [77] et à terme modifier la morphologie du fond marin [98]. Les hydroliennes flottantes ne sont pas soumises à ces phénomènes mais sont directement impactées par la houle et les contraintes liées au trafic maritime. Des études ont déjà montré qu'il est possible de tirer avantage de ces interactions afin de maximi-

ser l'énergie produite [96]. L'une des voies possibles vers l'optimisation des fermes d'hydroliennes est l'étude et la compréhension des phénomènes physiques se produisant à proximité des machines. La plupart des concepts en phase d'industrialisation sont des hydroliennes HATT et il est intéressant d'orienter l'étude vers ce type de machine.

### 1.1.4 La turbulence en environnement marin et ses effets sur les hydroliennes

Les écoulements marins peuvent être turbulents mais avant d'aborder les liens entre les milieux hydroliens et la turbulence, il convient tout d'abord d'introduire ce qu'est la turbulence. Un écoulement turbulent est un écoulement chaotique où évoluent en permanence des structures tourbillonnaires de tailles et de formes variées. Ces structures sont à l'origine des fluctuations de vitesse observées dans les écoulements turbulents. Elles peuvent être définies comme étant une région de l'espace où l'une des grandeurs caractéristiques de l'écoulement montre une corrélation forte avec elle-même ou une autre grandeur sur une zone ou un temps beaucoup plus grand que les plus petites échelles de l'écoulement [92]. La figure 1.8 est une illustration de Léonard de Vinci qui avait identifié la présence de ces structures dans les écoulements.



Figure 1.8 : La turbulence dessinée par Léonard De Vinci -  
source : Leonard de Vinci / CC.

L'apparition de la turbulence dans un écoulement est fortement liée aux grandeurs adimensionnelles qui caractérisent cet écoulement. Par exemple, l'écoulement entre deux plaques planes séparées par une distance  $d$  est caractérisé par le nombre de Reynolds,  $Re = Ud/\nu$ , où  $U$  est la vitesse du fluide et  $\nu$  sa viscosité cinématique. Par définition le nombre de Reynolds est le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Chaque écoulement possède un nombre de Reynolds critique

à partir duquel il devient instable et évolue d'un régime laminaire à un régime turbulent. En pratique, la plupart des écoulements rencontrés ont des nombres de Reynolds supérieurs au nombre de Reynolds critique et sont donc turbulents.

Les structures tourbillonnaires présentes dans un écoulement se répartissent de manière continue entre des structures de grande taille et des structures de petite taille. Les structures de grande taille sont généralement du même ordre de grandeur que la grandeur caractéristique de l'écoulement  $L$ . La taille minimale des structures est de l'ordre de  $\eta$ , l'échelle de Kolmogorov. Les structures interagissent entre elles et l'énergie contenue dans l'écoulement est transmise des grandes échelles vers les petites échelles, où l'énergie est dissipée par effet visqueux. Ce phénomène est appelé cascade d'énergie turbulente ou cascade de Kolmogorov.

Les écoulements turbulents sont instationnaires et difficiles à caractériser à un instant  $t$  donné. Une solution consiste à moyenner les grandeurs physiques macroscopiques de ces écoulements sur des temps suffisamment longs. Cette approche est valable uniquement si les grandeurs moyennes évoluent peu dans le temps. Ces grandeurs sont, par exemple, la vitesse moyenne  $\langle U \rangle$  et la moyenne des fluctuations de la vitesse  $\langle u' \rangle$ . Elles permettent de définir une grandeur primordiale pour caractériser les écoulements turbulents, l'intensité turbulente. En trois dimensions, l'intensité turbulente est définie par l'équation 1.1. Les vitesses  $\langle u' \rangle$  et  $\langle U \rangle$  sont définies dans les équations 1.2 et 1.3 où les indices  $x$ ,  $y$  et  $z$  sont les trois composantes de la vitesse suivant le repère choisi et  $k$  l'énergie cinétique turbulente. Si les moyennes des fluctuations de vitesse dans les trois directions de l'espace sont identiques la turbulence est dite isotrope, sinon elle est anisotrope. La nature chaotique de la turbulence la rend extrêmement difficile à prévoir et c'est pourquoi elle fait toujours aujourd'hui l'objet de nombreux travaux de recherche [88].

$$I = 100 \frac{\langle u' \rangle}{\langle U \rangle}. \quad (1.1)$$

$$\langle u' \rangle = \sqrt{\frac{1}{3}(\langle u_x'^2 \rangle + \langle u_y'^2 \rangle + \langle u_z'^2 \rangle)} = \sqrt{\frac{2}{3}k}. \quad (1.2)$$

$$\langle U \rangle = \sqrt{\langle U_x \rangle^2 + \langle U_y \rangle^2 + \langle U_z \rangle^2}. \quad (1.3)$$

De nombreux projets ayant pour objectif de caractériser les écoulements des sites favorables à l'installation d'hydroliennes ont été réalisés au cours de ces dernières années. Outre la caractérisation de la ressource exploitable par les différentes technologies d'hydrolienne marine abordées dans la sous-section 1.1.3, ces campagnes de mesure ont montré que les écoulements dans les sites sont fortement turbulents. Le tableau 1.2 est un récapitulatif de certaines de ces campagnes d'essais.

## 1.1. L'énergie hydrolienne

Tableau 1.2 : Mesures de la turbulence sur site, avec  $U_{moyen}$  la vitesse axiale moyenne mesurée à la hauteur par rapport au fond  $z$ .

Location	$I$ (%)	$U_{moyen}$ ( $m.s^{-1}$ )	$z$ (m)	Dispositifs	Ref
Sound of Islay	9.5 – 10.3	2.0	5.0	ADV	[70]
Fall of Warness	9.5 – 10.3	1.5	5.0	ADCP	[81]
Puget Sound	6.6/9.0	1.3( $\pm 0.5$ )	4.7	ADV/ADCP	[105]
Strangford narrows	3.2 – 7.1	1.5 – 3.5	14	-	[64]
Grand Passage	10 – 20	1.5	2.1 – 10.1	ADCP	[42]

Les différences observées entre les sites mettent en avant la dépendance de la nature de la turbulence au site en question. Le rapport du projet TIME (*Turbulence In Marine Environment*) de 2015 [25] donne une vision d'ensemble des problématiques associées à la turbulence pour les projets hydroliens. Différentes sources de la turbulence des sites y sont identifiées comme la morphologie du fond marin ou la forme de la côte. Toujours d'après [25], la turbulence pourrait affecter le fonctionnement des turbines en impactant aussi bien leurs performances que leur intégrité structurelle. Des turbines fonctionnelles ont été déployées sur certains sites comme à Paimpol-Bréhat en Bretagne. L'observation in-situ des phénomènes physiques mis en jeu est alors possible. Cependant, l'instrumentation des hydroliennes et du site est coûteuse et complexe et ne permet pas pour l'instant de mettre en évidence tous ces phénomènes. Afin de mieux les comprendre, des essais en bassin ont été menés au cours de ces dernières années.

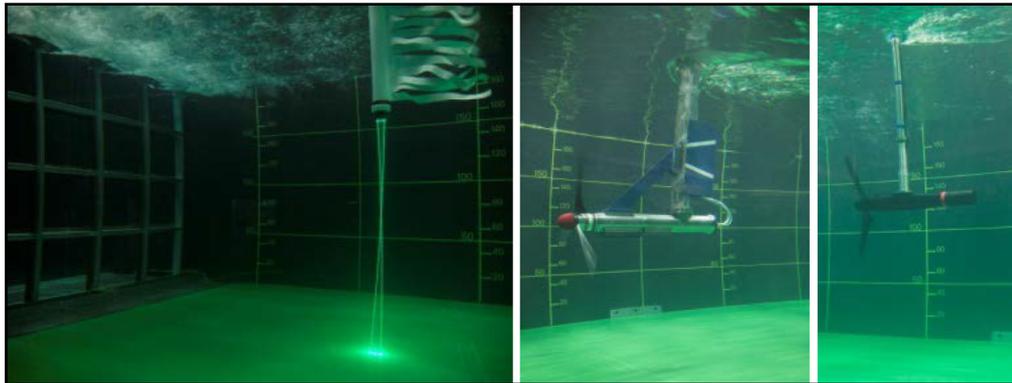


Figure 1.9 : LDV et hydroliennes tri-pales utilisées dans [19].

Les essais réalisés au bassin d'essai de l'Ifremer à Boulogne-Sur-Mer sur une hydrolienne tri-pale à flux axial [74] montrent qu'en passant d'une intensité turbulente ambiante de 3 % à une intensité de 15 %, les performances moyennes de la turbine sont dégradées au maximum de 10 %. À l'échelle d'une ferme hydrolienne, cette perte de performance, et donc d'énergie produite, affecte de manière significative

l'efficacité globale de la ferme. Mycek *et al.* (2014) [74] ont également montré l'influence non-négligeable de l'intensité turbulente sur le sillage de la turbine. Pour un taux de turbulence ambiant de 3 %, l'influence de la machine est toujours perceptible à une distance de 10 diamètres derrière la machine. Le déficit de vitesse  $y$  est de l'ordre de 20 % et l'intensité turbulente  $y$  est supérieure à 10 %. En revanche pour une intensité turbulente de 15 %, le sillage de la turbine disparaît à 6 diamètres. Blackmore *et al.* (2014) [20] ont montré que la présence de turbulence pouvait engendrer des variations du coefficient de poussée pouvant atteindre 20 % et contribuer à une dégradation de la turbine par fatigue. Les mêmes observations ont été réalisées par Stallard *et al.* (2013) [103] lors de l'étude du sillage de rangées de turbines (maquettes) en environnement turbulent.

## 1.2 La modélisation des hydroliennes

L'aspect du sillage des hydroliennes est grandement dépendant de la forme de l'hydrolienne, de son point de fonctionnement et de la turbulence ambiante. Aussi, l'étude fine du sillage des hydroliennes dans des environnements turbulents est nécessaire pour prédire la disposition optimale des machines et maximiser les performances d'une ferme d'hydroliennes. Les essais en bassin sont un moyen fiable d'observer les effets de sillage des hydroliennes, dans la limite des effets d'échelle. Les limitations matérielles des bassins et des moyens de mesure, ainsi que les coûts élevés des campagnes expérimentales, ne permettent pas de prévoir tous les scénarios possibles. Les outils informatiques sont alors un compromis intéressant entre coût et précision. Plusieurs outils déjà existants permettent de prédire certains aspects du fonctionnement des turbines à flux axial : les outils analytiques basés sur la BEMT (*Blade Element Momentum Theory*) et les outils CFD (*Computational Fluid Dynamics*). Les outils CFD peuvent être divisés en trois catégories. Les modèles stationnaires RANS pour *Reynolds Averaged Navier-Stokes*, les modèles instationnaires LES pour *Large Eddy Simulation* et la DNS pour *Direct Numerical Simulation*. Des variantes instationnaires des modèles RANS existent : les modèles URANS pour *Unsteady-RANS*. Ces outils ne remplacent pas les essais expérimentaux, qui restent nécessaires pour valider les nouveaux modèles.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0, \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j + p \delta_{ij} - \tau_{ji}) = 0, \quad i = 1, 2, 3. \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial(\rho e_0)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j e_0 + u_j p + q_j - u_i \tau_{ij}) = 0, \quad i = 1, 2, 3. \quad (1.6)$$

Le comportement d'un fluide peut être calculé en résolvant les équations de Navier-Stokes. Celles-ci viennent de l'application du principe de continuité et des principes de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie à un volume de fluide élémentaire. Ces équations sont dans l'ordre les équations 1.4, 1.5 et 1.6, où  $u_i$  est une composante de la vitesse du fluide,  $\rho$  sa densité et  $p$  sa pression. Les contraintes visqueuses sont  $\tau_{ij}$ ,  $e_0$  est l'énergie totale et  $q_j$  est le flux de chaleur. Ces équations concernent toutes les échelles de la turbulence, des plus grandes à celle de Kolmogorov. Lors de la résolution numérique directe de ces équations (DNS), toutes les échelles doivent être calculées. La puissance de calcul requise est alors importante et augmente très fortement avec le nombre de Reynolds. En pratique la modélisation d'un cas industriel comme une hydrolienne est irréalisable [88]. Des simplifications issues de ces équations existent et permettent d'alléger le coût en calcul de leur résolution. Les modèles RANS sont basés sur les équations de Navier-Stokes auxquelles on applique la moyenne de Reynolds : où la vitesse et la pression sont décomposées en un terme moyen et un terme fluctuant. Le système d'équations moyennées est ouvert et nécessite une fermeture pour être résolu. Plusieurs types de fermeture existent et nécessitent souvent l'ajout d'une ou plusieurs équations de transport comme dans le modèle  $k - \epsilon$  [88]. Les modèles RANS modélisent des écoulements stationnaires. Les modèles URANS sont eux aussi basés sur les équations de Navier-Stokes moyennées mais modélisent des écoulements instationnaires.

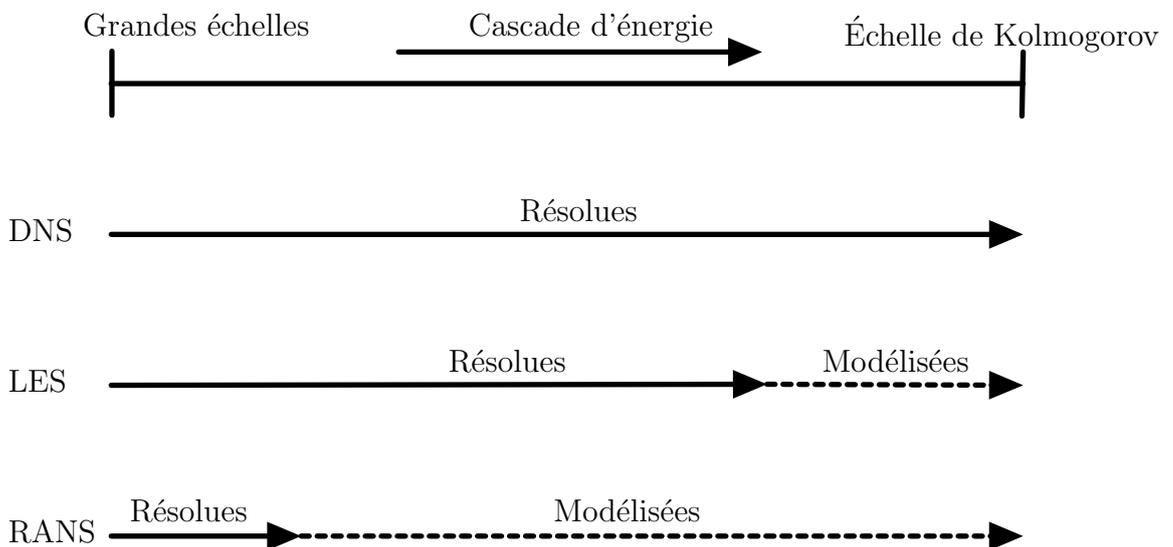


Figure 1.10 : Échelles de la turbulence résolues par les modèles RANS, LES et DNS.

La Simulation aux Grandes Échelles (LES) est un modèle instationnaire qui résout les grandes échelles de la turbulence et modélise les petites. Ces dernières peuvent être modélisées de plusieurs façons, par exemple par l'ajout d'une viscosité turbulente comme dans le modèle de Smagorinsky (1963) [101]. La puissance requise pour calculer l'écoulement proche de la paroi en LES est du même ordre de grandeur qu'en DNS. Une alternative consiste à calculer l'écoulement proche de la paroi avec des modèles RANS et de basculer sur des modèles LES loin de la paroi. Parmi ces modèles se trouvent les modèles *Detached Eddy Simulation* (DES). La figure 1.10 résume la résolution des différents modèles. Pour les écoulements qui nous intéressent le fluide est considéré newtonien, incompressible et isotherme.

### 1.2.1 Les méthodes BEMT

Les méthodes BEMT sont des méthodes analytiques issues de l'éolien et permettent d'estimer les performances d'une éolienne avec des temps de calcul très faibles, de l'ordre de la minute voire de la seconde [99]. Les méthodes BEMT sont une combinaison de deux méthodes. La première méthode est issue de la théorie de l'équilibre dynamique du flux en rotation passant à travers la turbine et permet de calculer la vitesse induite par la perte de quantité de mouvement. La deuxième est la *blade element theory* et permet de calculer les efforts appliqués à la turbine par l'écoulement. Pour ce faire, la pale est discrétisée en plusieurs éléments suivant la direction de l'envergure. Connaissant les caractéristiques des éléments de pale et la vitesse locale, il est possible de calculer localement les efforts puis de les sommer sur la pale. Les deux méthodes sont couplées par un processus itératif. Les modèles adaptés aux hydroliennes à flux axial sont capables de fournir des prédictions d'efforts correctes dans le cas où l'écoulement amont est stationnaire [14]. De par leur rapidité, ces méthodes peuvent être utilisées comme outil d'aide à la conception des turbines. Allsop *et al.* (Allsop 2017) [13] ont par exemple développé un outil permettant d'estimer la fatigue des pales d'une turbine carénée dans le cas d'un profil de vitesse amont variant suivant la hauteur d'eau. La figure 1.11 illustre la répartition des contraintes de Von-Mises sur le rotor obtenue avec leur méthode pour un profil de vitesse vertical amont variant suivant une loi de puissance  $1/7^{eme}$ . Lee *et al.* (2012) [59] ont modélisé une hydrolienne tri-pale de 4 m de diamètre avec une méthode BEMT et avec un modèle RANS  $k - \omega SST$ . Il ressort de cette étude que le modèle BEMT utilisé est bien adapté pour obtenir une estimation des performances de la turbine aux alentours de son point de fonctionnement. L'étude CFD est cependant plus adaptée pour des simulations loin du point de fonctionnement ou pour avoir une estimation fine des performances et de l'écoulement.

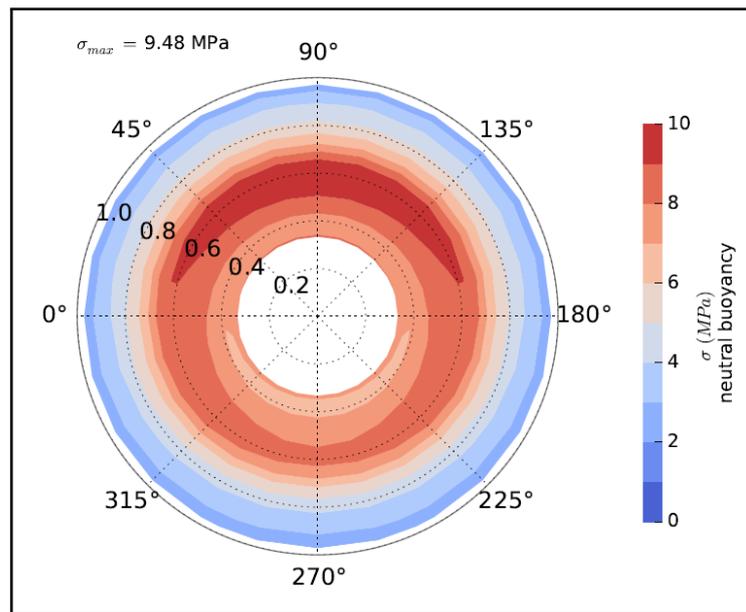


Figure 1.11 : Répartition des contraintes de Von-Mises sur le rotor pour un profil de vitesse non-constant sur la hauteur d'eau [13].

### 1.2.2 Les méthodes CFD stationnaires

Les méthodes RANS ne sont pas adaptées à la modélisation des écoulements instationnaires. Il existe cependant des techniques qui permettent d'estimer le sillage et les performances d'une hydrolienne avec ces méthodes. Harrison *et al.* (2009) [41] ont réalisé des essais en bassin pour déterminer le sillage de disques poreux. Ils ont ensuite modélisé le disque poreux avec une approche *actuator disk* RANS. Le déficit de vitesse modélisé est relativement correct mais légèrement décentré. L'intensité turbulente dans le sillage est très largement sous-estimée par le modèle car celui-ci ne produit pas de turbulence. Batten *et al.* (2013) [15] ont modélisé une hydrolienne par une approche *Blade Element* RANS. Le modèle *Blade Elements* RANS donne une prédiction correcte du  $C_P$  mais surestime le  $C_T$ . Le sillage est correct au-delà d'une distance de 8 diamètres. Nguyen *et al.* (2016) [78] ont réalisé une modélisation RANS du disque poreux de Harrison avec une méthode *actuator disk*. Il ressort de leur étude que les simulations *actuator disk* RANS sont très sensibles aux modèles et paramètres utilisés (figure 1.12). Ces simulations ont donc besoin d'un travail de calibration amont conséquent.

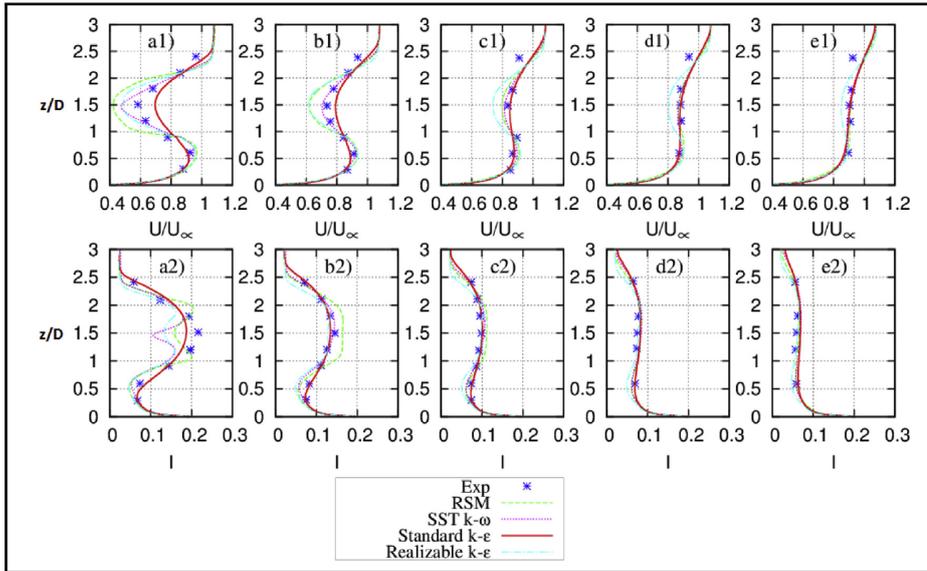


Figure 1.12 : Profil de vitesse axiale et de turbulence à 4D, 7D, 11D, 15D et 20D en aval de la turbine. Comparaison entre les résultats de [41] et plusieurs modélisations [78].

### 1.2.3 Les méthodes CFD instationnaires

La turbulence est déjà présente naturellement dans tous les sites et même si celle-ci n'est pas prise en compte, l'hydrolienne elle-même génère un écoulement turbulent dans son sillage. La turbulence est par nature chaotique et seuls les outils utilisant des modèles instationnaires sont capables de fournir des données complètes sur l'écoulement. Ces outils peuvent être répartis en deux familles : ceux qui résolvent la géométrie des pales et de la machine et ceux qui ne la résolvent pas. Les méthodes ne résolvant pas la géométrie des pales utilisent des méthodes *actuator* [39] pour générer le sillage des pales de l'hydrolienne. Le sillage est ensuite propagé avec un solveur URANS ou LES. Parce qu'elles sont moins coûteuses en temps de calcul, ces méthodes sont bien adaptées pour la modélisation des interactions dans un parc de machines tournantes [39]. Elie *et al.* (2017) [32] ont développé une méthode *actuator line* avec un chargement radial non-constant dont l'objectif est la modélisation de fermes d'hydroliennes (figure 1.13). Les performances sont correctement calculées cependant des écarts sont observés pour le sillage proche. Le sillage lointain est correctement prédit. L'inconvénient majeur de ces méthodes est qu'elles ont besoin des coefficients  $C_L$  et  $C_D$  des pales pour fonctionner. Ces informations peuvent être obtenues par des expériences ou des modélisations à haute-fidélité.

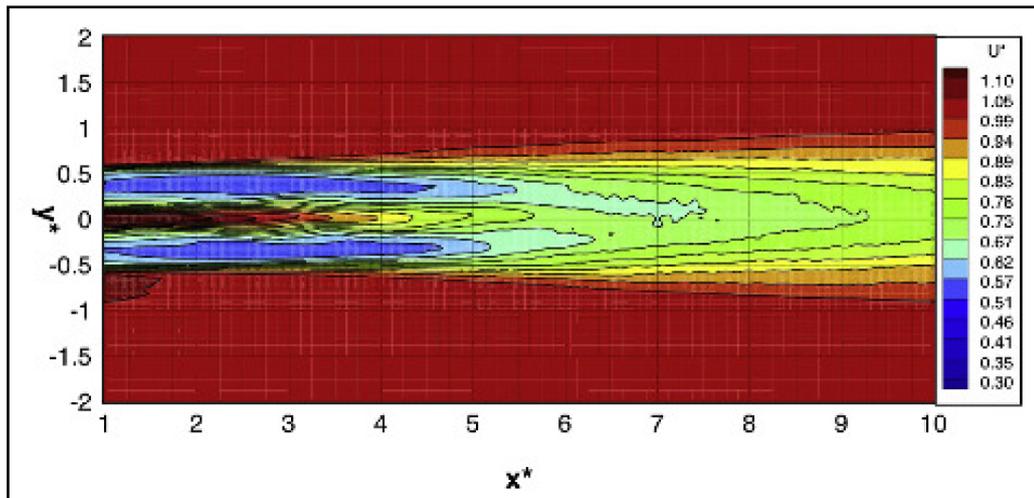


Figure 1.13 : Vitesse axiale moyenne dans le sillage d'une maquette d'hydrolienne, modèle *actuator line* LES [32].

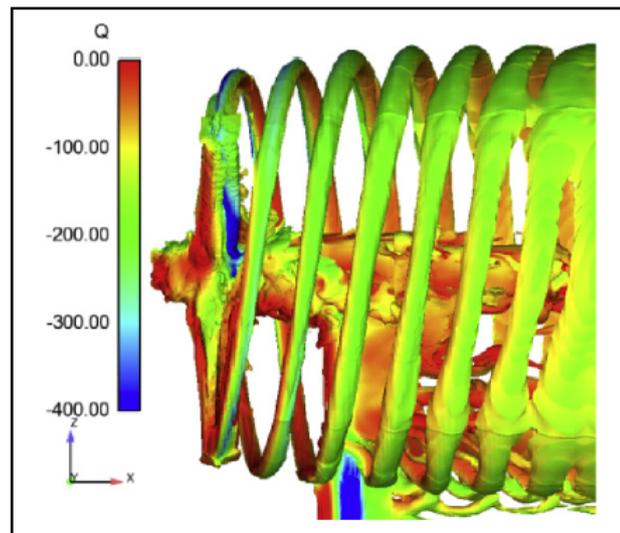


Figure 1.14 : Iso-surface du critère Q [49] autour d'une hydrolienne tri-pales, modèle LES [12].

Certaines méthodes vortex ne nécessitent pas de connaissance particulière des performances des pales. Par exemple, Pinon *et al.* (2012) [86] ont utilisé une méthode lagrangienne instationnaire avec la méthode des vortex pour calculer le sillage d'une maquette d'hydrolienne. Ouro *et al.* (2017) [82] ont utilisé un code LES utilisant la méthode des frontières immergées afin d'étudier le sillage généré par une hydrolienne à axe vertical. La modélisation est validée avec des essais en bassin. Les résultats sont corrects pour les efforts et le sillage. Les effets de sillage mis en jeu dans ce type de turbine sont extrêmement complexes et cette étude prouve

la robustesse des modèles LES pour résoudre les écoulements autour de machines tournantes. Ahmed *et al.* (2017) [12] ont réalisé la modélisation LES d'une hydrolienne échelle 1 : 1 de 18.3 m de diamètre avec de la turbulence amont, figure 1.14. Cette modélisation est validée avec le coefficient de puissance et permet d'accéder à des informations comme le moment de flexion des pales. Le coût de ces méthodes reste cependant très élevé. À titre d'exemple, l'étude de Ahmed *et al.* a nécessité 4096 processeurs pendant une semaine pour simuler une révolution du rotor. Des alternatives existent, notamment avec les méthodes de type DES. Ebdon *et al.* [31] ont montré que ces méthodes donnent de bons résultats en termes d'efforts et de sillage.

Les méthodes LES semblent être les mieux adaptées pour obtenir une estimation fine du sillage. Cependant, les différentes études déjà réalisées ont montré que les temps de calcul nécessaires pour obtenir des données de sillage restent prohibitifs, même pour des modélisations de turbines à échelle réduite. Pour réduire les coûts de calcul, il est possible de ne pas modéliser les pales mais d'utiliser par exemple des méthodes *actuator disc*. Les interactions avec les éléments fixes de la machine peuvent ne pas être négligeables [74] et ces méthodes sont alors moins précises [12]. Une estimation fine du sillage nécessitera donc une modélisation complète de la machine, pales comprises. Un outil utilisant la méthode de Boltzmann sur réseau (LBM : *Lattice Boltzmann Method*) est une voie intéressante pour la modélisation fine du sillage d'une hydrolienne. En effet, cette méthode instationnaire a déjà fait ses preuves dans l'éolien avec une efficacité pouvant être supérieure aux modèles LES résolvant les équations de Navier-Stokes [110].

## 1.3 La méthode de Boltzmann en CFD

La méthode de Boltzmann sur réseau est une méthode massivement parallèle [24] qui permet de calculer le comportement d'un fluide en résolvant l'équation de Boltzmann de manière explicite et locale [37]. De plus c'est une méthode assez peu dissipative [68]. La dissipation numérique est une erreur liée à la discrétisation spatiale et temporelle qui dégrade l'information en présence de forts gradients. Elle est pénalisante lors de la propagation de phénomènes physiques. La LBM permet donc en théorie de mailler efficacement de grandes zones, ce qui est intéressant pour une étude fine des phénomènes liés au sillage proche d'une hydrolienne. L'utilisation de la méthode de Boltzmann appliquée à l'étude des hydroliennes est l'objet principal de ce travail.

### 1.3.1 L'outil LBM

La question du code de calcul utilisé est importante car celui-ci devra être suffisamment flexible pour pouvoir intégrer les outils spécifiques au contexte hydrolien

comme la génération de turbulence ambiante ou le transport de sédiments. Le code de calcul Palabos est un code LBM ouvert dit *open source*. Il est gratuit et dispose déjà de nombreuses fonctionnalités nécessaires à la modélisation d'une hydrolienne. L'architecture du code permet l'ajout de fonctions parallélisées, ce qui est indispensable pour réaliser des implémentations qui ne dégradent pas les performances de calcul. Pour ces raisons, le code Palabos [6] est utilisé ici. C'est une bibliothèque de calcul codée en C++ et développée par l'Université de Genève et l'entreprise FlowKit<sup>©</sup>. D'autres codes de calcul LBM existent comme le logiciel ProLB<sup>©</sup>, développé notamment par CS<sup>©</sup>, Airbus<sup>©</sup>, Renault<sup>©</sup> et l'Université d'Aix-Marseille.

#### 1.3.2 Modélisations existantes de machines tournantes

La méthode de Boltzmann est à ce jour peu utilisée pour étudier les écoulements dans un contexte hydrolien. Cependant, plusieurs études sur des machines tournantes ont déjà été réalisées dans d'autres domaines. Pasquali (2017) [84] présente quelques études réalisées avec la LBM. L'une d'entre elles est la propagation du sillage généré par une hélice de bateau en interaction avec le fond d'une rivière. Le critère de validation de la modélisation est l'angle entre le jet et le fond, l'angle mesuré est de 22 degrés. Celui obtenu avec la modélisation LBM est de 18 degrés, ce qui est relativement proche de la mesure.

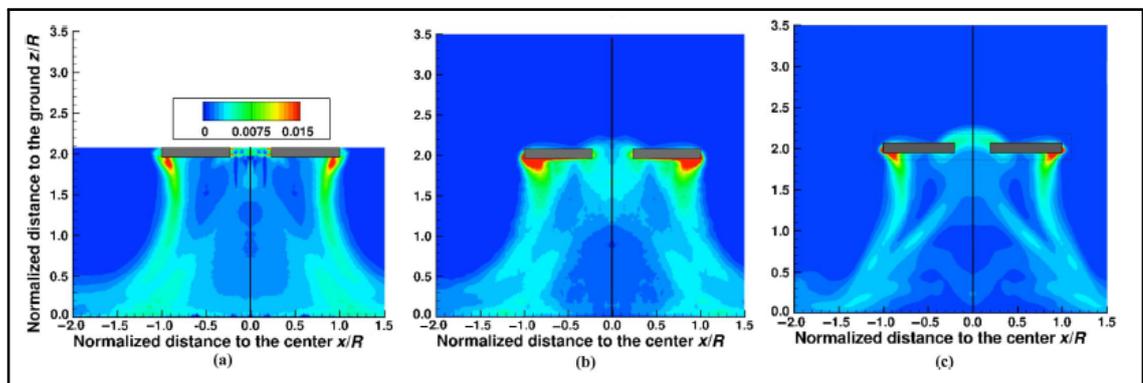


Figure 1.15 : Energie cinétique turbulente dans le sillage d'un *Micro Air Vehicle*. a) expérience b) LBM-LES c) URANS [36].

Gourdain *et al.* [36] ont utilisé le code LBM *open-source* Palabos afin de modéliser l'écoulement autour d'une hélice de drone volant (MAV : *Micro Air Vehicle*). Dans cette étude, ils ont montré qu'un modèle LBM-LES couplé avec une méthode des frontières immergées (IBM : *Immersed Boundary Method*) est capable de calculer correctement le sillage et la poussée générée par les pales du drone. L'étude va plus loin en calculant notamment l'interaction entre le sillage et le sol, illustré sur la figure 1.15. Il ressort de cette étude que la turbulence générée par cette interaction

est correctement prédite par la LBM, alors que le modèle URANS la sous-estime. Le coefficient de puissance calculé avec le code LBM reste néanmoins assez éloigné de la référence. La simulation LBM a été réalisée sans raffinement du maillage et sans modèle de paroi, ce qui résulte en un maillage global très fin et un coût de calcul très élevé.

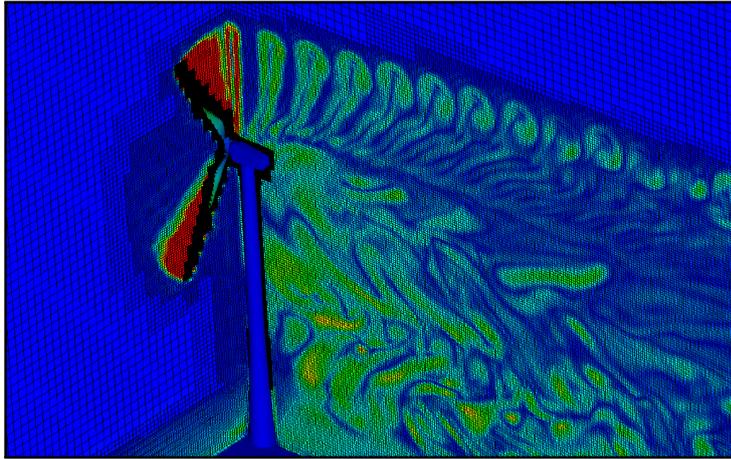


Figure 1.16 : Norme de la vorticité dans le sillage d'une éolienne [27].

Des modélisations avec la LBM ont été réalisées dans le domaine éolien. Deiterding *et al.* [27] ont calculé le sillage d'une éolienne avec un code LBM à maillage adaptatif (figure 1.16). Plus spécifiquement, le transport des structures turbulentes générées par les pales, comme les tourbillons de bout de pale, est en adéquation avec les données expérimentales. Les auteurs soulignent que des modèles de paroi amélioreraient les résultats.

Ces publications mettent en avant la capacité de la LBM à calculer les phénomènes complexes liés aux sillages de machines tournantes. Il est donc possible de modéliser finement une hydrolienne avec un code LBM.

## 1.4 Synthèse

Les études présentées dans cette bibliographie montrent que la turbulence ambiante présente dans les sites favorables à l'installation d'hydroliennes a un impact non-négligeable sur les performances des hydroliennes et sur leurs sillages. Chaque site et géométrie de machine étant diff rent, cet impact aura des conséquences variables d'un site à un autre. Une estimation fine est nécessaire pour l'optimisation et le placement des turbines. Il a été montré que les simulations numériques pouvaient fournir ces informations. Il a également été mis en avant l'importance d'une

approche instationnaire pour modéliser pleinement ces effets. Diverses approches ont été présentées et la plus adaptée à l'analyse fine du sillage proche est la LES. Au vu de la capacité de la LBM à modéliser finement de grandes zones comme le sillage et les récents progrès de la méthode, le choix a été fait d'utiliser la LBM couplée avec un modèle LES. Ce travail est divisé en quatre chapitres, le premier chapitre étant cette introduction.

Le deuxième chapitre présente la méthode de Boltzmann sur réseau ainsi que les outils et modèles nécessaires à la modélisation LBM-LES d'écoulements turbulents autour d'objets immergés. Tous les outils présentés sont disponibles dans le code Palabos. Ce chapitre n'introduit cependant pas une méthodologie unique pour la modélisation LBM-LES d'une hydrolienne.

La mise en place du modèle LBM-LES est réalisée dans le troisième chapitre. Les différentes problématiques liées à la modélisation d'une hydrolienne sont abordées séparément et les outils les plus adaptés sont sélectionnés. Ces problématiques sont, par exemple, la génération de la turbulence ambiante où l'utilisation d'un modèle de paroi.

La modélisation LBM-LES d'une hydrolienne testée en canal est ensuite réalisée dans le chapitre 4. Le modèle, combinant les différents éléments sélectionnés dans le chapitre 3, est validé pour deux taux de turbulence ambiante. Un cas avec un taux de turbulence intermédiaire est également modélisé en LBM-LES. Une analyse du sillage est ensuite réalisée avec les résultats des trois modélisations LBM-LES.

Les travaux présentés sont réalisés en collaboration avec l'entreprise Sirehna dans le cadre d'une convention CIFRE/ANRT. Cette collaboration a permis de bénéficier de l'expertise de Sirehna concernant les études CFD et de disposer de résultats de modélisations NS-LES pour certains des cas étudiés.



---

# Chapitre 2

## Méthodes et techniques

Ce chapitre introduit les différents éléments, déjà existants, utilisés pendant la thèse pour aboutir à la modélisation d'une hydrolienne. La méthode de Boltzmann sur réseau est présentée, suivie des différentes méthodes du code Palabos utilisées par la suite.

### 2.1 Introduction à l'équation de Boltzmann

Un écoulement fluide peut être décrit suivant trois approches, l'approche à l'échelle macroscopique, l'approche à l'échelle microscopique et une approche intermédiaire décrite avec l'équation de Boltzmann. L'approche macroscopique se traduit par l'application des lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie à un volume, qui amène à un ensemble d'équations non-linéaires : les équations de Navier-Stokes. Face à la difficulté que représente la résolution de ces équations, différents schémas numériques sont utilisés pour se ramener à un système d'équations algébriques. L'utilisation de ces schémas passe par la discrétisation du domaine en un ensemble d'éléments (nœuds, volumes ...). Les molécules fluides sont regroupées sur ces éléments et ont la vitesse, pression ou température de ces éléments.

A l'opposé de cette approche, le domaine fluide peut être considéré comme étant fait de molécules qui vont entrer en collision les unes avec les autres. Il est alors nécessaire de connaître les interactions entre celles-ci et d'identifier à chaque instant leurs positions et leurs directions de propagation. Il n'y a pas, à cette échelle, de grandeurs telles que la vitesse, la pression ou la température, celles-ci étant des conséquences du mouvement des molécules (énergie cinétique, bombardement sur les parois). Cette approche, appelée dynamique moléculaire, n'est pas applicable à la modélisation à l'échelle d'une hydrolienne.

Le principe de l'équation de Boltzmann est de prédire la physique de l'écoulement en déterminant les effets de la collision entre les molécules en fonction de leurs

positions  $\mathbf{x}$  et de leurs vitesses  $\boldsymbol{\xi}$ . Au lieu de considérer les molécules de façon unitaire elles sont représentées de manière statistique. C'est une fonction notée  $f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t)$  qui représente la densité de molécules à un instant  $t$  et une position  $\mathbf{x}$  qui ont une vitesse égale à  $\boldsymbol{\xi}$ . Cette fonction est appelée fonction de distribution. L'évolution de ces fonctions de distribution est régie par l'équation de Boltzmann (équation 2.1). Pour plus de précision sur l'ensemble des points abordés relatifs à l'équation de Boltzmann ou à la LBM, le lecteur pourra se référer à [37].

$$\frac{\partial f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t)}{\partial t} + \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t) = \Omega(f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t), f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t)) . \quad (2.1)$$

où  $f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t)$  est la fonction de distribution et  $\Omega(f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t), f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t))$  est l'opérateur de collision qui représente les effets de la collision entre les molécules. Une fois les fonctions de distribution calculées, il est possible de reconstruire localement les grandeurs macroscopiques du fluide telles que la densité  $\rho$ , la vitesse  $\mathbf{U}$ , et l'énergie  $e$  (équations 2.2) :

$$\rho = \int f d\boldsymbol{\xi}, \quad \rho \mathbf{U} = \int \boldsymbol{\xi} f d\boldsymbol{\xi}, \quad \rho e = \int \frac{c^2}{2} f d\boldsymbol{\xi} , \quad (2.2)$$

où la vitesse  $\mathbf{c}$  est définie par :  $\mathbf{c} = \boldsymbol{\xi} - \mathbf{U}$ . Le fluide modélisé par l'équation de Boltzmann obéit à la loi des gaz parfaits [37]. La pression  $P$  est liée à la densité par les équations 2.3 :

$$P = \rho RT, \quad P(T = cte) = \rho c^2, \quad (2.3)$$

où  $R$  est la constante des gaz parfaits,  $T$  la température du fluide et  $c$  la vitesse du son. Une analyse multi-échelle appelée expansion de Chapman-Enskog [37] [17] montre, sous certaines hypothèses, l'équivalence entre les équations de Navier-Stokes et l'équation de Boltzmann. Ces hypothèses sont un nombre de Mach faible, inférieur à 0.3, et un nombre de Knudsen petit, inférieur à 0.001. Le nombre de Mach est défini comme étant le rapport entre la vitesse relative du fluide autour d'un objet  $V$  et la vitesse du son dans ce fluide  $c$  (équation 2.4).

$$Ma = \frac{V}{c}. \quad (2.4)$$

Le nombre de Knudsen  $Kn$  est un nombre sans dimension défini comme étant le rapport entre le libre parcours moyen des molécules  $\lambda$  et la longueur caractéristique de l'écoulement  $l$  (équation 2.5).

$$Kn = \frac{\lambda}{l}. \quad (2.5)$$

Le libre parcours moyen des molécules peut être considéré comme étant la distance moyenne parcourue par les molécules d'un fluide entre deux collisions successives. La longueur caractéristique de l'écoulement est définie comme la dimension caractéristique de l'objet autour duquel l'écoulement est calculé. Dans tous les cas

modélisés par la suite, le libre parcours moyen des molécules est très petit devant la longueur caractéristique de l'écoulement. Le nombre de Mach peut varier d'un cas à un autre, il conviendra de faire en sorte qu'il reste faible.

## 2.2 La méthode de Boltzmann sur réseau

Dans l'équation 2.1, le terme  $\Omega(f)$  est l'opérateur de collision. Afin d'être le plus clair possible dans la présentation de la méthode de Boltzmann sur réseau, un opérateur de collision simple est utilisé : le modèle de Bhatnagar-Gross-Krook (BGK) [18] (équation 2.6). D'autres opérateurs de collision sont présentés par la suite.

$$\Omega_{BGK} = -\frac{1}{\tau_c}(f - f^{eq}), \quad (2.6)$$

où  $\tau_c$  est le temps de relaxation de l'opérateur de collision. Le terme  $f^{eq}$  est la fonction de distribution de Maxwell, également appelée fonction de distribution à l'équilibre (équation 2.7) :

$$f^{eq}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t) = \frac{\rho}{(2\pi RT)^{3/2}} \exp\left[-\frac{(\boldsymbol{\xi} - \mathbf{U})^2}{2RT}\right]. \quad (2.7)$$

L'équation 2.8 est l'équation de Boltzmann avec l'opérateur de collision BGK :

$$\frac{\partial f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t)}{\partial t} + \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t) = \frac{1}{\tau_c}(f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t) - f^{eq}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t)). \quad (2.8)$$

Une discrétisation spatiale du domaine est réalisée en découpant celui-ci en un réseau (*lattice*) composé de nœuds. En chacun de ces nœuds se trouve une fonction de distribution représentant la densité de molécules se déplaçant avec une vitesse  $\boldsymbol{\xi}$ . La figure 2.1 représente le réseau. Toutes les modélisations LBM présentées par la suite ont été réalisées avec des maillages cartésiens.

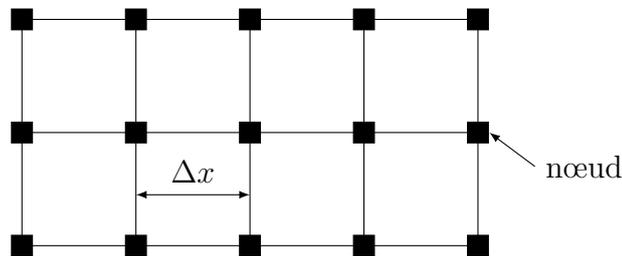


Figure 2.1 : Discrétisation spatiale en LBM.

La fonction de distribution  $f$  de l'équation de Boltzmann est fonction du temps, de la position des molécules, mais aussi de leur vitesse. La résolution numérique

de la LBM est basée sur la discrétisation de cet espace des vitesses. Le code Palabos, ainsi que la plupart des codes LBM, utilisent les schémas de discrétisation de l'espace des vitesses  $\xi$  de Qian *et al.* (1992) [90]. Cette discrétisation introduit un nombre fini  $n$  de directions de propagation  $\mathbf{c}_i$  des molécules. En chacun des nœuds se trouve maintenant  $n$  fonctions de distribution discrètes, chacune représentant la densité de molécules se déplaçant suivant une direction  $\mathbf{c}_i$ . Ces schémas sont classiquement appelés  $DmQn$  ( $m$ -dimension,  $n$ -directions). Les modèles rencontrés sont, par exemple, le modèle  $D2Q9$  en 2D et le modèle  $D3Q19$  en 3D. La figure 2.2 représente l'arrangement  $D2Q9$  en un nœud du *lattice*.

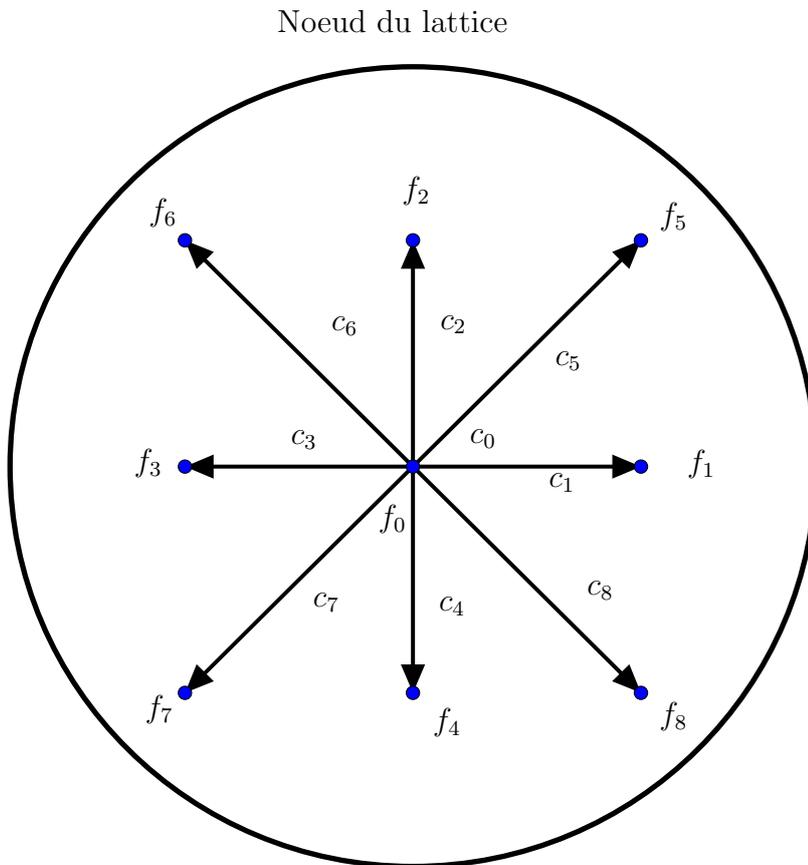


Figure 2.2 : Arrangement  $D2Q9$ .

Les fonctions de distribution discrètes sont définies par :  $f_i(\mathbf{x}, t) = w_i f(\mathbf{x}, \mathbf{c}_i, t)$ . Où  $w_i$  sont les poids de la quadrature associés aux directions  $\mathbf{c}_i$ . Il y a  $n$  fonctions de distribution  $f_i$  en chacun des nœuds du *lattice*. La fonction de distribution à l'équilibre (équation 2.7) est développée en série de Taylor de  $\mathbf{U}$  à l'ordre 2 et donnée dans l'équation 2.9 :

$$f_i^{eq} = w_i \rho \left[ 1 + \frac{\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{U}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{U})^2}{2c_s^4} - \frac{U^2}{2c_s^2} \right]. \quad (2.9)$$

L'équation de Boltzmann discrète est donnée par l'équation 2.10 :

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau} [f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{eq}(\mathbf{x}, t)], \quad (2.10)$$

où  $\tau = \tau_c / \Delta t$  est le temps de relaxation adimensionné et  $\Delta t$  le pas de temps. Le taux de relaxation est lié à la viscosité *lattice* par la relation :  $\tau = 1/c_s^2 \nu + 0.5$ . La résolution de l'équation 2.10 se fait en deux étapes appelées collision (*collide*) et propagation (*streaming*). La collision est définie par (équation 2.11) :

$$f'_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau} [f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{eq}(\mathbf{x}, t)] + f_i(\mathbf{x}, t), \quad (2.11)$$

où la fonction de distribution à l'instant  $t$  est connue des étapes précédentes ou de l'état initial. L'étape de propagation est définie par 2.12 :

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) = f'_i(\mathbf{x}, t). \quad (2.12)$$

L'étape de collision est locale en chacun des nœuds du *lattice* tandis que l'étape de propagation transfère les fonctions de distribution  $f_i$  sur les nœuds voisins suivant les directions  $\mathbf{c}_i$  qui leur sont associées. Les équations de reconstruction des grandeurs macroscopiques à partir des fonctions de distribution discrètes sont (2.13) :

$$\begin{aligned} \rho &= \sum_{i=0}^n f_i, \quad \rho \mathbf{U} = \sum_{i=0}^n \mathbf{c}_i f_i, \quad p = \rho c_s^2, \\ \Pi_{\alpha\beta} &= \sum_{i=0}^n f_i c_{i\alpha} c_{i\beta}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

où  $\Pi_{\alpha\beta}$  est le tenseur des contraintes. L'unité spatiale en LBM est le pas d'espace  $\Delta x$  et l'unité temporelle est le pas de temps  $\Delta t$ . Toutes les grandeurs macroscopiques calculées avec les équations 2.13 devront donc être dimensionnées pour être exploitées. Les équations 2.14 et 2.15 donnent un exemple pour la vitesse et la pression :

$$\mathbf{U}_{phys} = \mathbf{U} \times \frac{\Delta x}{\Delta t}, \quad (2.14)$$

$$P_{phys} = \rho_{phys} \frac{\Delta x^2}{\Delta t^2} (\rho - 1) c_s^2 + P_{ref}, \quad (2.15)$$

où  $\rho_{phys}$  est la densité du fluide en  $kg.m^{-3}$  et  $P_{ref}$  la pression de référence en  $Pa$ . La vitesse du son dans le *lattice* dépend du schéma de vitesse utilisé. Pour les schémas utilisés pendant la thèse (*D2Q9*, *D3Q19* et *D3Q27*) cette vitesse est de :  $c_s = 1/\sqrt{3}$ .

## 2.3 Conditions initiales et limites

Il est relativement facile de passer des fonctions de distribution aux grandeurs macroscopiques avec les équations 2.13. L'inverse est plus complexe. Les simulations réalisées dans les études qui suivent sont toujours initialisées avec un état macroscopique donné. Le même problème existe aux limites du domaine, par exemple la vitesse macroscopique en entrée du domaine est très fréquemment imposée. Plusieurs schémas existent pour reconstruire les fonctions de distribution à partir de la vitesse ou de la pression. Les schémas utilisés pendant la thèse sont présentés dans cette section.

### 2.3.1 Les conditions initiales

L'état initial d'une simulation est défini avec une densité et les composantes de la vitesse du fluide. Ce qui fait 3 variables connues et 9 inconnues (les fonctions de distribution) sur chaque nœud pour un arrangement D2Q9. Si aucune autre hypothèse n'est formulée, il est impossible de déterminer l'état initial. La principale raison est que les fonctions de distribution permettent non seulement de déterminer la densité et la vitesse mais aussi des moments d'ordre supérieur. C'est donc uniquement en déterminant ces moments que l'état initial peut être défini.

Déterminer ces moments n'étant pas aisé, une solution consiste à fixer les fonctions de distribution  $f_i$  égales à leurs équilibres locaux  $f_i^{eq}$ . Cet état ne représentera pas correctement l'état initial souhaité et il sera nécessaire d'attendre quelques itérations pour que les fonctions de distribution  $f_i$  convergent. D'autres solutions existent [37] mais sont plus complexes à implémenter.

Du fait de l'initialisation non-physique du domaine, des fluctuations de la pression autour des solides immergés vont avoir lieu. Une façon d'atténuer ces fluctuations consiste à commencer la simulation avec une viscosité élevée et de la faire décroître progressivement vers la viscosité physique de la simulation. Pour cela, on agit sur la fréquence de relaxation. L'équation d'évolution de la fréquence de relaxation est la suivante (équation 2.16) :

$$\omega_{amortissement} = \omega_{phys} \left( \left( 1 - \frac{\omega_{cible}}{\omega_{phys}} \right) \left( \frac{1}{2} \left( 1 - \cos\left(\frac{\pi t}{T}\right) \right) \right) + \frac{\omega_{cible}}{\omega_{phys}} \right), \quad (2.16)$$

où  $t$  est le temps écoulé depuis l'initialisation,  $T$  la durée totale d'amortissement et  $\omega_{cible}$  la fréquence de relaxation à l'initialisation. La fréquence de relaxation est liée à  $\tau$  par :  $\omega = 1/\tau$ .

### 2.3.2 Les conditions aux limites du domaine

La reconstruction des fonctions de distribution sur les frontières planes du domaine est réalisée à chaque étape de collision/propagation, car les fonctions de

### 2.3. Conditions initiales et limites

distribution venant de l'extérieur du domaine n'existent pas. La figure 2.3 illustre une frontière pour un schéma de vitesse  $D2Q9$  avec en trait plein les fonctions de distribution connues et en trait discontinu les fonctions de distribution inconnues. Plusieurs conditions aux limites permettent de reconstruire des fonctions de distribution aux frontières du domaine à partir de grandeurs macroscopiques (pression ou vitesse). Latt *et al.* (2008) [56] font une présentation de celles-ci. Les conditions aux limites peuvent être divisées en deux catégories, les conditions qui créent les fonctions de distribution manquantes et les conditions qui remplacent toutes les fonctions de distribution de la frontière. Latt *et al.* recensent 4 conditions aux limites. La condition de Inamuro *et al.* (1995) [45] et la condition de Zou et He (1997) [113] qui font partie de la première catégorie de condition aux limites. La condition régularisée introduite par Latt et Chopard [55] et la condition par différence finie introduite par Skordos (1993) [100] font partie de la deuxième catégorie. Les conditions aux limites de Inamuro et de Zou et He sont les plus exacts mais souffrent toutes les deux de problèmes de stabilité à haut nombre de Reynolds [56]. Ces conditions sont donc peu adaptées aux écoulements en environnement hydrolien où les nombres de Reynolds sont de l'ordre de  $10^6$ . Les conditions régularisées et à différence finie donnent des résultats moins exacts mais sont plus stables à haut nombre de Reynolds ( $> 10^5$ ) [56]. Ces conditions sont donc plus adaptées à la modélisation d'une hydrolienne et c'est la condition par différence finie qui a été choisie ici, car plus stable que la condition régularisée [56].

Pour expliquer cette condition limite, le cas suivant est considéré : une vitesse  $\mathbf{U}$  est imposée sur la face d'entrée du domaine. Une condition en vitesse, ou pression, imposée est également appelée condition de Dirichlet. Dans le cas de l'arrangement  $D2Q9$ , les 2 composantes de la vitesse ainsi que les 5 fonctions de distribution issues de la propagation sont connues. Les inconnues sont donc la densité à la frontière  $\rho_w$  et les 3 fonctions de distribution propagées depuis l'extérieur du domaine.

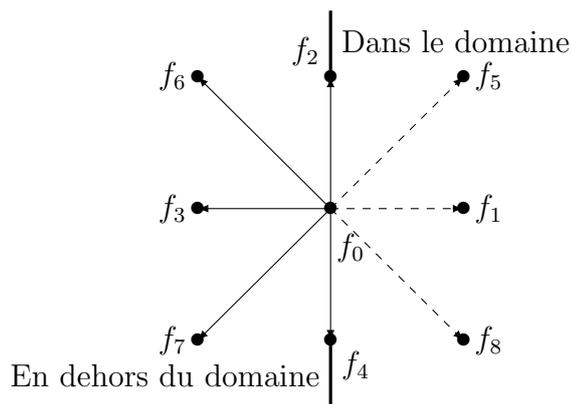


Figure 2.3 : Fonctions de distribution à la frontière.

La densité  $\rho_w$  peut être décomposée en trois termes,  $\rho_0$  qui sera la somme des  $f_i$  situées sur la frontière,  $\rho_-$  qui sera la somme des  $f_i$  inconnues et  $\rho_+$  qui sera

### 2.3. Conditions initiales et limites

---

la somme des  $f_i$  connues opposées aux  $f_i$  inconnues, soit :  $\rho_w = \rho_0 + \rho_+ + \rho_-$ . L'équation 2.13 donne également :  $\rho_w U_\perp = \rho_+ - \rho_-$ , où  $U_\perp$  est la composante de la vitesse normale à la frontière. La densité  $\rho_w$  peut alors être calculée indépendamment de  $\rho_-$  [56] et est égale à :

$$\rho_w = \frac{1}{1 + U_\perp} (2\rho_+ + \rho_0). \quad (2.17)$$

Cela permet d'exprimer  $\rho$  en fonction des  $f_i$  connues :

$$\rho = \frac{1}{1 + U_\perp} (2(f_6 + f_2 + f_7) + f_3 + f_2 + f_7). \quad (2.18)$$

La vitesse et la densité sont maintenant connues sur la face d'entrée. La condition de Skordos implémentée dans Palabos réalise une reconstruction complète des fonctions de distribution de la face d'entrée à partir de ces grandeurs et du tenseur des déformations  $\mathbf{S}$ . Le tenseur des déformations est calculé par différence finie avec les nœuds adjacents aux nœuds de la face d'entrée. C'est l'inconvénient majeur de cette condition face aux autres conditions aux limites qui sont toutes locales. Sa stabilité est cependant très intéressante pour la simulation d'écoulements à haut nombre de Reynolds avec génération de turbulence sur la face d'entrée. Les nouvelles fonctions de distribution de la face d'entrée sont calculées avec l'équation 2.19 [56] :

$$f_i = f_i^{eq}(\rho_w, \mathbf{U}) - \frac{\rho_w w_i}{c_s^2 \omega} \mathbf{Q}_i : \mathbf{S}, \quad (2.19)$$

où  $\mathbf{Q}_i$  est le tenseur défini par :  $\mathbf{Q}_i = \mathbf{c}_i \mathbf{c}_i - c_s^2 \mathbf{I}$ . Le tenseur  $\mathbf{I}$  étant la matrice identité. Pour imposer une densité sur une des frontières du domaine la vitesse tangentielle à la paroi est imposée :  $U_\parallel = 0$ . De la même manière que précédemment, la densité est décomposée en trois termes et la vitesse  $U_\perp$  est exprimée en fonction des  $f_i$  connues et de  $\rho$  :

$$U_\perp = \frac{1}{\rho} (2(f_6 + f_2 + f_7) + f_3 + f_2 + f_7 - \rho). \quad (2.20)$$

L'équation 2.19 est ensuite utilisée. Pour les angles et les coins la méthode diffère et une extrapolation depuis les cellules voisines est utilisée.

Les conditions présentées dans cette section sont valables uniquement pour des frontières planes, ce qui est assez limitant pour la simulation de géométries complexes. Les conditions de la section 2.5 sont utilisées pour des solides immergés.

#### 2.3.3 La périodicité

La périodicité est définie de la manière suivante : ce qui sort du domaine par une frontière doit le réintégrer par la frontière opposée. Pour les fonctions de distribution, il y a tout simplement une communication entre les nœuds des deux frontières

opposées, comme pour n'importe quel couple de nœuds adjacents à l'intérieur du domaine.

Pour des écoulements devant être entretenus, les pertes de charge sont compensées par l'ajout d'un terme force dans l'équation 2.10 :

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau} [f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{eq}(\mathbf{x}, t)] + F. \quad (2.21)$$

De cette manière une force volumique  $F$  est ajoutée au fluide. La difficulté consiste à choisir judicieusement cette force pour assurer la périodicité du système. Ce point est abordé plus en détail dans le chapitre 3.

#### 2.3.4 Amortissement des fluctuations de vitesse sur les frontières du domaine

Les conditions aux limites ainsi que la fonction d'absorption des ondes de pression sont sensibles aux fortes fluctuations des grandeurs macroscopiques. Afin d'éviter un problème numérique aux frontières du domaine, une zone d'amortissement des fonctions de distribution peut être utilisée. L'amortissement est réalisé en diminuant progressivement la fréquence de relaxation de l'opérateur de collision  $\omega$  à mesure que la frontière est proche. Physiquement cela se traduit par une augmentation de la viscosité et donc une atténuation des fluctuations de vitesse et de pression à l'approche de la frontière. L'équation 2.22 permet de calculer la nouvelle fréquence de relaxation  $\omega_{amortissement}$  en fonction de la distance  $x$  séparant la position actuelle de la fin de la zone d'amortissement.

$$\omega_{amortissement} = \omega_{phys} \left( \left( 1 - \frac{\omega_{cible}}{\omega_{phys}} \right) \left( \frac{1}{2} \left( 1 - \cos \left( \frac{\pi x}{X_{amortissement}} \right) \right) \right) + \frac{\omega_{cible}}{\omega_{phys}} \right), \quad (2.22)$$

où  $X_{amortissement}$  est la distance totale d'amortissement et  $\omega_{cible}$  la fréquence de relaxation minimale qui est atteinte pour  $x = 0$ .

#### 2.3.5 Absorption des ondes de pression sur les frontières du domaine

La LBM est une méthode pseudo-compressible où la densité peut varier. On rappelle que la pression est calculée avec l'équation 2.13 qui lie la densité à la pression. L'initialisation à l'état d'équilibre des fonctions de distribution va créer des ondes de densité autour des solides immergés. À ces ondes non-physiques vont s'ajouter les fluctuations physiques de la pression générées pendant la simulation et qui correspondent au bruit généré par l'écoulement. Ces ondes vont être réfléchies par les frontières du domaine et venir le perturber si rien n'est fait pour les absorber. La figure 2.4 illustre les ondes de densité générées à l'initialisation de la modélisation LBM-LES d'une hydrolienne.

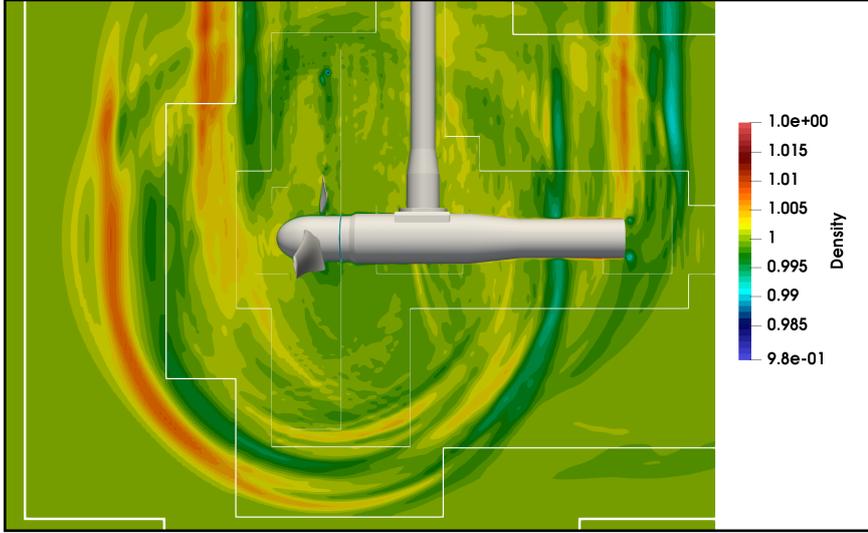


Figure 2.4 : Onde de densité autour d'une hydrolienne modélisée en LBM.

Pour atténuer ces fluctuations il est possible d'utiliser la méthode d'amortissement basée sur la viscosité et décrite dans la sous-section 2.3.4. Cependant cette méthode n'est pas suffisante pour absorber correctement les fluctuations de pression [112]. Xu et Sagaut (2012) [112] proposent trois méthodes afin d'absorber ces ondes de pression avant qu'elles n'atteignent les frontières du domaine. Seule celle qui est utilisée dans Palabos est présentée ici. L'équation de la LBM avec l'approximation de BGK peut s'écrire avec un terme supplémentaire  $A_i$  qui amorti le système. L'équation de la LBM-BGK s'écrit alors :

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau} [f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{eq}(\mathbf{x}, t)] + \Delta_t A_i. \quad (2.23)$$

Le terme  $A_i$  se calcule avec l'équation 2.24 :

$$A_i = \sigma (f_i^{eq}(\rho, \mathbf{U}) - f_i^{eq}(\rho_A, \mathbf{U}_A)), \quad (2.24)$$

où  $\sigma$  est l'intensité de l'absorption. Les grandeurs  $\rho$  et  $\mathbf{U}$  sont les grandeurs macroscopiques locales du système et sont calculées à partir des  $f_i$  avec les équations 2.13. Les grandeurs  $\rho_A$  et  $\mathbf{U}_A$  sont les grandeurs macroscopiques représentatives de l'écoulement moyen à l'endroit où est appliqué l'outil d'absorption. On peut choisir  $\rho_A = 1$  et  $\mathbf{U}_A$  égale à la vitesse moyenne de l'écoulement. Il est à noter que si les vitesses locales dans la zone d'absorption diffèrent trop de la vitesse  $\mathbf{U}_a$ , alors le terme d'absorption ne sera plus correct. L'intensité de l'absorption  $\sigma$  à une position  $x$  est calculée avec la loi polynomiale suivante [112] :

$$\sigma(x) = \frac{3125(L - x)(x - x_0)^4}{256(L - x_0)^5}, \quad (2.25)$$

où  $x_0$  est la position du début de la zone d'absorption et  $L$  son épaisseur.

### 2.3.6 Commentaires sur les fluctuations de densité

Il est difficile de savoir *a priori* si la simulation nécessitera des zones d'absorption ou d'amortissement. Les ondes générées peuvent ne pas dégrader le résultat mais il est difficile de faire la différence entre les ondes “physiques” et les ondes “non-physiques” issues de la réflexion de ces premières sur les frontières du domaine. Afin de limiter la pollution du domaine, il est prudent d'appliquer ces traitements sur autant de surface que possible. En particulier pour des simulations où les nombres de Reynolds et de Mach sont proches des limites de stabilité. Les frontières du domaine où ces traitements sont appliqués ne restituent pas une physique correcte localement. Ces outils sont donc à utiliser loin des zones d'intérêt du domaine.

## 2.4 Les opérateurs de collision

L'opérateur de collision déjà présenté est l'opérateur BGK [18] qui est un opérateur à un temps de relaxation ou SRT pour *Single Relaxation Time*. Étant donné sa simplicité, c'est l'opérateur de collision le plus utilisé. Cependant, il présente plusieurs désavantages connus dont une instabilité à haut nombre de Reynolds [52]. Pour utiliser la LBM à haut nombre de Reynolds d'autres opérateurs de collision plus stables mais plus complexes ont été développés. Établir une liste exhaustive de ces opérateurs est inutile dans la mesure où tous ne sont pas implémentés dans Palabos et tous ne sont pas utiles pour les applications visées. Ne sont présentés ici que les opérateurs de collision qui ont été utilisés dans le cadre de cette thèse.

### 2.4.1 L'opérateur de collision à plusieurs temps de relaxation

Les modèles à plusieurs temps de relaxation ou MRT pour *Multiple Relaxation Time* sont des modèles dont la supériorité en terme de stabilité a été démontrée [52] [29]. Le modèle MRT présenté ici est développé en détail dans l'article de D'Humières *et al.* (2002) [29]. L'équation de la LBM avec l'opérateur de collision MRT peut s'écrire :

$$\mathbf{f}(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) - \mathbf{f}(\mathbf{x}, t) = -\mathbf{A}(\mathbf{f} - \mathbf{f}^{eq}), \quad (2.26)$$

où  $\mathbf{A}$  est la matrice de collision contenant plusieurs temps de relaxation et  $\mathbf{f} = (f_0, f_1, \dots, f_{n-1})^T$  est le vecteur colonne regroupant les fonctions de distribution discrètes. L'évolution du système peut également être décrite dans l'espace des moments  $\mathbb{M}$ . Soit  $n$  moments définis à partir de  $\mathbf{f}$  :

$$m_k = \mathbf{f} \cdot \phi_k, \quad k = 0 \sim n - 1, \quad (2.27)$$

où les  $\phi_k$  sont des vecteurs avec  $n$  éléments, chacun d'entre eux étant un polynôme des vitesses discrètes. Ces  $n$  vecteurs forment une base de l'espace des vitesses. La

relation entre moments et fonctions de distribution s'exprime également :

$$\mathbf{m} = \mathbf{M}\mathbf{f} = (m_0, m_1, \dots, m_{n-1})^T, \quad (2.28)$$

où la matrice  $\mathbf{M}$  est la matrice de transformation inversible composée des vecteurs  $\phi_k$ . L'équation d'évolution des moments est obtenue à partir de l'équation 2.26 :

$$\mathbf{m}(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i\Delta t, t + \Delta t) - \mathbf{m}(\mathbf{x}, t) = -\mathbf{S}(\mathbf{m} - \mathbf{m}^{eq}), \quad (2.29)$$

où  $\mathbf{S} = \mathbf{M}\mathbf{A}\mathbf{M}^{-1}$  est une matrice diagonale telle que  $\mathbf{S} = \text{diag}(s_0, s_1, \dots, s_{n-1})$  et  $\mathbf{m}^{eq} = \mathbf{M}\mathbf{f}^{eq}$  est l'équilibre dans l'espace des moments. En pratique l'évolution dans l'espace des vitesses et l'évolution dans l'espace des moments sont combinées en réalisant l'étape de collision dans l'espace des moments et l'étape de propagation dans l'espace des vitesses [37]. La LBM-MRT peut être résumée de la manière suivante :

- transformation des fonctions de distribution  $\mathbf{f}$  en moments  $\mathbf{m}$  avec l'équation 2.28 ;
- collision dans l'espace des moments :  $\mathbf{m}' = \mathbf{m} - \mathbf{S}(\mathbf{m} - \mathbf{m}^{eq})$  ;
- transformation des moments  $\mathbf{m}'$  en fonctions de distribution :  $\mathbf{f}' = \mathbf{M}^{-1}\mathbf{m}'$  ;
- propagation des fonctions de distribution dans l'espace des vitesses :  $f_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i\Delta t, t + \Delta t) = f'_i(\mathbf{x}, t)$ .

L'équation d'évolution de la LBM-MRT est :

$$\mathbf{f}(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i\Delta t, t + \Delta t) - \mathbf{f}(\mathbf{x}, t) = -\mathbf{M}^{-1}\mathbf{S}(\mathbf{m} - \mathbf{m}^{eq}), \quad (2.30)$$

Les différents temps de relaxation  $s_k$  peuvent être modifiés avec une certaine liberté ce qui permet d'optimiser la stabilité du système [52]. La LBM-MRT augmente le temps de calcul d'environ 20 % par rapport à la LBM-BGK [29].

### 2.4.2 La procédure de régularisation

La procédure de régularisation des fonctions de distribution introduite par Latt et Chopard (2005) [54] vise à augmenter la stabilité de la LBM. Dans la section 2.2, les équations pour retrouver les grandeurs macroscopiques de l'écoulement ont été exposées. Ces grandeurs sont calculées à partir des premiers moments des fonctions de distribution. Les moments des fonctions de distribution d'ordres supérieurs et non-représentatifs des grandeurs macroscopiques peuvent alors prendre plusieurs valeurs pour un seul et même état macroscopique. Du fait de certaines approximations [54], le comportement des simulations LBM diffère de la théorie et peut engendrer des instabilités liées aux variations de ces moments. Pour corriger cela, Latt et Chopard proposent une collision régularisée. Avec cette collision, les fonctions de distribution sont re-calculées à partir des grandeurs macroscopiques et les moments non-physiques sont supprimés. Pour la suite, on se place dans le cas d'un opérateur de collision *BGK* en 2 dimensions. Cette méthode n'est pas utile pour

l'opérateur MRT présenté précédemment, celui-ci utilisant tous les moments des fonctions de distribution. La régularisation est basée sur l'une des hypothèses de l'expansion de Chapman-Enskog. Celle-ci dit qu'une fonction de distribution peut être décomposée en une partie à l'équilibre  $f_i^{eq}$  et une partie hors-équilibre  $f_i^{neq}$  soit :  $f_i = f_i^{eq} + f_i^{neq}$ . La fonction de distribution à l'équilibre est calculée avec l'équation 2.9. La fonction de distribution hors-équilibre peut être calculée avec une décomposition en série de Taylor combinée à la décomposition de Chapman-Enskog [54] :

$$f_i^{neq} \approx f_i^1 = \frac{w_i}{2c_s^4} \mathbf{Q}_{i\alpha\beta} \mathbf{\Pi}_{\alpha\beta}^{neq}. \quad (2.31)$$

Le tenseur  $\mathbf{Q}_{i\alpha\beta}$  est calculé avec  $\mathbf{Q}_{i\alpha\beta} = c_{i\alpha} c_{i\beta} - \delta_{\alpha\beta} c_s^2$ , où  $\delta_{\alpha\beta}$  est le symbole de Kronecker. Le tenseur  $\mathbf{\Pi}_{\alpha\beta}^{neq}$  est le tenseur hors-équilibre des contraintes et est calculé avec :  $\mathbf{\Pi}^{neq} = \mathbf{\Pi} - \mathbf{\Pi}^{eq}$ . La collision régularisée peut alors s'écrire [54] :

$$f_i' = f_i^{eq} + \left(1 - \frac{1}{\tau}\right) f_i^1. \quad (2.32)$$

Le terme hors-équilibre  $f_i^1$  n'est pas exactement égal à  $f_i^{neq}$  et contient encore des contributions non-hydrodynamiques pouvant dégrader la stabilité de l'opérateur [26]. Cependant, celui-ci reste plus stable à haut nombre de Reynolds que l'opérateur BGK standard.

### 2.4.3 L'opérateur de collision récursif et régularisé (RR)

L'opérateur de collision BGK récursif et régularisé (RR-BGK) est présenté en détail dans l'article de Malaspinas (2015) [65]. Cet opérateur est une amélioration de la procédure de régularisation présentée dans la section précédente. L'opérateur proposé par Malaspinas est basé sur la décomposition en polynômes d'Hermite à l'ordre  $N$  des fonctions de distribution  $f$ ,  $f^{eq}$  et  $f^{neq}$  (équations 2.33, 2.34 et 2.35) :

$$f^N = \exp(-\xi^2/2) \sum_{n=0}^N \frac{1}{n!} \mathcal{H}^{(n)}(\xi) : \mathbf{a}^{(n)}, \quad (2.33)$$

$$f^{eqN} = \exp(-\xi^2/2) \sum_{n=0}^N \frac{1}{n!} \mathcal{H}^{(n)}(\xi) : \mathbf{a}_{eq}^{(n)}, \quad (2.34)$$

$$f^{neqN} = \exp(-\xi^2/2) \sum_{n=0}^N \frac{1}{n!} \mathcal{H}^{(n)}(\xi) : \mathbf{a}_{neq}^{(n)}, \quad (2.35)$$

où  $\mathcal{H}^{(n)}$  sont les polynômes d'Hermite à l'ordre  $n$ . Les termes  $\mathbf{a}^{(n)}$ ,  $\mathbf{a}_{eq}^{(n)}$  et  $\mathbf{a}_{neq}^{(n)}$  sont respectivement les coefficients d'Hermite de degré  $n$  de  $f$ ,  $f^{eq}$  et  $f^{neq}$ . Le terme “:” désigne la contraction du produit des tenseurs. Les coefficients d'Hermite des fonctions de distribution  $f$  et  $f^{eq}$  ont des propriétés récursives qui permettent de calculer n'importe quel ordre  $n$  en connaissant l'ordre  $n - 1$  et la vitesse macroscopique

du fluide  $\mathbf{U}$ . Cela permet de calculer la fonction de distribution à l'équilibre  $f^{eq}$ . Malaspinas a démontré les propriétés récursives des coefficients d'Hermite hors-équilibres, permettant ainsi de calculer la fonction de distribution hors-équilibre  $f^{neq}$ . L'opérateur RR-BGK est plus stable et plus précis que l'opérateur régularisé présenté dans la section 2.4.2 et que l'opérateur MRT (section 2.4.1) [67]. La fonction de distribution post-collision s'écrit :

$$f = f^{eq} + \left(1 - \frac{1}{\tau}\right)f^{neq}. \quad (2.36)$$

La collision peut également être réalisée en utilisant deux temps de relaxation (RR-TRT) afin d'essayer d'améliorer la stabilité de l'opérateur RR-BGK (non prouvé). Les coefficients d'Hermite du terme  $f^{neq}$  seront relaxés avec les temps  $\tau$  ou  $\psi$  en fonction de leur provenance (moments physiques ou non). Le temps de relaxation  $\tau$  est utilisé pour les coefficients physiques et le temps de relaxation  $\psi$  est utilisé pour les coefficients non-physiques. Le temps de relaxation  $\psi$  est calculé avec un polynôme de  $\tau$  d'ordre 4, optimisé pour améliorer la stabilité de l'opérateur de collision (Xu *et al.* (2012) [111]). Les opérateurs RR-BGK et RR-TRT implémentés dans Palabos ne sont utilisables qu'avec des schémas  $D2Q9$  et  $D3Q27$ .

## 2.5 Les solides immergés

La condition aux limites présentée dans la section 2.3.2 ne s'applique qu'à des surfaces planes. Cette section présente les deux méthodes qui ont été utilisées pendant la thèse pour imposer une condition d'adhérence sur une surface quelconque. D'autres méthodes existent et le lecteur pourra se référer au livre de Guo et Shu (2002) [37]. Parmi les méthodes qui ne sont pas présentées dans cette section et qui existent dans Palabos se trouve la condition de Bouzidi *et al.* (2001) [21]. Elle permet de modéliser une surface quelconque sans approximation en marche d'escalier et avec un coût en calcul plus faible que la méthode des frontières immergées. L'inconvénient majeur de cette condition est qu'elle ne permet pas de modéliser un solide en mouvement, ce qui est inadapté aux hydroliennes.

### 2.5.1 Le bounce-back

Le *bounce-back* permet de modéliser une condition d'adhérence sur n'importe quelle forme de géométrie. Le principe est le suivant : une molécule qui arrive sur le mur va subir une inversion de vitesse après collision avec celui-ci. Soit  $\mathbf{x}_w$  un nœud sur la frontière,  $\mathbf{x}_f$  le nœud fluide voisin et  $\mathbf{c}_i = -\mathbf{c}_i$ . Plusieurs schémas de *bounce-back* existent. Celui utilisé par la suite est le *full-way bounce-back*.

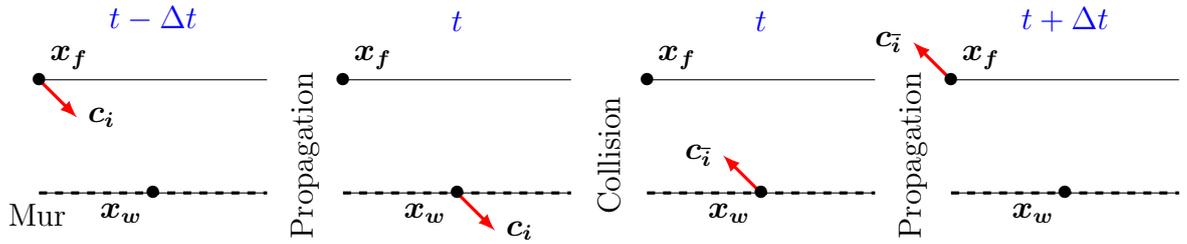


Figure 2.5 : Full-way bounce-back.

La particularité du *full-way bounce-back* est que l'inversion de vitesse a lieu pendant et à la place de l'étape de collision. Cela se formule par  $f'_i(\mathbf{x}_w, t) = f_i(\mathbf{x}_w, t)$ . Un autre modèle existe : le modèle *half-way bounce-back* [43]. Dans cette dernière méthode, seules les fonctions de distribution inconnues sont remplacées. Une fonction de distribution inconnue prend la valeur de celle de la direction opposée. L'étape de collision et de propagation standard a ensuite lieu.

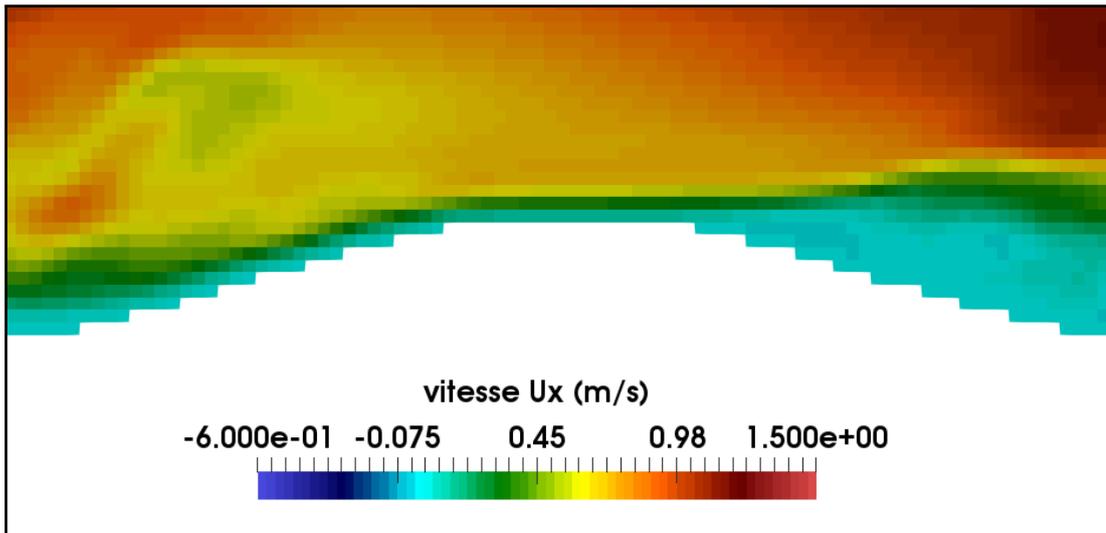


Figure 2.6 : Écoulement au-dessus d'une dune modélisée en LBM-LES avec une condition de *bounce-back*.

He *et al.* (1997) [43] montrent que les modèles *full-way* et *half-way* génèrent une condition d'adhérence avec glissement dont l'erreur est d'ordre 1 pour le *full-way* et d'ordre 2 pour le *half-way*. Cependant le *full-way bounce-back* possède l'avantage de la simplicité. En effet, son implémentation locale ne nécessite aucune information sur l'orientation de la surface. L'inconvénient majeur du *bounce-back* est l'aspect en marche d'escalier de la frontière qui peut dégrader la représentation de la surface du solide immergé. L'écoulement au-dessus d'une dune modélisée en *bounce-back* sur la figure 2.6 en est un exemple.

### 2.5.2 Les frontières immergées

La condition de *bounce-back* telle qu'elle est implémentée ne peut pas représenter l'action du mouvement des pales de l'hydrolienne sur le fluide, contrairement à la condition de frontière immergée implémentée dans Palabos. La frontière immergée (immersed boundary ou IB), introduite par Peskin (1977) [85], est une méthode permettant d'implémenter une condition d'adhérence sur un solide possédant une géométrie complexe, sans ajouter de maillage spécifique à celle-ci. Le solide peut être mobile ou fixe. La méthode consiste à considérer la surface du solide en question comme un ensemble de points lagrangiens et de traiter cette surface comme étant déformable mais ayant une raideur (résistance à la déformation) élevée (figure 2.7). Un déplacement de cette surface sous l'action du fluide entraîne un déplacement des points et une force de rappel. Les forces résultantes sont ensuite redistribuées sur le maillage cartésien d'origine et prises en compte dans les équations du fluide sous la forme d'un terme force. Cette méthode s'applique aussi bien pour un fluide régi par les équations de Navier-Stokes que par la LBM [34].

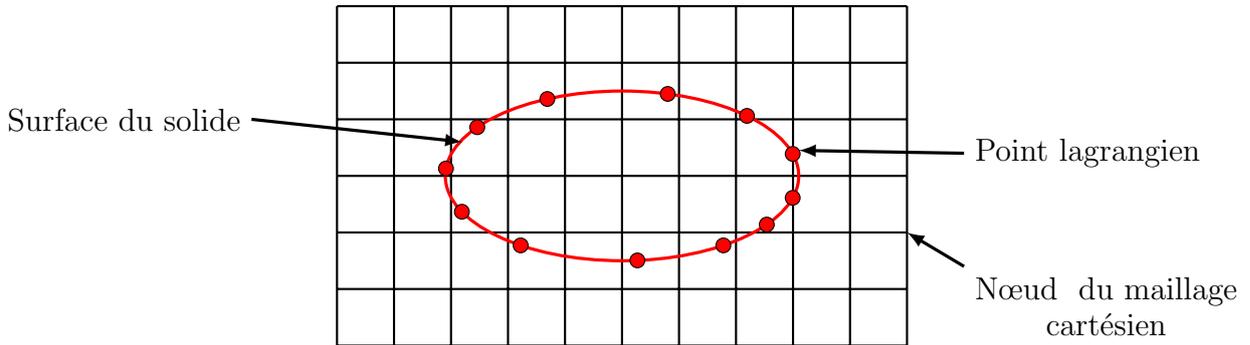


Figure 2.7 : Schéma de l'Immersed Boundary Method.

Il existe plusieurs façons d'implémenter une frontière immergée en LBM [37]. La méthode qui suit est disponible dans le code de calcul Palabos et est utilisée pour nos calculs. La surface du solide est discrétisée en  $N$  points lagrangiens, ces points sont approximativement espacés du pas d'espace du maillage. Appelons  $P$  un de ces points et  $\mathbf{x}_P$  sa position dans le maillage. Les composantes de la position  $\mathbf{x}_P$  sont d'abord tronquées en entier afin d'avoir une référence sur le maillage cartésien, le point  $ref$  de position  $\mathbf{x}_{ref}$ . La zone d'influence de  $P$  sera composée des nœuds compris entre  $\Delta x, y, z = -1$  et  $\Delta x, y, z = +2$  (figure 2.8).

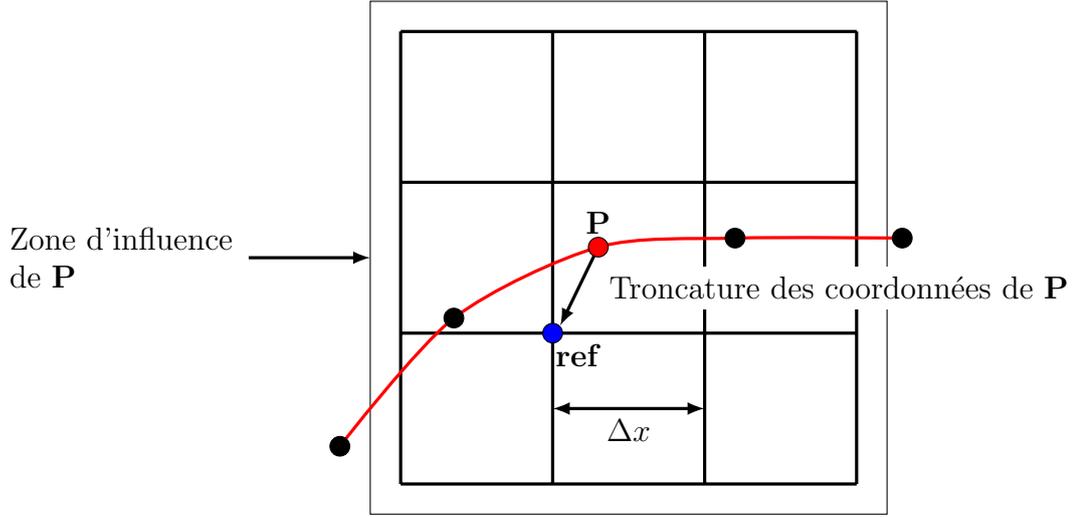


Figure 2.8 : Fonctionnement de l'Immersed Boundary Method.

Les grandeurs macroscopiques nécessaires à l'IBM sont ensuite interpolées au point  $P$ . Ces grandeurs sont la vitesse  $\mathbf{U}_P$  et la densité  $\rho_P$ . Elles sont calculées en  $\mathbf{x}_P$  avec les équations 2.37 et 2.38 :

$$\mathbf{U}_P = \sum_{\Delta x, y, z=-1}^{\Delta x, y, z=2} D((\mathbf{x}_{ref} + \Delta \mathbf{x}) - \mathbf{x}_P) \mathbf{U}(\mathbf{x}_{ref} + \Delta \mathbf{x}), \quad (2.37)$$

$$\rho_P = \sum_{\Delta x, y, z=-1}^{\Delta x, y, z=2} D((\mathbf{x}_{ref} + \Delta \mathbf{x}) - \mathbf{x}_P) \rho(\mathbf{x}_{ref} + \Delta \mathbf{x}), \quad (2.38)$$

où  $D(\mathbf{r})$  est la distribution de Dirac et  $(\mathbf{x}_{ref} + \Delta \mathbf{x})$  est la coordonnée d'un nœud du *lattice* situé dans la zone d'influence de  $P$ . Les champs de vitesse  $\mathbf{U}$  et de densité  $\rho$  sont calculés avant l'étape de collision à partir des fonctions de distribution (équations 2.13). La distribution de Dirac est définie par l'équation 2.39 [37].

$$D(\mathbf{r}) = \delta(r_x)\delta(r_y)\delta(r_z). \quad (2.39)$$

La fonction  $\delta(r_i)$  est définie par l'équation 2.40 [37] et est tracée sur la figure 2.9.

$$\delta(r_i) = \begin{cases} \frac{1}{8}(3 - 2|r_i| + \sqrt{1 + 4|r_i| - 4|r|^2}) & , |r_i| \leq 1, \\ \frac{1}{8}(5 - 2|r_i| + \sqrt{-7 + 12|r_i| - 4|r|^2}) & , 1 \leq |r_i| \leq 2, \\ 0 & , |r| > 2. \end{cases} \quad (2.40)$$

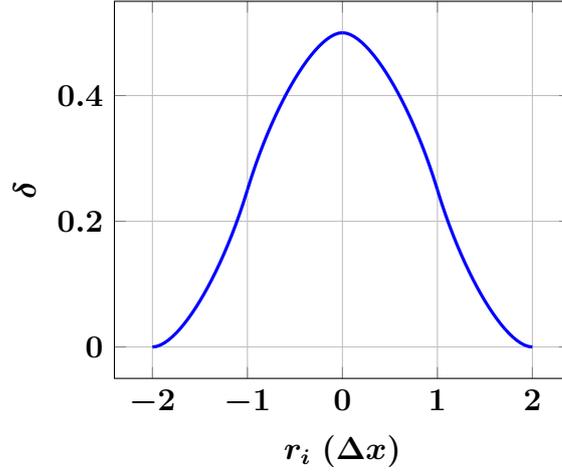


Figure 2.9 : Évolution spatiale de  $\delta$  en fonction de la distance  $r_i$ .

Il existe deux façons de calculer la force de rappel dans Palabos. La première est une méthode de forçage direct basée sur l'article de Fadlun *et al.* (2000) [33]. La deuxième est basée sur la formulation du terme de forçage de l'article de Guo *et al.* (2002) [38]. C'est cette dernière qui est utilisée. D'après la formulation de [38], la quantité de mouvement sur un point lagrangien peut s'écrire :

$$\rho_P \mathbf{U}_{P_{solide}} = \rho_P \mathbf{U}_P + F_P, \quad (2.41)$$

où  $\mathbf{U}_{P_{solide}}$  est la vitesse du solide en  $P$  et  $F_P$  le terme de forçage de  $P$  qui s'écrit :  $F_P = \rho_P (\mathbf{U}_{P_{solide}} - \mathbf{U}_P)$ . La condition d'adhérence en chacun des points  $P$  est assurée en corrigeant la quantité de mouvement des nœuds du *lattice* avec la distribution  $D$  (équation 2.42).

$$\rho(\mathbf{x}) \mathbf{U}(\mathbf{x}) = \rho(\mathbf{x}) \mathbf{U}(\mathbf{x}) + \sum_P \tau S_P F_P D(\mathbf{x} - \mathbf{x}_P), \quad (2.42)$$

où  $S$  est la surface de solide que  $P$  représente. La fréquence de relaxation  $\tau$  est celle de l'opérateur de collision et est donc liée à la viscosité. Cette procédure est appliquée à l'ensemble des points lagrangiens de la surface du solide et est répétée un certain nombre de fois à chaque itération pour s'assurer de la convergence. L'opération de collision est ensuite réalisée avec les fonctions de distribution du nœud, la densité du nœud et le champ de quantité de mouvement modifié par les forces de rappel de chacun des points lagrangiens. La liste suivante résume l'algorithme de la méthode des frontières immergées appliqué à chaque itération de la méthode de Boltzmann :

1. Calcul du champ  $\mathbf{U}$  et  $\rho$  en chacun des nœuds fluides du *lattice* ;
2. Mise à jour de la vitesse  $\mathbf{U}_{P_{solide}}$  de chacun des points lagrangiens  $P$  ;
3. Déplacement des points lagrangiens de  $\mathbf{U}_{P_{solide}}$  ;

4. Calcul de la vitesse et de la densité en chacun des points  $P$  ;
5. Calcul des forces de rappel  $F_P$  ;
6. Application des forces  $F_P$  au champ  $\rho\mathbf{U}$  ;
7. Itérations des étapes 4 à 6 jusqu'à convergence ;
8. Collision avec les nouvelles grandeurs macroscopiques puis propagation standard.

### 2.5.3 Bilan sur les conditions pour solides immergés

Les deux méthodes présentées ont chacune leurs avantages et inconvénients. Le *full-way bounce-back* a une implémentation très simple qui n'impacte pas le temps de calcul. Cependant, il est limité à une condition d'adhérence fixe et n'est donc pas adapté à la modélisation d'un solide en mouvement ou à une condition d'adhérence avec loi de paroi. Bien que plus complexe, la méthode des frontières immergées est adaptée à ces cas. Sans être vraiment complémentaires, ces deux méthodes ont des domaines d'applications différents. La modélisation de solide fixe à bas nombre de Reynolds est réalisée avec du *bounce-back*, tandis que la modélisation à haut nombre de Reynolds le sera avec de l'IBM.

## 2.6 Les modèles LES

La LBM est une méthode instationnaire très couteuse à haut nombre de Reynolds si aucune modélisation de la turbulence n'est utilisée. Il a été montré dans l'étude bibliographique que les modèles LES sont bien adaptés pour la modélisation d'hydroliennes. Les modèles LES permettent de ne calculer que les grandes échelles de la turbulence et de modéliser les petites échelles. Cette opération est un filtrage spatial des échelles de la turbulence, l'échelle de coupure étant de l'ordre de la taille de maille. En pratique cela permet d'avoir un maillage plus grossier et donc des temps de calcul moindres. Il existe plusieurs modèles de sous-maille [94], la liste des modèles présentés ici est donc non-exhaustive et est là pour introduire les modèles rencontrés.

### 2.6.1 Le modèle de Smagorinsky

Le modèle de Smagorinsky statique développé par Smagorinsky (1963) [101] est l'un des modèles de sous-maille les plus utilisés. Ce modèle est basé sur l'hypothèse que les petites échelles sont à l'équilibre et qu'elles dissipent toute l'énergie reçue des grandes échelles instantanément et complètement. Le mécanisme de dissipation est exprimé à travers une viscosité de sous maille [94] :

$$\nu_{sgs}(\mathbf{x}, t) = (C_s \Delta x)^2 (2|\bar{\mathbf{S}}(\mathbf{x}, t)|^2)^{1/2}, \quad (2.43)$$

où  $C_s$  est la constante de Smagorinsky,  $\Delta x$  la taille de maille (filtrage spatial) et  $\bar{S}(\mathbf{x}, t)$  le tenseur des déformations. La notation “ $\bar{a}$ ” signifie que la grandeur  $a$  est filtrée. La valeur de  $C_s$  peut être choisie entre 0.1 et 0.2 en fonction des cas étudiés [94]. Il est nécessaire que le coefficient  $C_s$  tende vers zéro en proche paroi [89]. Pour cela une fonction d’amortissement de Van-Driest peut être utilisée :

$$VD(z) = 1 - \exp\left(\frac{-z}{26} \frac{u_\tau}{\nu}\right), \quad (2.44)$$

où  $z$  est la distance à la paroi,  $u_\tau$  la vitesse de frottement à la paroi et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide.

### 2.6.2 Le modèle WALE

Le modèle WALE, pour *Wall-Adapting Local Eddy-viscosity* [79], est un modèle relativement simple qui permet de tenir compte de l’effet des murs sans pour autant ajouter une fonction d’amortissement. Pour cela Nicoud et Ducros (1999) [79] proposent d’utiliser le tenseur des gradients de vitesse résolu,  $\bar{\mathbf{g}}_{ij} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$ , pour calculer la viscosité de sous-maille :

$$\nu_{sgs} = (C_w \Delta)^2 \frac{(\mathbf{G}_{ij}^d \mathbf{G}_{ij}^d)^{3/2}}{(\bar{\mathbf{S}}_{ij} \bar{\mathbf{S}}_{ij})^{5/2} + (\mathbf{G}_{ij}^d \mathbf{G}_{ij}^d)^{5/4}}, \quad (2.45)$$

où  $\mathbf{G}_{ij}^d$  est le tenseur  $\mathbf{G}_{ij}^d = 1/2(\bar{\mathbf{g}}_{ik} \bar{\mathbf{g}}_{kj} + \bar{\mathbf{g}}_{jk} \bar{\mathbf{g}}_{ki}) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \bar{\mathbf{g}}_{kk} \bar{\mathbf{g}}_{kk}$ .  $C_w$  est la constante du modèle dont la valeur peut varier entre 0.45 et 0.5 [79]. Le paramètre  $\delta_{ij}$  est le symbole de Kronecker. Les avantages de ce modèle sont qu’il prédit correctement le comportement de la viscosité de sous-maille en proche paroi et qu’il ne nécessite pas de filtre supplémentaire comme le modèle de Smagorinsky dynamique.

### 2.6.3 La modélisation LES en LBM

Le modèle utilisé au cours de cette thèse est celui de Smagorinsky. Il est local et relativement simple et de ce fait bien adapté à la LBM. Deux implémentations du modèle de Smagorinsky dans Palabos sont utilisées. La première modifie le taux de relaxation de l’opérateur de collision pour prendre en compte la viscosité de sous-maille [44]. Cette approche s’inspire des modèles de sous-maille des équations de Navier-Stokes mais n’est pas toujours correcte [66]. L’autre approche, développée par Malaspinas et Sagaut (2012) [66], introduit une modélisation de sous-maille plus rigoureuse par rapport à la méthode de Boltzmann. Cette méthode est issue du filtrage de l’équation de Boltzmann en utilisant la décomposition de Leonard [60]. Elle permet de calculer le tenseur des contraintes des échelles de sous-maille à partir des fonctions de distribution filtrées. Ce tenseur est ensuite pris en compte dans l’équation de Boltzmann par l’ajout du terme suivant :

$$T_i = \frac{w_i C_s^2 \Delta^2}{2\tau C_s^4} |\bar{\mathbf{S}}| \mathcal{H}_i^{(2)} : \bar{\mathbf{S}}, \quad (2.46)$$

où  $\mathcal{H}_i^{(2)}$  sont les polynômes d’Hermite d’ordre 2 de la base  $c_i$  et “:” désigne la contraction du produit des tenseurs. Soit pour un opérateur de collision  $BGK$ , l’équation de collision suivante :

$$\bar{f}_i(\mathbf{x}, t + \Delta t) = -\frac{1}{\tau}(\bar{f}_i(\mathbf{x}, t) - f_i(\mathbf{x}, t)^{(eq)}) + T_i. \quad (2.47)$$

Cette approche est qualifiée de “cohérente” par les auteurs. Elle a l’avantage d’être applicable à des modélisations compressibles et thermiques [66]. Ce qui n’est pas le cas de la première.

## 2.7 Le raffinement local du maillage

Le raffinement du maillage permet de réduire localement l’espacement entre les nœuds du maillage afin d’en optimiser le nombre. Ainsi, seules les zones proches des parois des solides immergés sont raffinées. Ailleurs, la taille de maille est choisie en fonction de la taille des structures turbulentes à calculer. Le raffinement dans le code Palabos utilise une approche multi-domaine décrite dans la figure 2.10 et développée par Lagrava *et al.* (2013) [51].

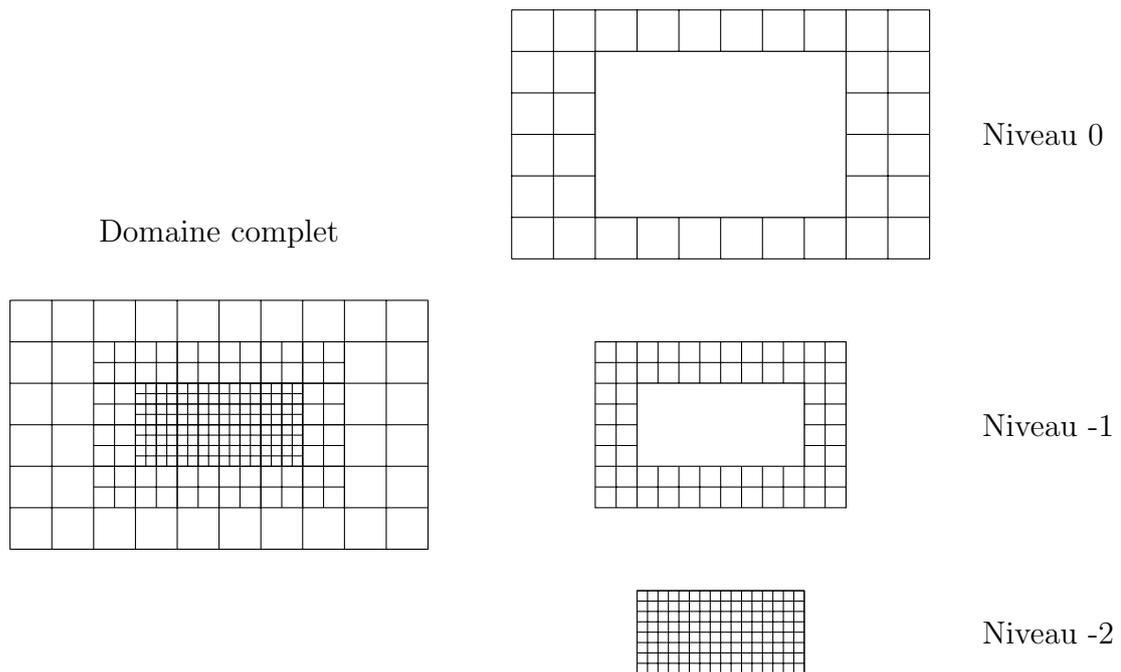


Figure 2.10 : Description du découpage multi-domaine.

En passant d’un niveau de raffinement grossier à un niveau de raffinement fin, la taille de maille est divisée par deux,  $2\Delta x_f = \Delta x_g$ , où l’indice  $f$  désigne un niveau fin et l’indice  $g$  désigne un niveau grossier. Deux niveaux adjacents ne peuvent

avoir un rapport supérieur à 2. Chaque *lattice* possède son propre système d'unités dont l'unité spatiale est  $\Delta x$  et l'unité temporelle  $\Delta t$ . Les unités n'étant pas les mêmes entre deux niveaux de raffinement, les grandeurs qui communiquent entre un niveau grossier et un niveau fin ont besoin d'être redimensionnées. Lagrava *et al.* (2013) ont choisi de réaliser un redimensionnement dit convectif, défini par l'équation suivante :

$$\frac{\Delta t_f}{\Delta x_f} = \frac{\Delta t_g}{\Delta x_g} = \text{constante}. \quad (2.48)$$

L'équation 2.48 implique que le pas de temps entre un niveau grossier et un niveau fin est divisé par deux. Le ratio  $\Delta t/\Delta x$  étant constant avec un redimensionnement convectif : vitesse, densité, et pression sont continues entre deux niveaux de raffinement et ne nécessitent pas de redimensionnement. Ce n'est pas le cas de la viscosité dont le redimensionnement est défini par l'équation suivante :  $\nu_f = \frac{\Delta t_g}{\Delta t_f} \nu_g$ . Le temps de relaxation  $\tau$  est directement lié à la viscosité par l'équation :  $\tau = \frac{1}{c_s^2} \nu + 0.5$ . Ainsi le temps de relaxation au niveau fin se calcule de la façon suivante :  $\tau_f = (4\tau_g - 1)/2$ .

Le redimensionnement des fonctions de distribution est plus complexe. La méthode utilisée est celle de Dupuis *et al.* (2003) [30] et utilise l'algorithme de Filippova *et al.* (1998) [35] avec pour seule différence que le redimensionnement est réalisé avant l'étape de collision. On sait que les fonctions de distribution peuvent être décomposées en deux parties, une partie à l'équilibre et une partie hors-équilibre. L'équation (2.7) donne une définition de la fonction de distribution à l'équilibre. Celle-ci dépendant uniquement de la vitesse et de la pression, la partie à l'équilibre des fonctions de distribution n'a pas besoin de redimensionnement :

$$\begin{aligned} f_{i,f} &= f_{i,f}^{eq} + f_{i,f}^{neq} = f_i^{eq} + f_{i,f}^{neq}, \\ f_{i,g} &= f_{i,g}^{eq} + f_{i,g}^{neq} = f_i^{eq} + f_{i,g}^{neq}, \end{aligned} \quad (2.49)$$

où les termes indicés  $f$  désignent les fonctions de distribution du niveau fin et les termes indicés  $g$  ceux du niveau grossier. La partie hors-équilibre des fonctions de distribution  $f_i^{neq}$  est proportionnelle au gradient de vitesse et a donc besoin d'être redimensionnée. Ce redimensionnement est donné dans l'équation suivante.

$$f_{i,f}^{neq} = \alpha f_{i,g}^{neq}, \text{ avec } \alpha = \frac{\Delta t_g}{\Delta t_f} \frac{\omega_g}{\omega_f} = \frac{2\omega_g}{\omega_f}. \quad (2.50)$$

Le terme  $\alpha$  est calculé avec l'expression du tenseur des contraintes hors-équilibre. L'équation (2.51) permet de reconstruire les fonctions de distribution du niveau fin vers le niveau grossier à une position  $\mathbf{x}_{f \rightarrow g}$  ou du niveau grossier vers le niveau fin à une position  $\mathbf{x}_{g \rightarrow f}$ . Les positions  $\mathbf{x}_{f \rightarrow g}$  et  $\mathbf{x}_{g \rightarrow f}$  désignent des nœuds existant dans le niveau fin et dans le niveau grossier.

$$\begin{aligned}
 f_{i,f}(\mathbf{x}_{g \rightarrow f}) &= f_i^{eq}(\mathbf{x}_{g \rightarrow f}) + \frac{2\omega_g}{\omega_f} f_{i,g}^{neq}(\mathbf{x}_{g \rightarrow f}), \\
 f_{i,g}(\mathbf{x}_{f \rightarrow g}) &= f_i^{eq}(\mathbf{x}_{f \rightarrow g}) + \frac{\omega_f}{2\omega_g} f_{i,f}^{neq}(\mathbf{x}_{f \rightarrow g}).
 \end{aligned}
 \tag{2.51}$$

La figure 2.11 illustre la transition entre le niveau grossier et le niveau fin avec, entre les deux, la zone de recouvrement. C'est dans cette zone que les fonctions de distribution sont redimensionnées vers le niveau fin ou le niveau grossier.

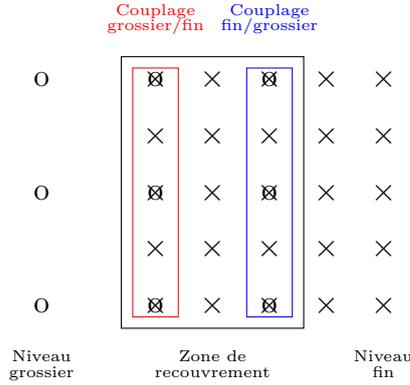


Figure 2.11 : Couplage entre le niveau fin et le niveau grossier.

### 2.7.1 Couplage du niveau fin vers le niveau grossier

Le redimensionnement vers le niveau grossier ne nécessite pas la création d'informations, tous les nœuds grossiers étant aussi des nœuds fins. Les grandeurs sont simplement redimensionnées puis copiées vers le niveau grossier. Une opération de filtrage est également réalisée pendant le couplage afin d'éliminer les échelles du niveau fin qui ne sont pas résolues par le niveau grossier et qui peuvent entraîner des instabilités. L'opération de filtrage n'est appliquée qu'à la partie hors-équilibre des fonctions de distribution. La vitesse et la densité ne sont pas filtrées car cela entraînerait une augmentation artificielle de la viscosité dans la zone de recouvrement. Le filtrage est réalisé en calculant la moyenne des  $f_{i,f}^{neq}$  sur toutes les directions du schémas de vitesse  $DmQn$ , section 2.2 :

$$\bar{f}_{i,f}^{neq}(\mathbf{x}_{f \rightarrow g}) = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} f_{i,f}^{neq}(\mathbf{x}_{f \rightarrow g}).
 \tag{2.52}$$

L'équation (2.53) est finalement utilisée pour calculer les fonctions de distributions du niveau fin vers le niveau grossier :

$$f_{i,g}(\mathbf{x}_{f \rightarrow g}) = f_i^{eq}(\rho_f(\mathbf{x}_{f \rightarrow g}), \mathbf{U}_f(\mathbf{x}_{f \rightarrow g})) + \frac{\omega_f}{2\omega_g} \bar{f}_{i,f}^{neq}(\mathbf{x}_{f \rightarrow g}).
 \tag{2.53}$$

### 2.7.2 Couplage du niveau grossier vers le niveau fin

Le redimensionnement vers le niveau fin est plus complexe car tous les nœuds fins n'existent pas dans le maillage grossier. Il manque donc des informations qui doivent être créées et redimensionnées. Il existe deux cas lors du couplage du maillage grossier vers le maillage fin. Soit le nœud du maillage fin existe aussi dans le maillage grossier et les fonctions de distribution sont redimensionnées avec l'équation suivante :

$$f_{i,f}(\mathbf{x}_{g \rightarrow f}) = f_i^{eq}(\rho_g(\mathbf{x}_{g \rightarrow f}), \mathbf{U}_g(\mathbf{x}_{g \rightarrow f})) + \frac{2\omega_g}{\omega_f} f_{i,g}^{neq}(\mathbf{x}_{g \rightarrow f}). \quad (2.54)$$

Soit le nœud du maillage fin n'existe pas dans le maillage grossier. Dans ce cas une interpolation est réalisée afin de créer les informations manquantes à l'emplacement du maillage fin et l'équation de redimensionnement est la suivante :

$$f_{i,f}(\mathbf{x}_{g \rightarrow f}) = f_i^{eq}(\bar{\rho}_g(\mathbf{x}_{g \rightarrow f}), \bar{\mathbf{U}}_g(\mathbf{x}_{g \rightarrow f})) + \frac{2\omega_g}{\omega_f} \overline{f_{i,g}^{neq}}(\mathbf{x}_{g \rightarrow f}). \quad (2.55)$$

Les grandeurs  $\bar{\rho}_g$ ,  $\bar{\mathbf{U}}_g$  et  $\overline{f_{i,g}^{neq}}$  sont interpolées à partir des nœuds voisins appartenant au maillage grossier. Les interpolations sont asymétriques et d'ordre 3 pour les nœuds sur des arêtes ou dans des coins et centrées et d'ordre 4 sinon. Le maillage fin résout des échelles plus petites que le maillage grossier. Ces échelles sont absentes si on utilise les équations (2.54) et (2.55). Selon Lagrava *et al.* (2013), l'absence de ces échelles pourrait avoir des conséquences non négligeables à haut nombre de Reynolds ( $Re > 10^6$ ).

### 2.7.3 Déroulement du couplage

Les étapes de collision et de propagation aux différents niveaux sont agencées de la sorte :

- L'état initial du système est  $t_0$ , toutes les fonctions de distribution sont connues à tous les niveaux.
- Tout d'abord une étape de collision/propagation est réalisée au niveau grossier. L'état du niveau grossier est alors  $t_1$ . Les fonctions de distribution qui viennent du niveau fin à l'étape de propagation sont inconnues, elles seront copiées depuis le niveau fin lorsque celui-ci sera aussi à l'état  $t_1$ .
- Une première étape de collision/propagation est réalisée au niveau fin. Les fonctions de distribution qui viennent du niveau grossier à l'étape de propagation sont inconnues. Elles sont copiées depuis l'état  $t_{1/2}$  du niveau grossier vers le niveau fin via un redimensionnement et une interpolation spatiale. L'état  $t_{1/2}$  du niveau grossier est obtenu via une interpolation temporelle des états  $t_0$  et  $t_1$ . Le niveau fin est à l'état  $t_{1/2}$ .

- Une deuxième étape de collision/propagation est réalisée au niveau fin qui est à présent à l'état  $t_1$ . Les fonctions de distribution qui viennent du niveau grossier à l'étape de propagation sont inconnues. Elles sont copiées depuis l'état  $t_1$  du niveau grossier vers le niveau fin via un redimensionnement et une interpolation spatiale. Le niveau fin est à l'état  $t_1$ .
- Pour finir les fonctions de distribution du niveau fin à l'état  $t_1$  sont redimensionnées, filtrées et copiées au niveau grossier à l'état  $t_1$ . Les fonctions de distribution au niveau fin et grossier sont toutes connues et une nouvelle itération peut avoir lieu.

### 2.7.4 Processus de raffinement

A l'étape 0 tout le maillage est au même niveau. Le domaine est découpé en cuboïdes de  $n \times n \times n$  mailles (en 3D). Les cuboïdes contenant une partie de la géométrie à raffiner sont identifiés et divisés en 8 cuboïdes (en 3D) où le pas d'espace  $\Delta x$  est divisé par deux. On répète ce processus  $n$  fois jusqu'à atteindre l'espacement désiré. Une étape corrective est ensuite appliquée et assure que deux cuboïdes adjacents n'ont pas plus de 2 niveaux d'écart. Un niveau du domaine correspondra alors à l'ensemble des cuboïdes de même niveau et le processus de couplage sera appliqué aux zones de recouvrement de ces niveaux comme décrit précédemment. La figure 2.12 illustre le processus de raffinement autour d'un cercle.

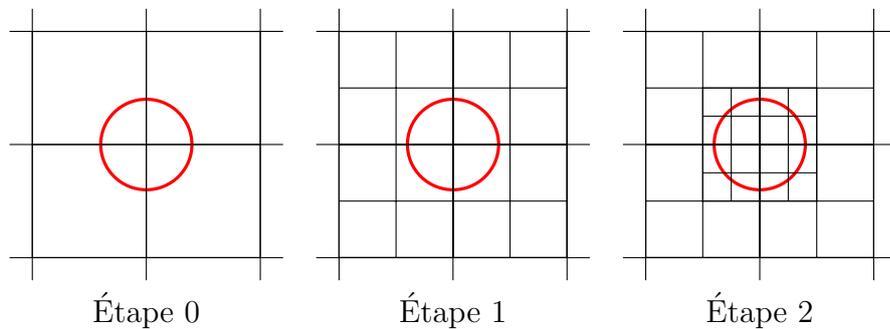


Figure 2.12 : Processus du raffinement dans Palabos - exemple autour d'un cercle en 2D.

## 2.8 Commentaires sur les performances de Palabos

Les modifications apportées aux codes nécessitent la compréhension de quelques éléments relatifs à la parallélisation et aux performances de Palabos. Ces éléments sont présentés ici. La LBM est une méthode locale et explicite dont le principal avantage est d'être massivement parallèle. Toute modification ou implémentation

dans le code Palabos devra s'efforcer de conserver cette localité afin de ne pas dégrader les performances de calcul. Cette règle est d'ailleurs présente dans la documentation de Palabos [6].

Lors de la présentation du raffinement (section 2.7), le découpage du domaine en cuboïdes est introduit. Les cuboïdes sont les composants élémentaires de la parallélisation. Ils sont répartis de la manière la plus uniforme possible entre les processeurs. Pour un domaine contenant plusieurs niveaux de raffinement, le domaine le plus fin est généralement le plus couteux en temps de calcul. En pratique la répartition se fait en assignant un cuboïde avec le processeur ayant le moins de cuboïdes assignés, les cuboïdes des niveaux fins ayant plus de poids. Les frontières entre les niveaux de raffinement sont des cas particuliers car il y a des échanges entre les cuboïdes d'un niveau fin et d'un niveau grossier (section 2.7). Pour cette raison les cuboïdes de part et d'autre d'une frontière sont associés au même processeur. La figure 2.13 illustre la répartition des cuboïdes autour de la frontière.

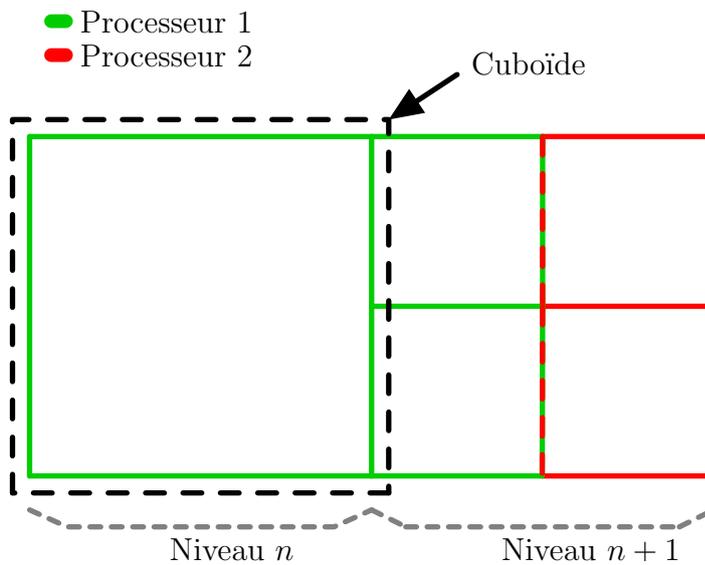


Figure 2.13 : Fonctionnement de Palabos : Distribution des cuboïdes autour d'une frontière de raffinement.

Afin de conserver la localité de la méthode, il est fortement déconseillé de réaliser des boucles spatiales en dehors des fonctions parallélisées spécialement prévues à cet effet. Ces fonctions, qui dérivent du concept de *processing functional* défini dans Palabos, permettent de travailler sur les blocs élémentaires, les cuboïdes, en parallèle. Pour les opérations non-locales il est possible d'accéder aux données des cuboïdes voisins à travers l'enveloppe du cuboïde. L'enveloppe est illustrée sur le figure 2.14 et est actualisée avant l'appel du *processing fonctionnal* avec les données des cuboïdes voisins. Le nombre de nœuds des cuboïdes voisins qu'elle contient est appelé enveloppe. Le *lattice* qui contient les fonctions de distribution a une

enveloppe de 1, c'est le minimum nécessaire pour faire l'opération de propagation (section 2.2). D'autres objets peuvent avoir des enveloppes plus grandes comme les champs de vitesse et de pression utilisés dans l'IBM. Ceux-ci sont créés à partir des fonctions de distribution du *lattice* et ont une enveloppe de 4 afin de pouvoir réaliser les interpolations spatiales. Les données de l'enveloppe viennent d'autres processeurs et nécessitent donc des transferts entre processeurs. La durée du transfert est non-négligeable par rapport au temps de calcul et plus l'enveloppe est grande, plus cette durée est élevée.

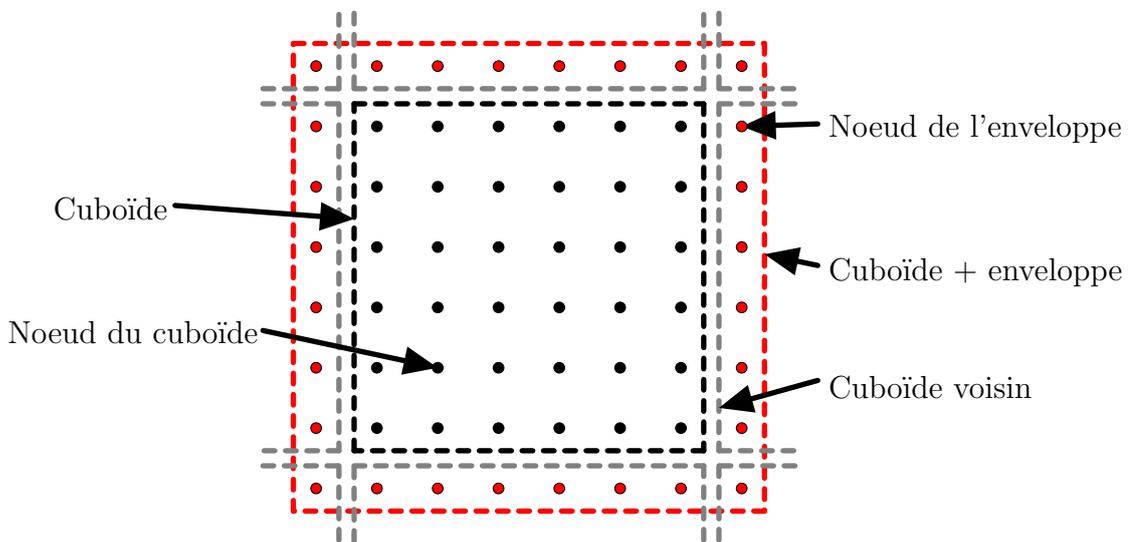


Figure 2.14 : Fonctionnement de Palabos : enveloppe de 1 noeud autour d'un cuboïde.

Lors de la distribution des cuboïdes sur les processeurs, il est possible de regrouper les cuboïdes voisins sur un même processeur afin de limiter les zones d'échanges. Ce regroupement est réalisé par groupe de  $4 \times 10^{n_G}$ , où  $n_G$  est le paramètre de groupement. Le groupement doit être adapté au domaine et au nombre de cuboïdes, un groupement trop fort pouvant engendrer une mauvaise distribution des cuboïdes entre les processeurs. Lors de la création du maillage, il faut également prendre en compte les *processing functionals* utilisés. Par exemple l'IBM rajoute des opérations uniquement dans les cuboïdes proches de la géométrie et ces opérations supplémentaires ne sont pas prises en compte dans la répartition des cuboïdes entre les processeurs. Il est donc important qu'un niveau contenant une géométrie modélisée en IBM n'ait pas trop de cuboïdes éloignés de celle-ci.

## 2.9 Synthèse

Le fonctionnement de la LBM peut paraître simple lorsque la méthode est présentée avec l'opérateur de collision *BGK* et qu'aucune frontière n'est considérée. Cependant, lorsque l'on considère des applications concrètes à des nombres de Reynolds élevés, la méthode se complexifie avec l'introduction d'opérateurs de collision et d'outils plus adaptés. Le code Palabos est flexible et ne se limite pas à la modélisation de solides immergés. Ce chapitre ne présente donc qu'une partie des outils dont dispose Palabos. De plus, la LBM est un domaine où la recherche est très active, de nouvelles méthodes sont donc fréquemment développées. Il n'y a pas une approche unique pour les modélisations qui sont présentées dans le chapitre suivant et chaque cas a été réalisé avec les outils qui semblaient être les mieux adaptés.

---

## Chapitre 3

# Vers la modélisation d'objets mobiles immergés

La présentation des hydroliennes marines dans le chapitre 1 a mis en avant la complexité des phénomènes physiques mis en jeu. La modélisation numérique d'une hydrolienne est donc non-triviale quels que soient les méthodes et modèles choisis. De plus, le code Palabos est très complet et son utilisation peut s'avérer complexe. Plusieurs étapes sont donc nécessaires afin d'une part de comprendre et de maîtriser le code Palabos, et d'autre part de choisir les bons outils pour la modélisation de l'hydrolienne. La première partie de ce chapitre porte sur l'étude d'écoulements en régime laminaire suivi d'une partie consacrée à la modélisation de la turbulence. La dernière partie de ce chapitre présente la mise en place des outils pour modéliser un objet mobile dans un écoulement turbulent. Les modélisations laminaires sont réalisées en  $2D$  tandis que toutes les modélisations d'écoulement en régime turbulent sont réalisées en  $3D$ .

### 3.1 Écoulements laminaires

Deux cas sont étudiés dans cette partie. Le premier cas est un écoulement laminaire  $2D$  entre deux plaques planes, également appelé écoulement de Poiseuille. Ce cas sert de base à l'étude du choix des paramètres  $\Delta x$  et  $\Delta t$ . Le deuxième cas est l'écoulement laminaire plan autour d'un cylindre et constitue une première approche vers la modélisation d'un objet immergé.

### 3.1.1 Écoulement de Poiseuille plan

Le but est de vérifier l'ordre de l'erreur spatiale et l'ordre de l'erreur temporelle pour une simulation LBM-BGK en fonction des paramètres  $\Delta x$  et  $\Delta t$ . Pour déterminer l'ordre de l'erreur spatiale, le pas d'espace  $\Delta x$  varie en gardant un pas de temps  $\Delta t$  constant. L'ordre de l'erreur temporelle est obtenu en faisant varier  $\Delta t$  avec  $\Delta x$  constant. Un dernier cas est réalisé avec  $\Delta x$  qui varie en respectant  $\Delta t = O(\Delta x^2)$  [53]. Les simulations sont réalisées en s'assurant que le nombre de Mach n'excède pas 0.3. L'ordre de l'erreur est obtenue en traçant le logarithme de l'erreur en fonction du logarithme du pas de temps ou d'espace.

L'erreur est calculée dans le cadre de la simulation d'un écoulement laminaire dans un canal plan périodique. L'écoulement se fait dans la direction  $\mathbf{x}$ , la direction  $\mathbf{z}$  étant normale à la direction  $\mathbf{x}$ . Les grandeurs sont adimensionnées par rapport à la hauteur du canal,  $H$ , et par rapport à la vitesse moyenne du profil de Poiseuille,  $\langle U_x \rangle$ . Le canal a une longueur de  $2\pi$  et la condition d'adhérence sur les parois est réalisée avec une condition de Dirichlet en vitesse, soit  $U_{x_{paroi}} = U_{z_{paroi}} = 0$ . La force suivant  $\mathbf{x}$  ajoutée à l'équation 2.21 pour entretenir la périodicité est définie par (équation 3.1) :

$$F_{volumique} = \rho \frac{12 \langle U_x \rangle^2}{ReN}, \quad (3.1)$$

où  $N$  est la résolution spatiale. La résolution spatiale est le nombre de pas d'espace  $\Delta x$  sur la hauteur du canal :  $N = H/\Delta x$ . Les conditions initiales sont  $U_x = 1$ ,  $U_z = 0$  et  $\rho = 1$ . L'opérateur de collision utilisé est l'opérateur BGK et il n'y a pas de modélisation LES. Le calcul de l'erreur est défini de la manière suivante (équation 3.2) :

$$Erreur = \frac{1}{nombre\ de\ noeuds} \sqrt{\sum_i \sum_k (U_{x_{Poiseuille}}(z) - U_x)^2}, \quad (3.2)$$

où  $U_{x_{Poiseuille}}(z)$  correspond au profil analytique de Poiseuille. Pour déterminer l'ordre de l'erreur spatiale, le pas de temps est fixé à  $\Delta t = 1 \times 10^{-4}$  et le pas d'espace  $\Delta x$  varie de 0.003125 à 0.025 avec un pas de 0.025. Le nombre de Mach maximal est de :  $Ma = 0.055$ . La figure 3.1 représente le logarithme de l'erreur spatiale en fonction du logarithme de la résolution.

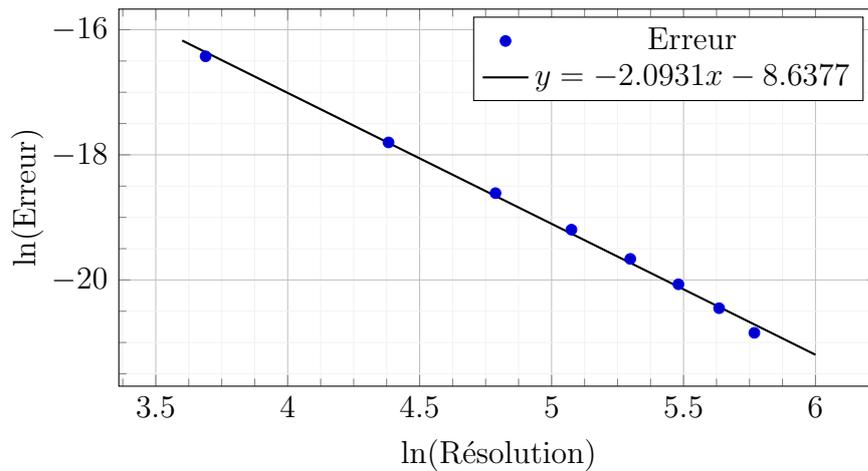


Figure 3.1 : Erreur et droite de tendance - Analyse spatiale sur l'écoulement de Poiseuille  $2D$ .

La corrélation entre la droite de tendance et celle de l'erreur montre une erreur d'ordre 2 (figure 3.1). L'ordre de l'erreur temporelle est ensuite déterminé. Pour cela une résolution suffisamment grande est choisie afin de diminuer l'erreur spatiale, soit  $\Delta x = 1/200 = 5 \times 10^{-3}$ . On fait ensuite varier le pas de temps  $\Delta t$  depuis  $1 \times 10^{-5}$  jusqu'à  $1.5 \times 10^{-4}$  avec un pas de  $2 \times 10^{-5}$ . Le nombre de Mach maximal est de 0.052. La figure 3.2 représente le logarithme de l'erreur temporelle en fonction du logarithme du pas de temps.

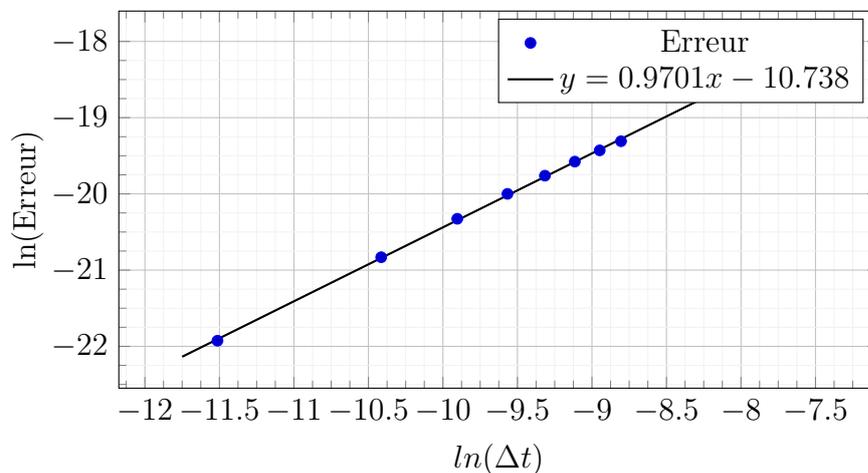


Figure 3.2 : Erreur et droite de tendance - Analyse temporelle sur l'écoulement de Poiseuille  $2D$ .

L'erreur temporelle est d'ordre 1 (figure 3.2). Latt (2008) [53] conseille de faire évoluer  $\Delta x$  et  $\Delta t$  de la manière suivante :  $\Delta t = O(\Delta x^2)$ . De cette manière une erreur totale d'ordre 4 est garantie (figure 3.3).

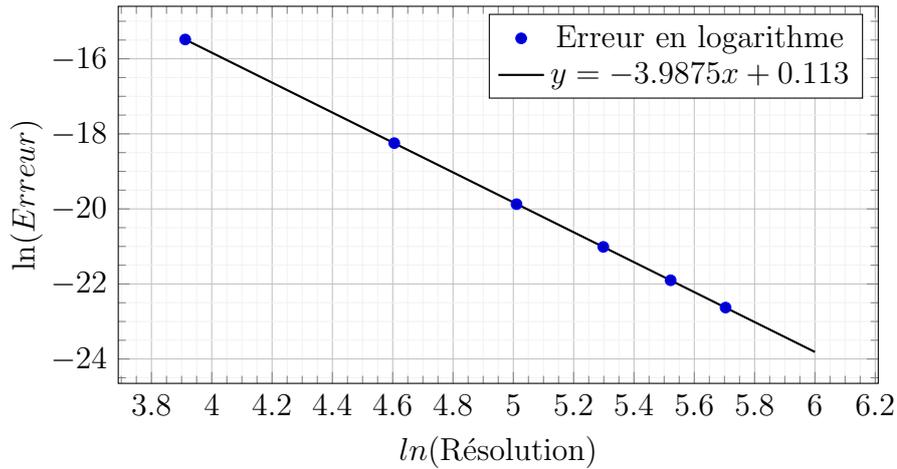


Figure 3.3 : Erreur et droite de tendance - Évolution en  $\Delta t = \Delta x^2$  sur l'écoulement de Poiseuille 2D.

Le respect de la règle  $\Delta t = O(\Delta x^2)$  garantit une meilleure précision des résultats mais s'avère très coûteuse en temps de calcul avec le pas de temps qui décroît en  $O(\Delta x^2)$ . D'une manière générale le pas de temps est choisi afin de rester en régime incompressible. Soit un nombre de Mach inférieur à 0.3. Le nombre de Mach se calcule avec l'équation 3.3 :

$$Ma = \frac{U_{max} \Delta x}{c_s \Delta t}, \quad (3.3)$$

où  $U_{max}$  est la vitesse maximale du fluide.

### 3.1.2 Écoulement laminaire autour d'un cylindre plan

L'écoulement 2D autour d'un cylindre entre deux plaques planes est étudié ici. Le cas de référence est celui étudié par Schaefer *et al.* (1996) [95]. Le schéma ci-dessous représente le domaine de la simulation.

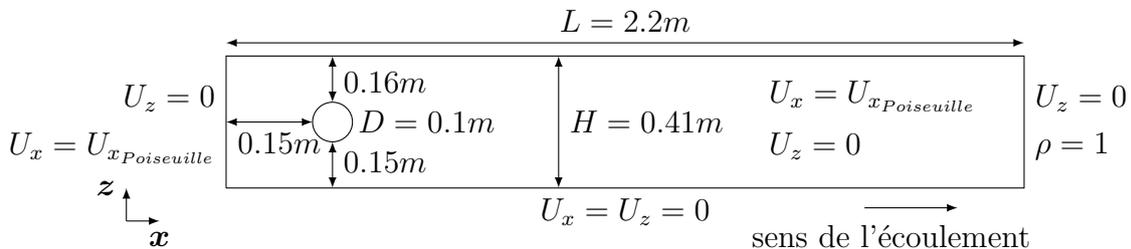


Figure 3.4 : Domaine de la modélisation LBM d'un cylindre plan [95].

### 3.1. Écoulements laminaires

La condition d'adhérence sur le cylindre est modélisée par la méthode *full-way bounce-back* présentée dans la section 2.5.1. La vitesse  $U_x(x = 0, z)$  est égale au profil analytique de Poiseuille et  $U_z(x = 0, z) = 0$ . La condition d'adhérence sur les plaques planes est réalisée avec une condition de Dirichlet de vitesse nulle. La sortie est une condition de Dirichlet en densité. Les conditions initiales sont les mêmes conditions qu'en  $x = 0$  et  $\rho = 1$ . L'opérateur de collision est l'opérateur BGK et aucune modélisation de sous-maille n'est utilisée. Le nombre de Mach maximal des simulations est  $Ma = 0.02$ . La dissymétrie dans le placement du cylindre est là pour favoriser l'apparition de l'allée de tourbillons de von Kármán. Des simulations avec différentes valeurs du nombre de Reynolds sont réalisées afin d'observer les différents types d'écoulement. La figure 3.5 représente les écoulements théoriques et les écoulements modélisés en LBM.

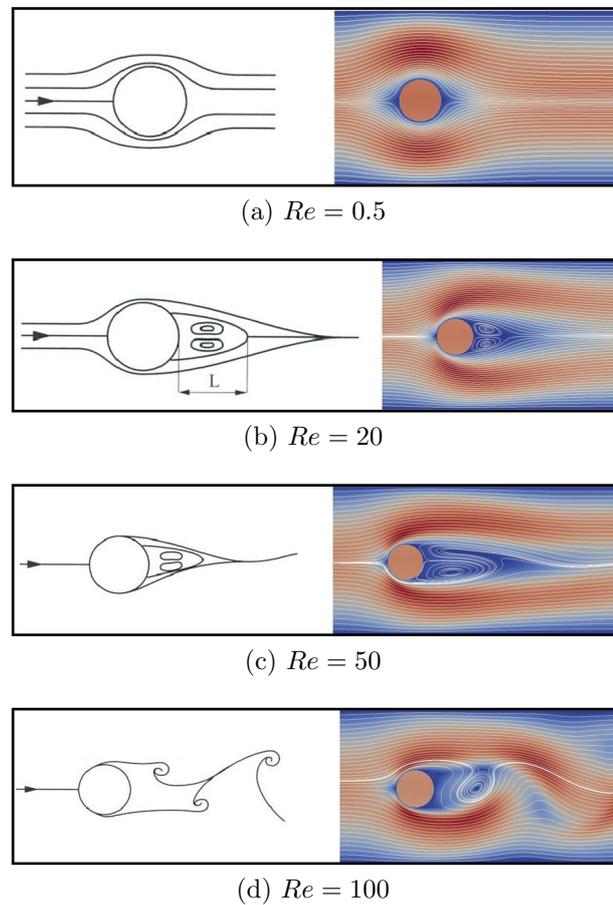


Figure 3.5 : Écoulement laminaire autour d'un cylindre en fonction du nombre de Reynolds - Écoulement théorique et modélisé en LBM.

L'allée de tourbillons de von Kármán est bien observée à un nombre de Reynolds de 100 (figure 3.5d). Les résultats sont validés en comparant la valeur du coefficient de

### 3.1. Écoulements laminaires

traînée maximal sur le cylindre  $C_{D_{max}}$ , de portance maximal  $C_{L_{max}}$  et du nombre de Strouhal  $St$  avec la plage de validité donnée par [95]. Les coefficients de portance  $C_L$  et de traînée  $C_D$  sont définis dans l'équation 3.4 :

$$C_L = \frac{F_z}{0.5\rho D\bar{U}_x^2}, \quad C_D = \frac{F_x}{0.5\rho D\bar{U}_x^2}, \quad (3.4)$$

où  $\bar{U}_x$  est la vitesse axiale moyenne du profil de Poiseuille. Plusieurs simulations sont réalisées en faisant varier la résolution du maillage. Les résultats sont présentés sur la figure 3.6 où la résolution du cylindre correspond au nombre de nœuds sur la hauteur de celui-ci. Les grandeurs calculées convergent bien vers la plage de validité. Pour plus de 80 mailles sur la hauteur du cylindre les résultats sont tous dans la plage de validité. Cette étude a permis d'utiliser Palabos pour la modélisation d'un solide immergé et d'étudier la convergence des efforts en comparant la modélisation LBM à un cas de référence.

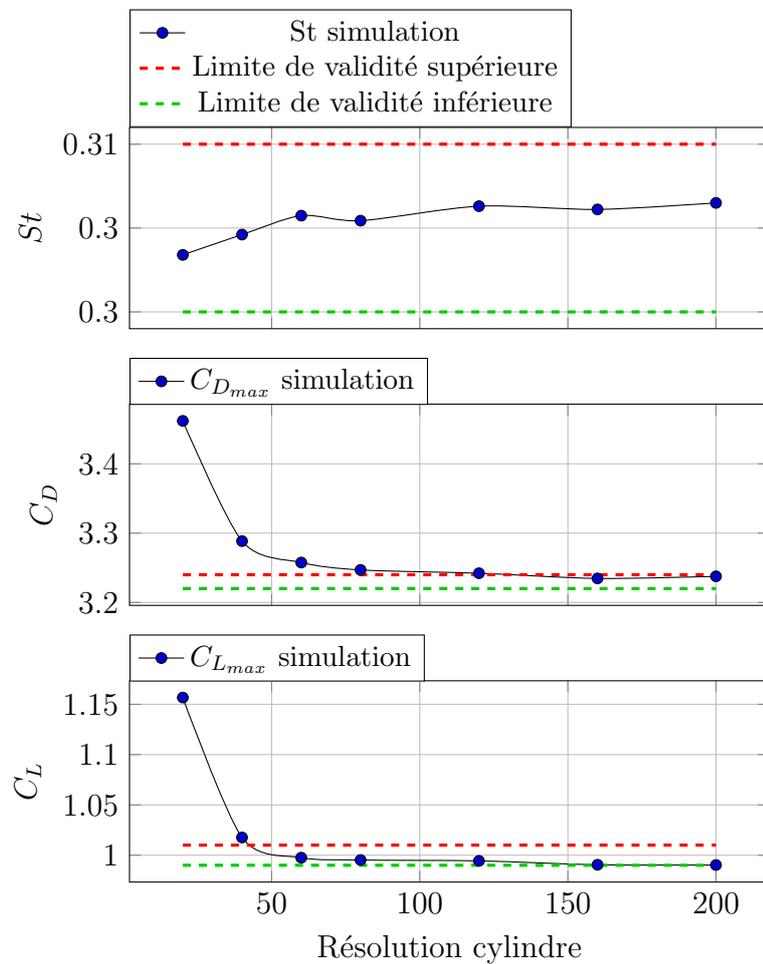


Figure 3.6 :  $C_L$ ,  $C_D$  et  $St$  du cylindre 2D, simulation LBM à  $Re = 100$ .

## 3.2 Écoulements turbulents en canal

Les zones favorables à l'installation d'hydroliennes sont fortement turbulentes. Afin de générer de la turbulence en entrée des simulations LBM, plusieurs étapes sont nécessaires. Premièrement, la modélisation LBM-LES de cas périodiques permet de mettre en place les outils de post-traitement, les opérateurs de collision et le modèle de sous-maille adaptés aux écoulements turbulents. Ensuite, une méthode de génération d'un état turbulent spécifique en entrée du domaine de la simulation est étudiée.

### 3.2.1 Écoulements en canal périodique

#### Écoulement entre deux plaques planes

La modélisation de l'écoulement d'un fluide en régime turbulent entre deux plaques planes est réalisée. La référence est la simulation DNS réalisée par Kim *et al.* (1987) [48]. L'opérateur de collision BGK et un modèle de sous-maille Smagorinsky statique sont utilisés. Cette simulation est réalisée sans fonction d'amortissement du coefficient de Smagorinsky près des parois. Le coefficient de Smagorinsky est :  $C_s = 0.14$ . Le nombre de Reynolds par rapport à la vitesse moyenne du profil  $\langle U_x \rangle$  et à la hauteur du canal  $H$  (entrefer) est égal à 5600. Comme pour la simulation du canal laminaire, les grandeurs sont adimensionnées par la hauteur,  $H$ , et par la vitesse moyenne,  $\langle U_x \rangle$ .

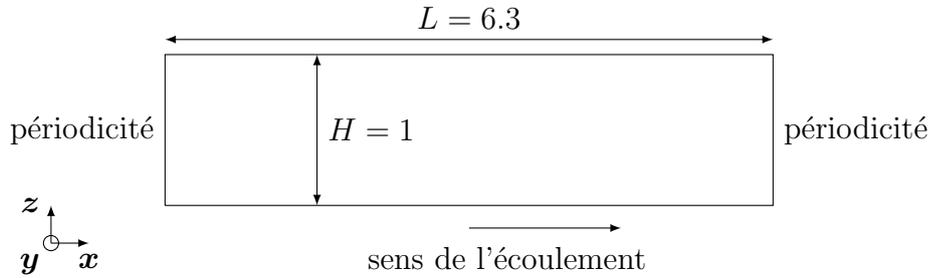


Figure 3.7 : Définition du canal turbulent (coupe  $y = 0.5$ ).

La dimension du canal suivant la direction  $\mathbf{y}$  est égale à 1, les autres dimensions sont représentées sur la figure 3.7. La condition d'adhérence sur les plaques planes est réalisée avec une condition de Dirichlet en vitesse,  $U_x = U_y = U_z = 0$ . L'écoulement est périodique dans la direction  $\mathbf{x}$  et  $\mathbf{y}$  et la force suivant  $\mathbf{x}$  ajoutée à l'équation 2.21 est définie de la manière suivante :

$$F_{\text{volumique}} = \rho \frac{2 \times u_\tau^2}{H} = \rho \frac{2(Re_\tau \times \nu_{\text{lattice}} / (N/2))^2}{N}, \quad (3.5)$$

### 3.2. Écoulements turbulents en canal

---

où  $N$  est la résolution,  $\nu_{lattice}$  la viscosité adimensionnée par le pas de temps et le pas d'espace et  $u_\tau$  la vitesse de frottement à la paroi. Kim *et al.* (1987) [48] donnent pour cet écoulement un nombre de Reynolds  $Re_\tau = u_\tau H / 2\nu = 180$ . Les conditions initiales sont définies de la manière suivante :

- $U_x = U_{x_{Poiseuille}} + 0.2 \text{ rand} < U_x >$  ;
- $U_y = 0.2 \text{ rand} < U_x >$  ;
- $U_z = 0.2 \text{ rand} < U_x >$  ;
- $\rho = 1$ ,

où rand est un nombre aléatoire compris entre  $-1$  et  $1$ . De cette manière l'écoulement initial est déstabilisé et cela favorise l'apparition de turbulence.

Un maillage uniforme avec une résolution suivant  $z$  égale à 180 est utilisé, soit en adimensionnant par les échelles visqueuses :  $\Delta z^+ = 2$ . Cette taille de maille est suffisante pour la modélisation LBM-LES de l'écoulement au-dessus d'une plaque plane [17]. Dans la section 3.1.1, il est recommandé de respecter  $\Delta t = O(\Delta x^2)$ . Cependant cette règle impose un pas de temps de l'ordre de  $10^{-5}$ , soit des temps de calcul trop longs. Finalement, uniquement l'hypothèse d'un nombre de Mach faible est respectée (section 3.1.1). Le nombre de Mach choisi est  $Ma = \sqrt{3}\Delta t / \Delta x = 0.17$  avec  $\Delta t = 5.56 \times 10^{-4}$  unité de temps.

Une fois que la simulation est convergée, le post-traitement est réalisé. Celui-ci consiste en une moyenne temporelle sur  $n$  itérations et en une moyenne spatiale sur l'ensemble du domaine. Les grandeurs moyennes sont d'abord calculées pendant 100 unités de temps toutes les 0.2 unité de temps (500 itérations) puis les fluctuations par rapport à ces grandeurs moyennes sont calculées pendant 100 autres unités de temps toutes les 0.2 unité de temps.

Une bonne corrélation entre les simulations LBM et le cas de référence est observée sur les figures 3.8 et 3.9. Cependant les temps de calcul sont assez longs (environ 2 semaines sur 50 cœurs pour la convergence et le post-traitement) et ce pour plusieurs raisons. Tout d'abord la distance nécessaire pour obtenir un régime statistiquement convergé est grande. Il faut 400 unités de temps pour converger, soit une distance parcourue de 63.5 longueurs de canal à la vitesse moyenne  $\langle U_x \rangle = 1$ . Ensuite la taille de maille est constante dans le domaine soit un nombre de mailles très grand, environ  $36 \times 10^6$  mailles<sup>1</sup>. La génération d'une turbulence synthétique en entrée du domaine permettrait de produire une turbulence développée sur une distance bien plus courte (de l'ordre de la demi-longueur de canal), réduisant ainsi le temps de calcul.

---

1. Ces calculs ont été réalisés alors que le raffinement local du maillage n'était pas disponible

### 3.2. Écoulements turbulents en canal

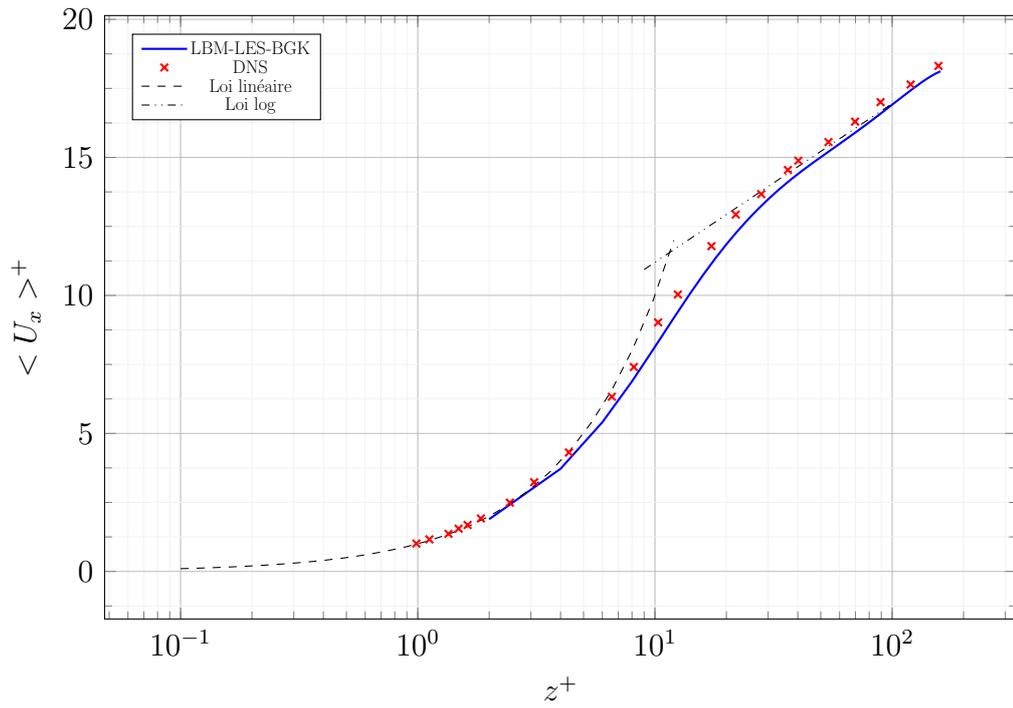


Figure 3.8 : Canal turbulent : profil de vitesse moyenne adimensionnée.

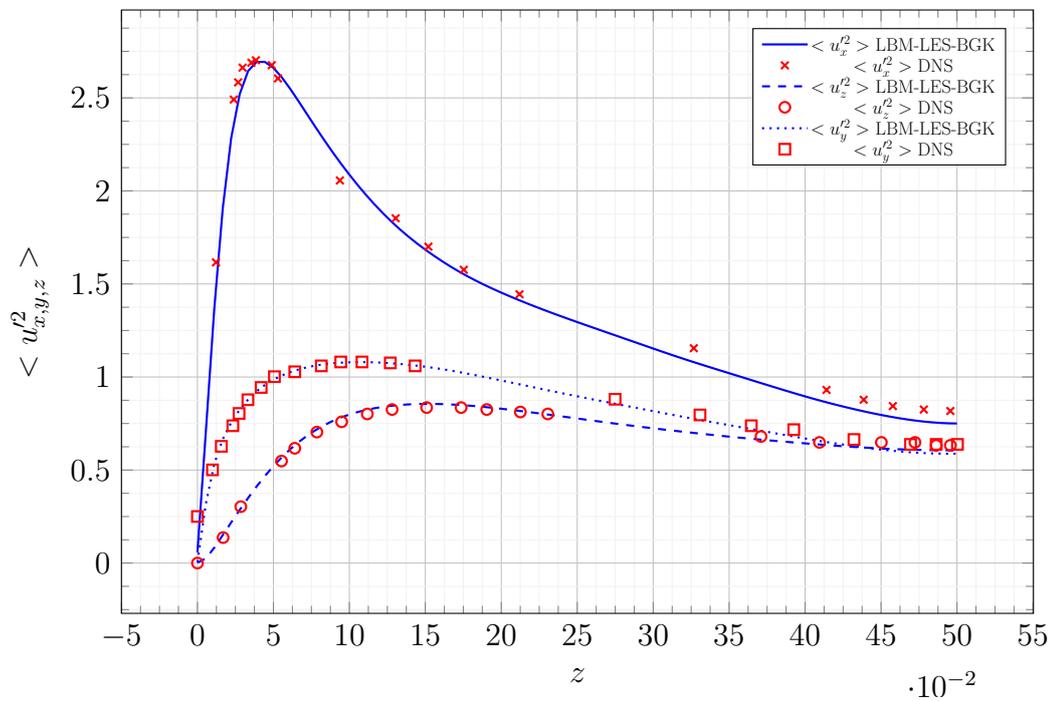


Figure 3.9 : Canal turbulent : composantes moyennes du tenseur de Reynolds.

### Écoulement entre une plaque plane et une paroi ondulée

Après avoir validé le code pour l'écoulement entre deux plaques planes, le code LBM-LES est utilisé pour modéliser un fond à géométrie variable. Le cas de référence est la simulation DNS réalisée par Maaß *et al.* (1996) [63] dans un canal avec fond sinusoïdal. Les données de cette expérience sont recensées dans la base de données ERCOFTAC (European Research Community On Flow, Turbulence And Combustion), *cas numéro 77*. La même configuration que celle étudiée par Maaß *et al.* (1996) [63] est utilisée. Soit un écoulement entre deux parois lisses, la paroi supérieure étant plane et la paroi inférieure de forme sinusoïdale. Le domaine utilisé par Maaß *et al.* est illustré sur la figure 3.10.

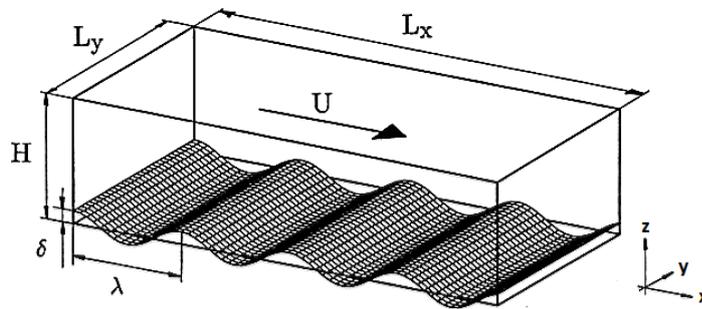


Figure 3.10 : Vue en perspective du cas *wavy wall* étudié par Maaß *et al.* (1996) [63].

L'écoulement est périodique dans le sens de l'écoulement  $\boldsymbol{x}$  et suivant la direction  $\boldsymbol{y}$ . Une condition d'adhérence sur la surface supérieure et inférieure est imposée. Les grandeurs sont adimensionnées par la hauteur moyenne du canal,  $H$ , et par la vitesse moyenne dans le canal,  $\langle U_x \rangle$ . Les dimensions et grandeurs caractéristiques du cas étudié sont données dans le tableau 3.1.

Tableau 3.1 : Dimensions et grandeurs caractéristiques du cas *wavy wall*.

Hauteur du canal	$H = 1$	Amplitude de l'onde	$\delta = 0.05$
Largeur du canal	$L_y = 2$	Vitesse de référence	$\langle U_{moy} \rangle = 1$
Longueur du canal	$L_x = 4$	Nombre de Reynolds	$Re_H = 6760$
Longueur d'onde	$\lambda = 1$	Densité de référence	$\rho = 1$

### 3.2. Écoulements turbulents en canal

---

Le modèle de sous-maille de Smagorinsky statique est utilisé avec une fonction d'amortissement en proche paroi où le coefficient de Smagorinsky tend vers 0 (figure 3.11). Le coefficient de Smagorinsky loin des parois est égale à  $C_s = 0.14$ .

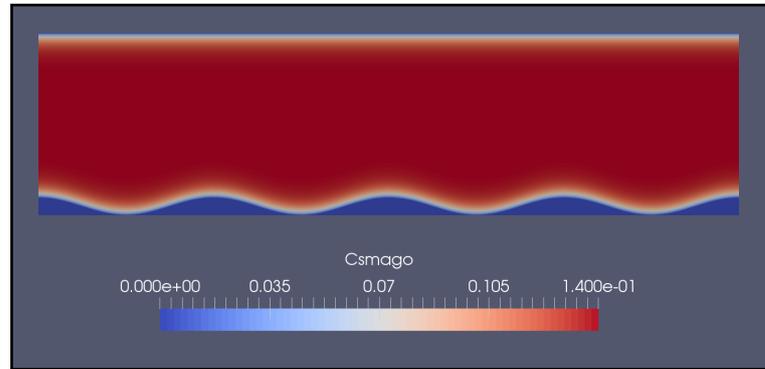


Figure 3.11 : Vue en coupe xz du domaine *wavy wall* : évolution spatiale du  $C_{smago}$ .

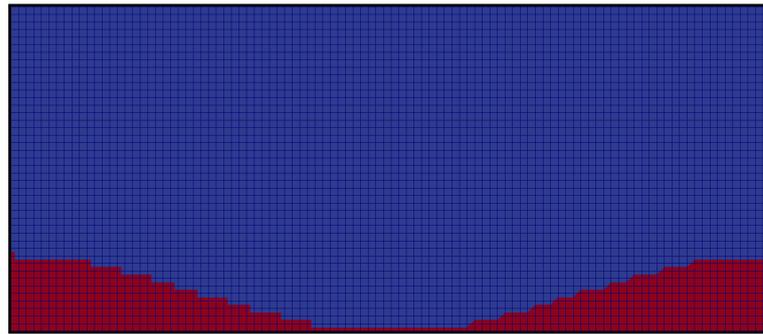


Figure 3.12 : Vue en coupe xz du domaine *wavy wall* : maillage sur une longueur d'onde.

L'opérateur BGK et l'opérateur MRT sont utilisés. L'adhérence sur la surface supérieure et inférieure est réalisée avec un *full-way bounce-back*. Le pas d'espace  $\Delta x$  est fixé à 0.01, soit 100 mailles sur la hauteur moyenne. Le calcul DNS de référence [63] donne la vitesse de frottement sur la paroi plane et sinusoidale :  $u_{\tau_{plane}} = 0.070$  et  $u_{\tau_{sinus}} = 0.104$ . La première maille est donc située à une distance  $\Delta z^+$  de 7, ce qui peut paraître beaucoup. La littérature recommande d'avoir au moins 4 mailles dans la sous-couche visqueuse ( $z^+ < 10$ ) mais un tel maillage n'est pas réalisable sans raffinement local avec les moyens logiciels et matériels disponibles<sup>2</sup>. La figure 3.12 représente le maillage avec les **nœuds fluides** en bleu et les **nœuds en bounce-back** (solides) en rouge.

---

2. Ces calculs ont été réalisés sur un ordinateur de 48 processeurs alors que le raffinement local du maillage n'était pas disponible

### 3.2. Écoulements turbulents en canal

---

Tableau 3.2 : Paramètres de la modélisation LBM-LES  
du cas *wavy wall*.

Pas d'espace	$\Delta x = 1.0 \times 10^{-2}$	Coefficient de Smago.	$C_{s_0} = 0.14$
Pas de temps	$\Delta t = 1.0 \times 10^{-3}$	Taux de relaxation	$\tau = 0.5044$
Nombre de Mach	$Ma = 0.173$	Durée de la simulation	$T_{simu} = 500$

Les paramètres de la simulation sont donnés dans le tableau 3.2. Pour assurer la périodicité de la simulation dans l'axe de l'écoulement il est nécessaire de compenser le gradient de pression. Pour cela, une force volumique est appliquée au domaine [17] [67]. Cette force assure un contrôle du débit par la vitesse moyenne et son expression est donnée dans l'équation 3.6 :

$$F^{n+1} = F^n + \rho \Delta t (U_{0LB} - \langle U_x \rangle^n), \quad (3.6)$$

où  $\langle U_x \rangle^n$  est la vitesse moyenne instantanée dans toute la zone fluide. Les grandeurs post-traitées sont les suivantes :

- vitesses moyennes,  $\langle U_x \rangle$ ,  $\langle U_z \rangle$  ;
- pression moyenne,  $\langle P \rangle$  ;
- contraintes de Reynolds,  $\langle u_x'^2 \rangle$ ,  $\langle u_z'^2 \rangle$  et  $\langle u_x' u_z' \rangle$  ;
- fluctuation de pression,  $\langle p'^2 \rangle$ .

Le post-traitement est réalisé en deux étapes au cours de la simulation. Tout d'abord, la vitesse et la pression moyenne sont calculées en moyennant temporellement sur 100 unités de temps toutes les 0.05 unités de temps en chacun des points du domaine. Les champs de vitesse moyenne et de pression moyenne servent ensuite à calculer les fluctuations et les contraintes de Reynolds sur 100 autres unités de temps. Une moyenne spatiale est ensuite réalisée suivant l'axe  $\mathbf{y}$  (profondeur) et sur les quatre ondes. Les calculs LBM sont comparés à ceux réalisés par Sirehna avec un code basé sur les équations de Navier-Stokes incompressible et un modèle LES. Les paramètres de calcul sont donnés dans le tableau 3.3.

### 3.2. Écoulements turbulents en canal

Tableau 3.3 : Paramètres de la modélisation NS-LES du cas *wavy wall*.

Taille de maille (paroi)	$3.71 \times 10^{-3}$	Nombre de mailles	2, 949, 217
Ratio d'expansion (couche limite)	1.055	Pas de temps	$\Delta t = 5.0 \times 10^{-3}$
Taille de maille (loin de la paroi)	$1.56 \times 10^{-2}$	Modèle LES	WALE
Hauteur de maille (paroi plane)	$\Delta z^+ = 1.76$	Durée d'échantillonnage	$T_{simu} = 140$
Hauteur de maille (paroi ondulée)	$\Delta z^+ = 2.61$	Fréquence d'échantillonnage	4 Hz

Le calcul DNS de [63] donne 9 profils en différentes positions  $x/\lambda$  pour chacune des grandeurs post-traitées. Par souci de clarté, seuls les profils  $x/\lambda = 0.2$  et  $x/\lambda = 0.8$  sont représentés. Les résultats présents sont obtenus avec la simulation DNS (en trait noir discontinu), LBM-LES-BGK (en trait plein rouge), LBM-LES-MRT (en trait plein vert) et NS-LES (en trait plein bleu).

Les résultats présentés sur la figure 3.13 montrent que les simulations réalisées avec l'opérateur BGK et l'opérateur MRT donnent toutes les deux des résultats corrects sur les valeurs moyennes. Il y a cependant une légère survitesse au centre du canal. Des oscillations sur la courbe en  $x/\lambda = 0.8$  pour la simulation LBM-LES-BGK sont également observées. La stabilité du modèle BGK est sans doute à l'origine de ces oscillations [52]. Le faible nombre de mailles dans la sous-couche visqueuse a un impact différent suivant l'opérateur de collision utilisé (figure 3.14). Avec l'opérateur de collision BGK, les vitesses en proche paroi ont tendance à être surévaluées, contrairement à la simulation avec l'opérateur MRT, où elles ont tendance à être sous-évaluées. Les oscillations sont toujours présentes pour les courbes de la simulation LBM-LES-BGK.

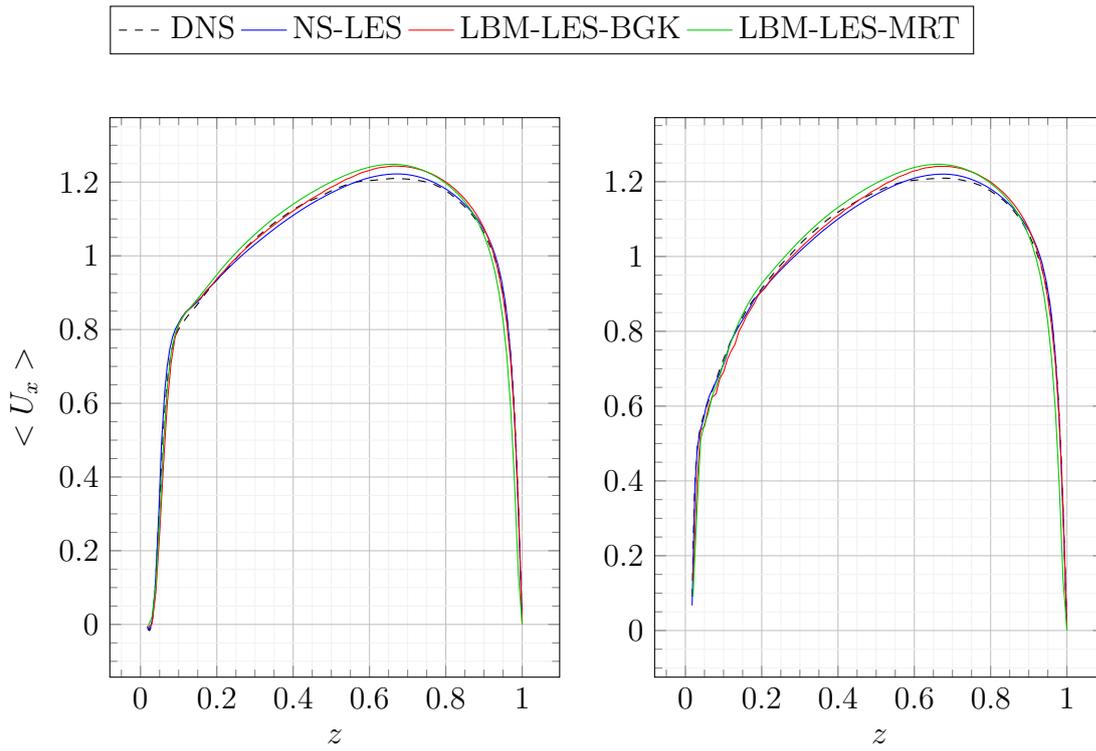


Figure 3.13 : Cas *wavy wall* :  $\langle U_x \rangle$  en  $x/\lambda = 0.2$  et  $x/\lambda = 0.8$ .

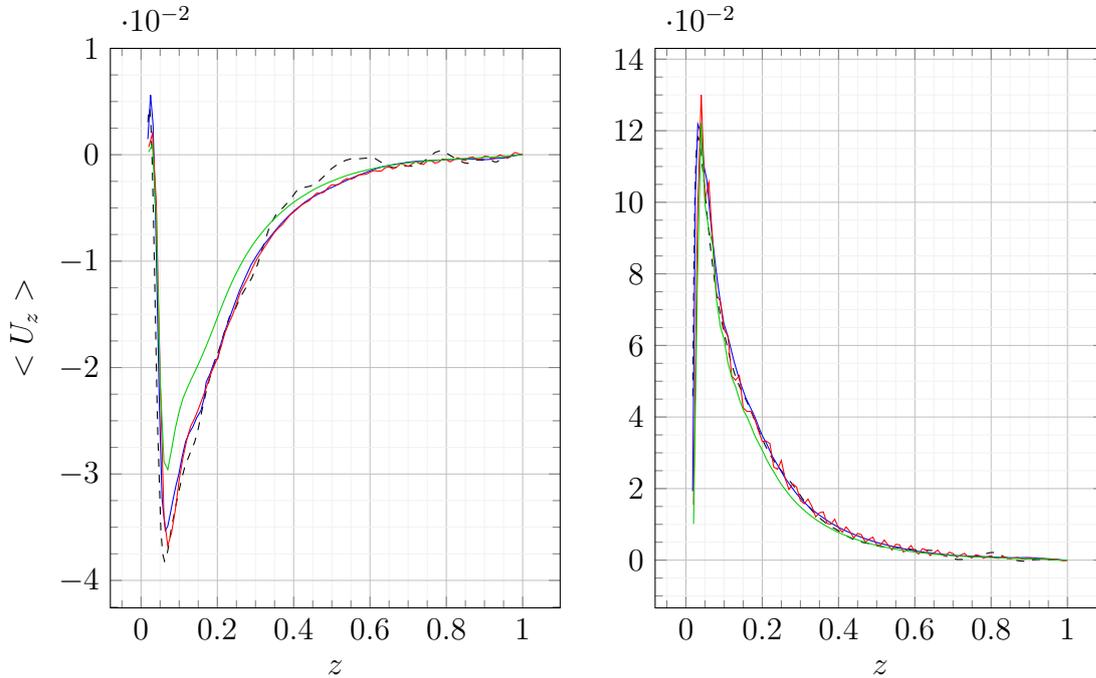


Figure 3.14 : Cas *wavy wall* :  $\langle U_z \rangle$  en  $x/\lambda = 0.2$  et  $x/\lambda = 0.8$ .

### 3.2. Écoulements turbulents en canal

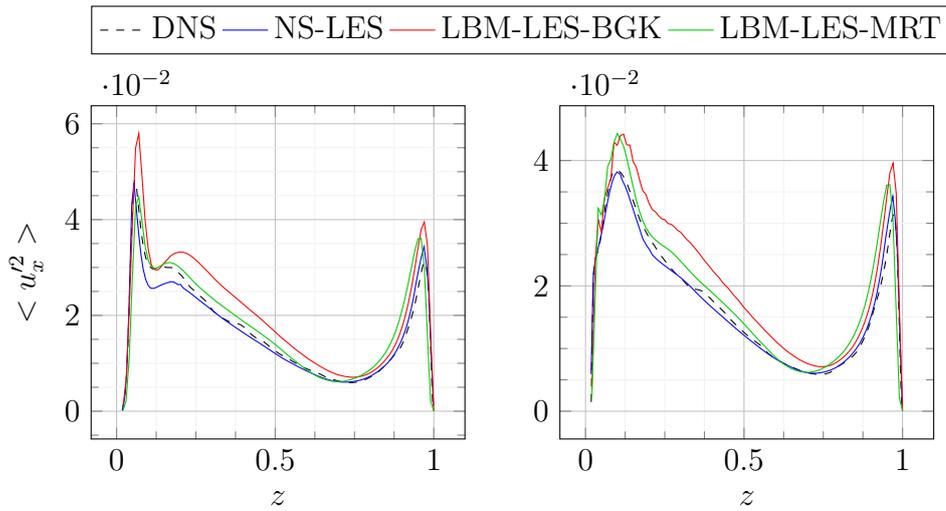


Figure 3.15 : Cas *wavy wall* :  $\langle u_x'^2 \rangle$  en  $x/\lambda = 0.2$  et  $x/\lambda = 0.8$ .

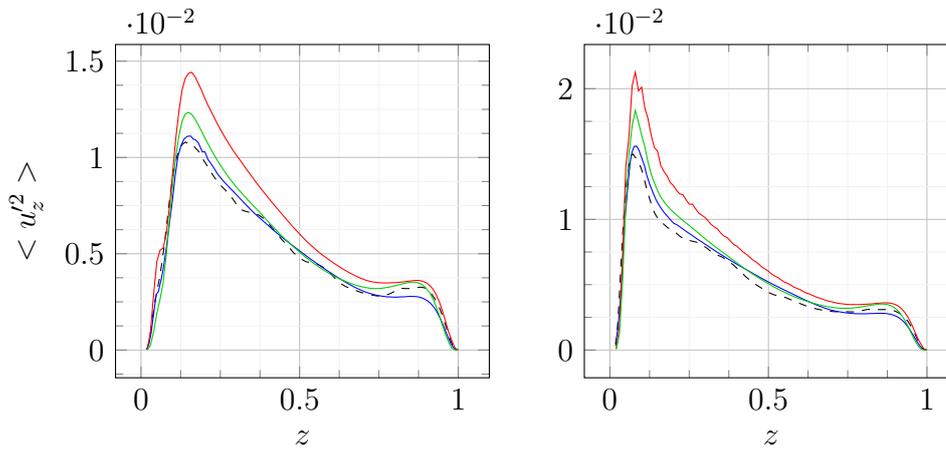


Figure 3.16 : Cas *wavy wall* :  $\langle u_z'^2 \rangle$  en  $x/\lambda = 0.2$  et  $x/\lambda = 0.8$ .

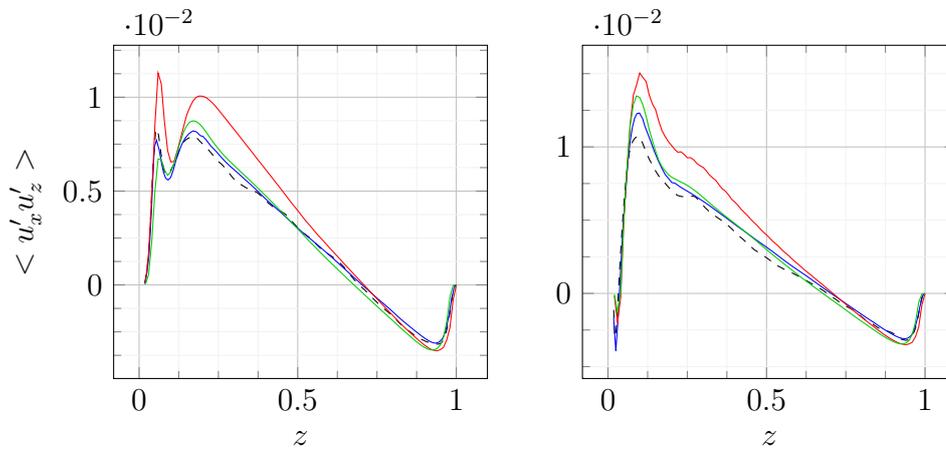


Figure 3.17 : Cas *wavy wall* :  $\langle u_x' u_z' \rangle$  en  $x/\lambda = 0.2$  et  $x/\lambda = 0.8$ .

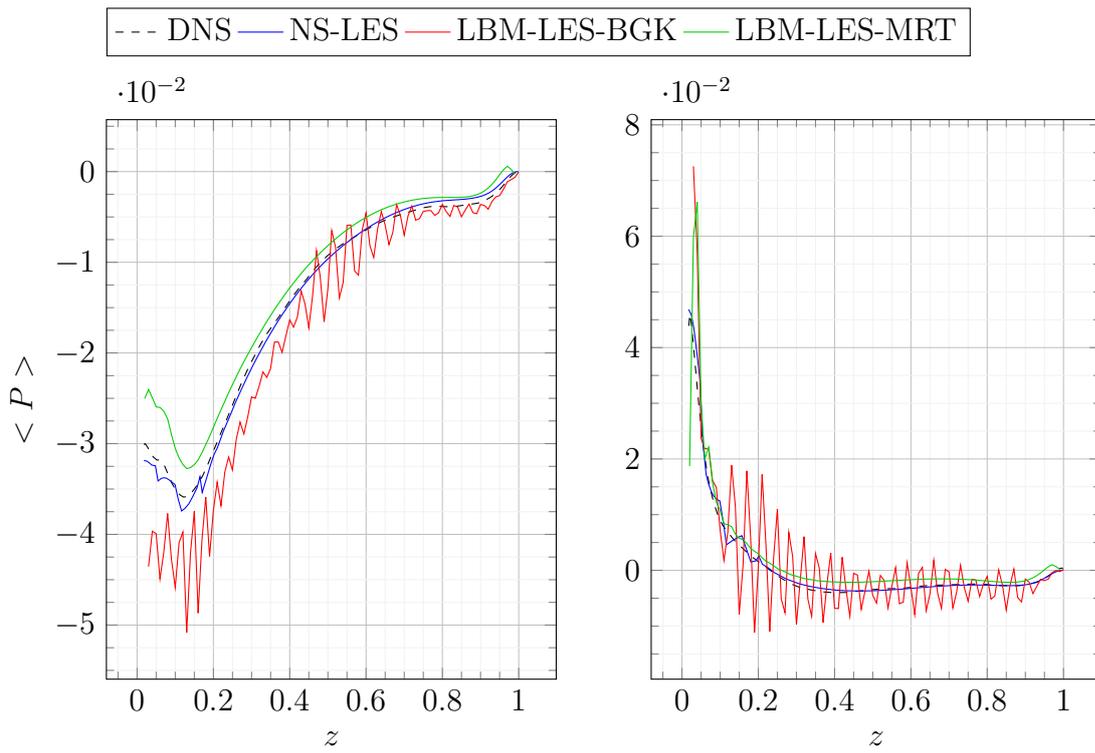


Figure 3.18 : Cas *wavy wall* :  $\langle P \rangle$  en  $x/\lambda = 0.2$  et  $x/\lambda = 0.8$ .

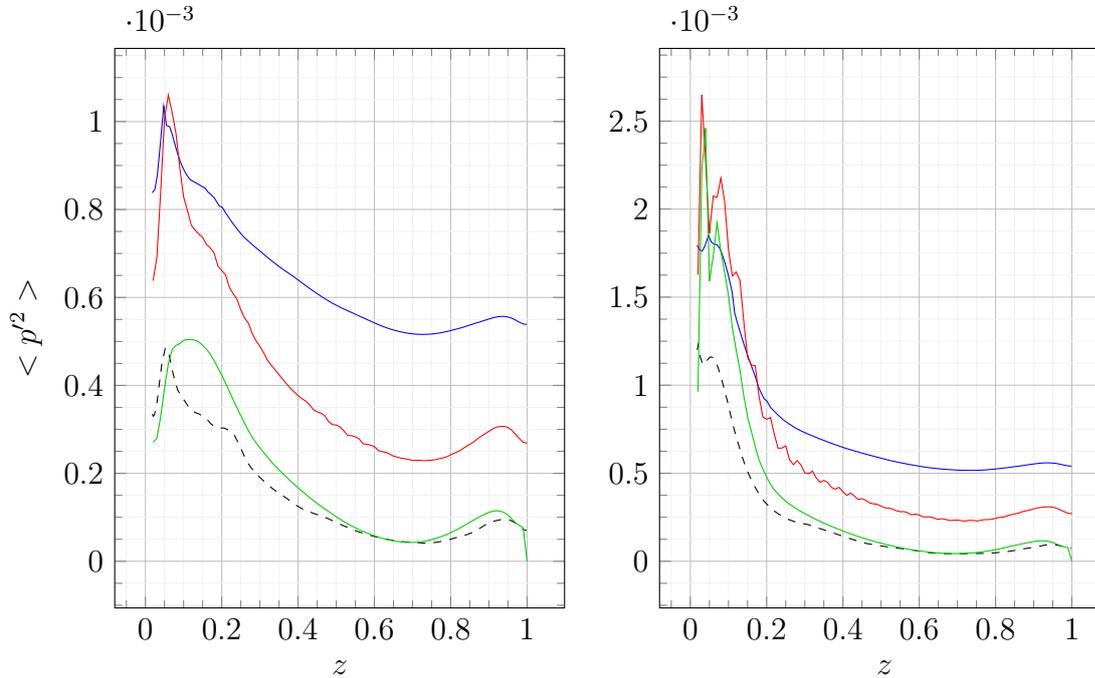


Figure 3.19 : Cas *wavy wall* :  $\langle p'^2 \rangle$  en  $x/\lambda = 0.2$  et  $x/\lambda = 0.8$ .

### 3.2. Écoulements turbulents en canal

---

Les figures 3.15, 3.16 et 3.17 montrent des tendances similaires à celles observées pour les vitesses moyennes. Les fluctuations avec l'opérateur de collision BGK sont surévaluées alors que celles avec l'opérateur MRT sont plus amorties et assez proches de la référence. Les oscillations sont toujours présentes sur les courbes de la simulation réalisée avec l'opérateur BGK. Une assez bonne corrélation entre la pression moyenne calculée en LBM et la pression moyenne de référence est observée sur la figure 3.18. Les oscillations de la simulation avec un opérateur de collision BGK sont très nettement visibles. En pratique, ces oscillations sont générées sur les arêtes puis se propagent dans le domaine. Elles sont également observées avec un opérateur de collision MRT mais sont localisées dans les zones où la vitesse sur les arêtes est élevée, elles sont moins intenses et se propagent moins dans le domaine.

Les fluctuations de pression avec l'opérateur de collision MRT sont proches des résultats de référence (figure 3.19). Les écarts entre la modélisation LBM-BGK et la référence peuvent venir des oscillations. En effet, bien que présentes sur les courbes de pression moyenne, celles-ci ne sont probablement pas stationnaires et augmentent les fluctuations de pression de manière non négligeable.

La liste ci-dessous donne le temps de calcul par seconde de simulation et par cœur :

- NS-LES :  $80 \times 10^3$  s ;
- LBM-LES-BGK :  $20 \times 10^3$  s ;
- LBM-LES-MRT :  $28 \times 10^3$  s.

Le nombre de mailles pour chacune des simulations est :

- NS-LES :  $2.9 \times 10^6$  ;
- LBM-LES-BGK :  $8.4 \times 10^6$  ;
- LBM-LES-MRT :  $8.4 \times 10^6$ .

En conclusion, malgré un maillage plus grossier que les recommandations de la littérature, la corrélation entre les simulations LBM-LES et le cas de référence est très bonne. Il reste cependant une marge de progression pour arriver à la précision des résultats de la simulation Navier-Stokes LES. Un maillage plus fin améliorerait sûrement les résultats. Il a été montré qu'un opérateur de collision à plusieurs temps de relaxation est plus adapté à la modélisation à haut nombre de Reynolds que l'opérateur BGK. L'opérateur de collision MRT est néanmoins plus coûteux que l'opérateur BGK. Les temps de calcul des simulations LBM-LES sont plus faibles que le temps de calcul de la simulation NS-LES malgré un nombre de mailles plus grand pour les simulation LBM-LES. Le raffinement local du maillage augmenterait probablement cet écart.

### 3.2.2 La génération d'une condition d'entrée turbulente

#### Les méthodes existantes

La turbulence ambiante impacte fortement l'environnement hydrolien : performances des machines, longueur et aspect des sillages [74]. Prendre en compte cette turbulence dans les simulations est donc indispensable. Le code de calcul utilisé (Palabos) ne contient aucun outil permettant de générer cette turbulence. Les méthodes de génération de turbulence se divisent en deux familles, les méthodes de recyclage et les méthodes de turbulence synthétique. Elles ont chacune des avantages et des inconvénients qui ont permis de choisir la méthode la plus adaptée.

Le recyclage consiste à extraire une information temporelle d'une simulation périodique et de l'introduire en condition d'entrée d'une simulation non périodique [61]. Outre la simulation préalable à effectuer, cette méthode présente l'inconvénient majeur de ne pas être adaptable à une turbulence ambiante spécifique. Par exemple la turbulence présente dans les essais de l'hydrolienne étudiée par Mycek *et al.* [73] provient de l'architecture du bassin (géométrie, pompe...) et ne peut pas être obtenue simplement avec une simulation périodique.

Les méthodes de turbulence synthétique peuvent être spectrales. Elles sont alors basées sur la reconstruction harmonique de la vitesse. Ces méthodes nécessitent une longue séquence temporelle d'un état turbulent afin de pouvoir l'approcher. Les méthodes spectrales les plus efficaces sont complexes. La méthode proposée par Jarrin, la méthode des tourbillons synthétiques (Synthetic Eddy Method ou SEM)[46], s'appuie sur une génération aléatoire de tourbillons et sur un respect des grandeurs moyennes de la turbulence (profil de vitesse moyenne et tenseur de Reynolds). Elle est assez simple à implémenter dans un code de calcul et c'est cette méthode qui a été choisie dans un premier temps.

#### La Méthodes des Tourbillons Synthétiques (SEM)

Le but de la SEM est de générer un champ de vitesse turbulent sur la face d'entrée de la simulation. Ce champ sera en partie aléatoire mais respectera en moyenne les caractéristiques de l'écoulement désiré. La méthode est basée sur la création de  $N$  tourbillons dans un domaine enveloppant la face d'entrée de la simulation (figure 3.20).

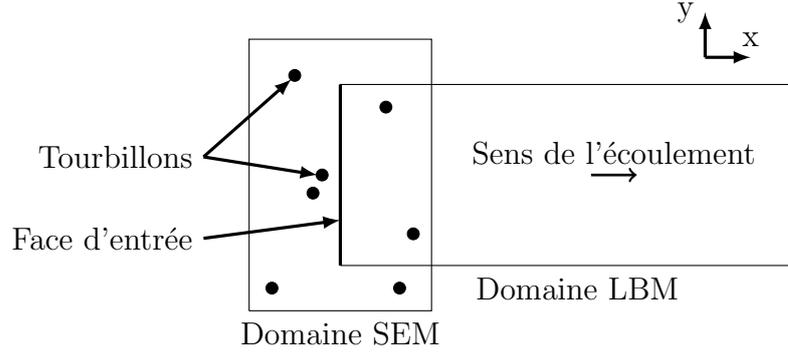


Figure 3.20 : Schéma général du fonctionnement de la SEM.

Ces tourbillons ne sont ici que des objets mathématiques et sont définis par leur position  $\mathbf{x}_k$  et leur intensité  $\boldsymbol{\alpha}_k$ , choisies de manière aléatoire à la création du domaine. Le vecteur intensité,  $\boldsymbol{\alpha}_k$ , est un vecteur définissant la direction des fluctuations. Les tourbillons influencent la vitesse des nœuds présents dans leur rayon d'influence en ajoutant à la vitesse moyenne des fluctuations calculées avec l'équation 3.7. Le rayon d'influence d'un tourbillon est définie par  $\sigma$ , la grandeur caractéristique des structures turbulentes de l'écoulement.

$$\mathbf{u}'(\mathbf{x}) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \boldsymbol{\alpha}_k q_{\sigma}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_k), \quad (3.7)$$

où  $q_{\sigma}$  est la fonction de forme des tourbillons et  $\mathbf{x}$  la position du nœuds du *lattice*. La fonction de forme utilisée avec la SEM est la suivante :

$$q_{\sigma}(\mathbf{a}) = q\left(\frac{x}{\sigma_1}\right)q\left(\frac{y}{\sigma_2}\right)q\left(\frac{z}{\sigma_3}\right) \quad (3.8)$$

Cette fonction est implémentée dans le code de la manière suivante :

$$q\left(\frac{x_i}{\sigma_i}\right) = \begin{cases} 0 & \text{si } |x_i| > \sigma_i, \\ 1 - \frac{|x_i|}{\sigma_i} & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.9)$$

Ces fluctuations sont ensuite normalisées à l'aide de coefficients calculés avec la décomposition de Cholesky, notée  $a$ , du tenseur de Reynolds cible :

$$a = \begin{bmatrix} \sqrt{R_{11}} & 0 & 0 \\ R_{21}/a_{11} & \sqrt{R_{22} - a_{21}^2} & 0 \\ R_{31}/a_{11} & (R_{32} - a_{21}a_{31})/a_{22} & \sqrt{R_{33} - a_{31}^2 - a_{32}^2} \end{bmatrix}. \quad (3.10)$$

Les tourbillons se déplacent dans la direction de l'écoulement à la vitesse moyenne de celui-ci. Ceux qui sortent du domaine SEM sont recyclés avec de nouvelles coordonnées aléatoires  $y$  et  $z$ , et une coordonnée  $x$  correspondant au début du domaine SEM. Un nouveau vecteur intensité aléatoire  $\boldsymbol{\omega}_T$  leur est également attribué. Le champ de vitesse de la face d'entrée est alors modifié avec les contributions de tous

### 3.2. Écoulements turbulents en canal

---

les tourbillons et définit la nouvelle condition aux limites. L’algorithme SEM peut être résumé de la façon suivante :

1. Choix des paramètres de la SEM : vitesse moyenne  $\langle U \rangle$ , longueur caractéristique des tourbillons  $\sigma$ , nombre de tourbillons  $N$  ;
2. Création du domaine SEM autour de la face d’entrée du domaine LBM ;
3. Création des  $N$  tourbillons de la SEM avec des positions et intensités aléatoires ;
4. Déplacements des tourbillons à la vitesse moyenne axiale de l’écoulement ;
5. Calcul des contributions des tourbillons aux fluctuations de la vitesse moyenne ;
6. Répéter 4 et 5 avant chaque itération LBM.

L’application de la SEM est réalisée sur toute la face d’entrée et peut être répartie entre plusieurs processeurs. Ce module est donc implémenté de manière à ne pas dégrader les performances de calcul.

#### 3.2.3 Écoulements en canal non-périodique

La méthode des tourbillons synthétiques (SEM) présentée dans la sous-section 3.2.2 est implémentée en condition d’entrée de plusieurs simulations. Le but est de valider l’implémentation de la SEM réalisée dans Palabos.

##### Écoulement entre deux plaques planes avec SEM

Le cas de Kim *et al.* (1987) [48], présenté dans la section 3.2.1, est repris ici. Les grandeurs sont adimensionnées par la hauteur du canal,  $H$ , et la vitesse moyenne,  $\langle U_x \rangle$ . La densité est également adimensionnée. Le canal est de largeur 1.5 et de longueur 5. La condition de sortie est un gradient de vitesse nulle sur laquelle est rajoutée une zone d’amortissement où la fréquence de relaxation  $\omega$  va tendre vers 1. Cette zone améliore grandement la stabilité de la condition de sortie. Une condition de glissement est utilisée sur les parois latérales du domaine et une condition de *bounce-back* est utilisée sur les parois supérieure et inférieure. L’opérateur de collision MRT et le modèle de sous-maille de Smagorinsky sont utilisés. Le nombre de Mach est  $Ma = 0.17$ . La taille de maille à la paroi est égale à  $\Delta z^+ = 3.6$ .

La SEM est utilisée avec des structures sphériques ( $\sigma$  constant dans les trois directions) et les données nécessaires au fonctionnement de la SEM, comme le tenseur de Reynolds ou la vitesse moyenne, viennent de la simulation DNS de Kim [48]. Il y a 5000 tourbillons dans le domaine SEM afin d’avoir une couverture statistique satisfaisante.

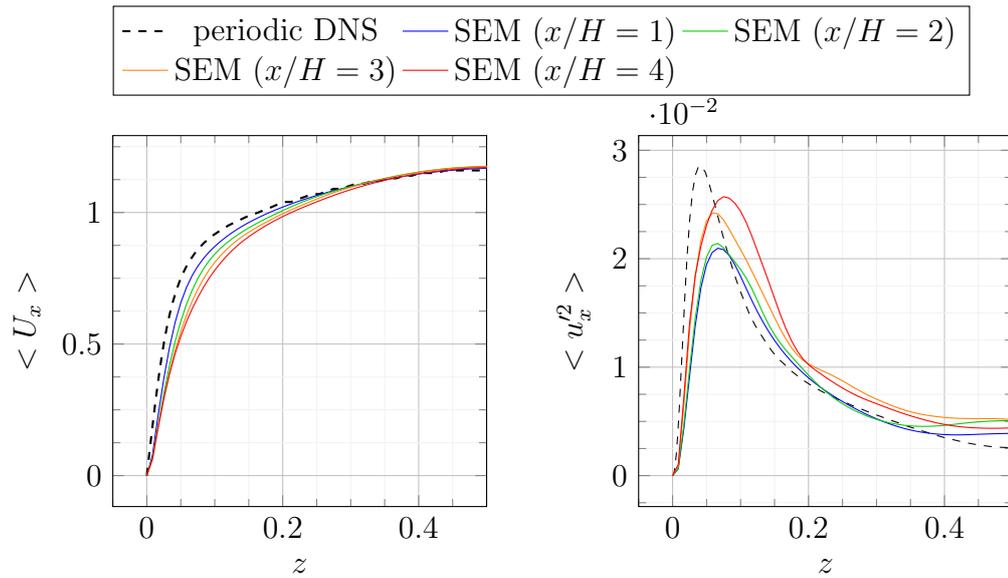


Figure 3.21 : Canal turbulent : vitesse moyenne et composante du tenseur de Reynolds - comparaison entre la simulation LBM-SEM et la simulation DNS de référence [48].

Les courbes de la figure 3.21 comparent les résultats obtenus avec la SEM et les résultats obtenus avec la simulation DNS. Les tendances sont correctes à une courte distance de l'entrée, cependant les écarts persistent même après quelques hauteurs de canal.

### Écoulement entre une plaque plane et une paroi ondulée avec SEM

Le cas *wavy wall* étudié dans la section 3.2.1 est repris avec une condition SEM en entrée. Les conditions limites et les modèles sont identiques à ceux de la sous-section 3.2.3. Les grandeurs sont adimensionnées par la vitesse moyenne,  $\langle U_x \rangle$ , et par la hauteur moyenne,  $H$ . Le canal a une longueur de 6 et une largeur de 2. La taille de maille à la paroi est égale à  $\Delta z^+ = 7$ . La SEM est utilisée avec des structures sphériques et les données nécessaires au fonctionnement de la SEM viennent de la simulation périodique LBM-LES étudiée dans la section 3.2.1. Il y a 5000 tourbillons dans le domaine SEM.

La figure 3.22 présente les grandeurs moyennées des simulations LBM SEM et LBM périodique. Pour  $x$  supérieur à  $4H$ , la vitesse moyenne  $\langle U_x \rangle$  ainsi que les composantes du tenseur de Reynolds obtenues avec la simulation LBM SEM sont proches des résultats obtenus avec la simulation périodique. La distance de convergence de la simulation LBM périodique permet de dire qu'il faudrait environ  $20H$  pour obtenir de tels résultats avec une vitesse d'entrée constante. Les plus grands écarts sont observés sur les profils de vitesse moyenne  $\langle U_z \rangle$ , où un fort déficit, voire une inversion, de vitesse est présent à mi-hauteur du canal.

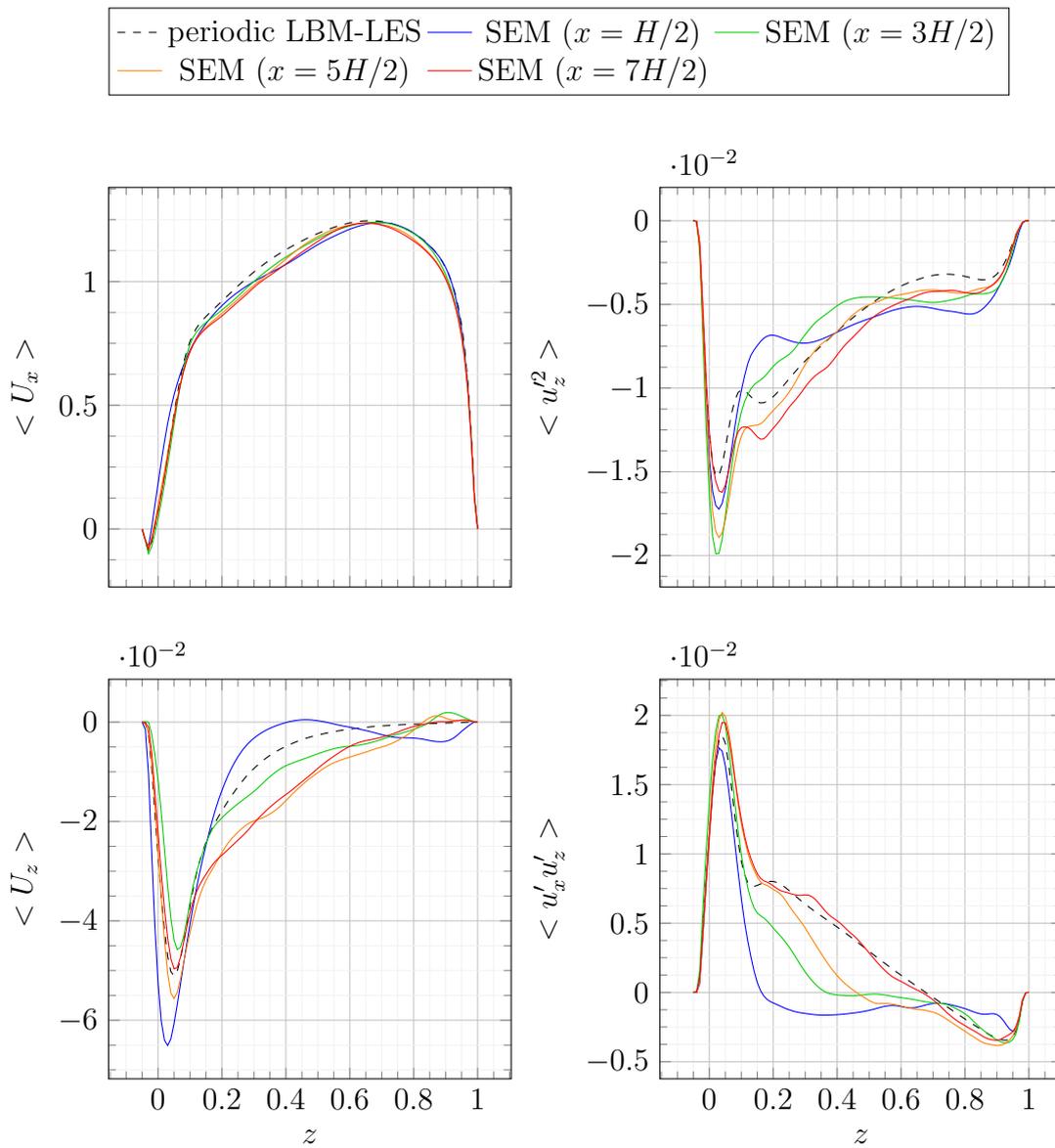


Figure 3.22 : Cas *wavy wall* : Vitesses moyennes et composantes du tenseur de Reynolds - comparaison des simulations LBM périodique et LBM-SEM en  $x/\lambda = 0.5$ .

### 3.2.4 Bilan sur les écoulements en canal

La modélisation d'écoulements turbulents avec des modèles LBM-LES a été validée. Il a été montré à travers les résultats présentés que la SEM fonctionne correctement dans une simulation LBM. Les tendances sont correctes et la distance de convergence est grandement diminuée par rapport à une simulation où la SEM ne serait pas utilisée. Les écarts observés entre les résultats SEM et les cas de référence peuvent avoir plusieurs origines. Par exemple la forme et la taille

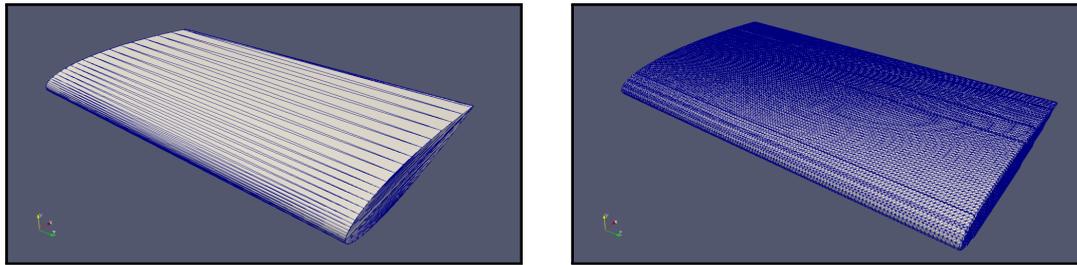
des structures sont des paramètres importants qui ne sont pas toujours connus et bien que la taille est un paramètre de la SEM, la forme est limitée à des sphères. Ces biais expliquent en partie les écarts observés. La méthode elle-même contribue probablement à ces écarts. Plusieurs modifications de la SEM de Jarrin existent comme la SEM de Pamiès *et al.* (2009) [83] qui permet d'avoir des structures turbulentes adaptées à un écoulement pariétal. Cependant, la plupart de nos cas se limiteront à des écoulements loin des parois et à des taux de turbulence élevés. Il est alors possible que ces améliorations ne soient pas nécessaires. La SEM de Jarrin sera utilisée dans un premier temps pour les simulations d'hydroliennes.

## 3.3 Écoulements turbulents autour d'objets immergés

L'une des particularités les plus complexes à prendre en compte lors de la modélisation d'une hydrolienne avec Palabos est la rotation des pales. Les méthodes de *bounce-back* et de Bouzidi *et al.* [21] ne permettent pas de prendre en compte la rotation des pales sans un maillage tournant. Cette fonctionnalité n'existe pas dans Palabos. La seule solution pour prendre en compte le mouvement du rotor est la méthode des frontières immergées présentées dans le chapitre 2. La mise en place de cette condition pour un solide fixe est réalisée dans cette partie.

### 3.3.1 Méthode concernant la géométrie

La méthode des frontières immergées a besoin d'une géométrie au format STL (*STereo-Lithography*). Le format STL discrétise la géométrie en un certain nombre de triangles interconnectés par leurs sommets. Les sommets de ces triangles sont directement utilisés pour la création des points lagrangiens de l'IBM. La méthode des frontières immergées nécessite un STL de bonne qualité pour représenter le solide. Les normales des triangles doivent être orientées vers le fluide. De plus, l'IBM a besoin que les arêtes des triangles aient une longueur égale ou inférieure au pas d'espace du maillage. Pour cela un processus de raffinement des triangles du STL est utilisé en début de simulation. Ce processus est relativement simple : il divise en deux les arêtes dont la taille est supérieure au pas d'espace. Si la géométrie a des triangles trop écrasés comme sur la figure 3.23a alors le processus de raffinement va générer un STL avec beaucoup plus de triangles que nécessaire pour atteindre la taille d'arête voulue. Le nombre de points lagrangiens qui sont créés à partir des sommets sera alors très grand, ce qui augmentera fortement le temps de calcul. Il est conseillé de traiter la surface avant la simulation afin d'uniformiser les triangles, comme sur la figure 3.23b. Pour les simulations réalisées au cours de la thèse, les logiciels Meshlab [5] et Blender [4] sont utilisés pour la préparation des géométries.



(a) STL en sortie d'un logiciel de CAO basique

(b) STL après traitement avec un logiciel spécialisé

Figure 3.23 : Visualisation des triangles du STL d'un foil NACA0015.

### 3.3.2 Un modèles de paroi pour la méthode des frontières immergées

Pour une simulation LES, les contraintes de taille de maille à la paroi sont quasiment les mêmes que pour une simulation DNS [23] et rendent les calculs à haut nombre de Reynolds impossibles [88]. Afin de réaliser ces simulations pour des applications industrielles, l'utilisation seule du raffinement local du maillage (chapitre 2, section 2.7) n'est pas suffisante pour réduire significativement le temps de calcul.

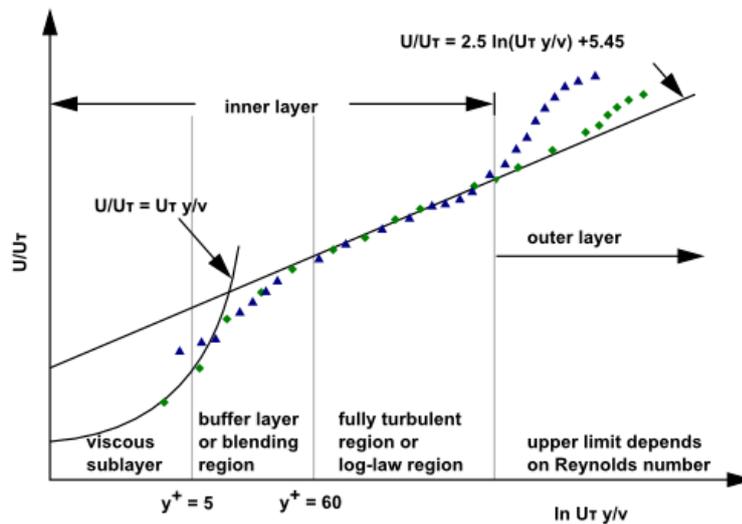


Figure 3.24 : Profil de vitesse en proche paroi (Ansys).

Une des solutions consiste à utiliser un modèle pour représenter la couche limite et ainsi ne mailler que jusqu'à la zone logarithmique (figure 3.24). Ces modèles sont généralement issus d'expériences réalisées sur des plaques planes avec des couches

limites pleinement turbulentes. L'utilisation de ces modèles sur des couches limites transitionnelles peut introduire des biais. Le modèle remplace la vitesse dans la couche limite afin que celle-ci corresponde à la vitesse du profil défini par la loi de paroi utilisée. Le gradient de vitesse imposé par le modèle peut alors être résolu par un maillage plus grossier. Il existe de nombreux modèles de paroi. Seuls ceux qui ont été utilisés sont présentés. Des tests et validations de ces modèles sont ensuite réalisés.

#### Les modèles de paroi

Dans le cadre des projets LBM du laboratoire, nous avons eu accès à une version encore en développement du code contenant un modèle de paroi. Ce modèle est fourni sans guide d'utilisation et sans garantie de fonctionnement. L'implémentation existante de ces modèles a servi de base de départ pour des nouveaux modèles également présentés par la suite.

Le modèle de paroi est intégré à l'algorithme des frontières immergées (chapitre 2, section 2.5.2). La vitesse du fluide est calculée à une distance  $\delta$  d'un point lagrangien suivant la normale à la surface et se note  $\mathbf{U}_\delta$ . L'interpolation de l'IBM est utilisée pour calculer cette vitesse. La vitesse relative du fluide est calculée avec  $\mathbf{U}_{\delta_{rel}} = \mathbf{U}_\delta - \mathbf{U}_{boundary}$ , où  $\mathbf{U}_{boundary}$  est la vitesse du solide. Connaissant la normale à la surface il est possible de décomposer  $\mathbf{U}_{\delta_{rel}}$  en une composante normale  $\mathbf{U}_{\delta_{rel}}^N$  et une composante tangentielle  $\mathbf{U}_{\delta_{rel}}^T$ . La composante tangentielle  $\mathbf{U}_{\delta_{rel}}^T$  et la distance  $\delta$  sont utilisées comme données d'entrée pour déterminer la contrainte de frottement à la paroi  $\tau_w = \rho u_\tau^2$ . Pour ce faire, la méthode de Newton-Raphson est appliquée sur la loi de paroi et sa dérivée par rapport à  $u_\tau$ . Une fois le calcul de  $\tau_w$  convergé, deux méthodes d'application du modèle de paroi au *lattice* sont étudiées.

Une première solution consiste à appliquer une vitesse à une distance  $\epsilon < \delta$  suivant la normale à la surface. Cette vitesse, notée  $\mathbf{U}_{\epsilon_{rel}}^T$ , est calculée avec une loi de paroi comme l'équation de Musker (1979) [72]. Au lieu d'appliquer une condition d'adhérence à la paroi, l'algorithme IBM applique la vitesse :  $\mathbf{U}_{\epsilon_{rel}}^T + \mathbf{U}_{boundary}$ . Ces modèles sont appelés par la suite les modèles de type 1.

La deuxième solution étudiée est introduite par Ruffin *et al.* (2009) [93]. Elle consiste à conserver la contrainte  $\tau_w$  entre le point d'application de la vitesse et le point de mesure à la distance  $\delta$ . Le point d'application de la vitesse n'est pas nécessairement sur la surface et peut être à l'intérieur de celle-ci à une distance notée  $\delta_g$ . Il est tout de même préférable d'un point de vue des performances de calcul de l'appliquer sur la surface afin de ne pas augmenter l'enveloppe (section 2.8). Ce modèle est appelé modèle de type 2 par la suite.

Dans les deux cas la surface du solide est imperméable. L'avantage de la méthode de Ruffin est de pouvoir appliquer l'imperméabilité sur la surface de la géométrie.

### 3.3. Écoulements turbulents - objets immergés

Le premier modèle applique l'imperméabilité à la distance  $\epsilon$ . Les deux modèles sont implémentés avec l'ajout d'une viscosité turbulente sur les nœuds du *lattice* modifiés par l'IBM. La viscosité turbulente est appliquée au *lattice* en modifiant localement le taux de relaxation avec l'équation suivante [67] :

$$\tau = \frac{1}{c_s^2}(\nu + \nu_t) \frac{\Delta t}{\Delta x^2} + 0.5, \quad (3.11)$$

où  $c_s$  est la vitesse du son pour le schéma de discrétisation de vitesse  $D_m Q_n$  choisi. L'équation pour calculer  $\nu_t$  dépend du type de modèle et est détaillée par la suite. La figure 3.25 représente les différents points d'application mentionnés ci-dessus. Ruffin *et al.* précise qu'il convient de rester prudent quant à l'utilisation de ces modèles. En effet, le calcul du point de séparation avec un modèle de paroi est moins précis que le calcul avec un maillage résolvant la sous-couche visqueuse.

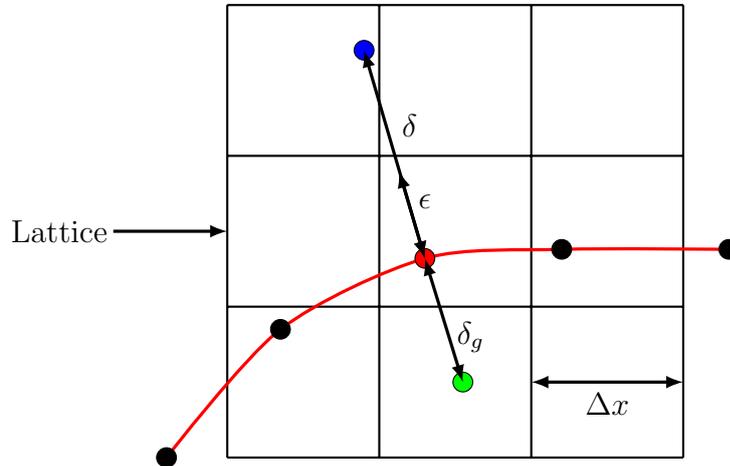


Figure 3.25 : Modèle de paroi dans Palabos - position des points de référence et d'application des modèles.

#### Modèle implémenté de type 1

Des modèles de type 1 sont utilisés par Malaspinas *et al.* (2014) [67] et O'Reilly *et al.* (2016) [80]. L'équation de Musker (1979) [72] est utilisée pour calculer  $\tau_w$  et  $\mathbf{U}_\epsilon^T$ . Elle s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_\epsilon^T &= u_\tau * \left( 5.424 * \arctan \left( \frac{2\epsilon^+ - 8.15}{16.7} \right) \right. \\ &\left. + \log_{10} \left( \frac{(\epsilon^+ + 10.6)^{9.6}}{(\epsilon^{+2} - 8.15\epsilon^+ + 86.0)^2} \right) - 3.507 \right) \overrightarrow{\text{tangente}} + \mathbf{U}_{\text{boundary}}^T, \end{aligned} \quad (3.12)$$

avec  $\epsilon^+ = \epsilon u_\tau / \nu$ . L'algorithme IBM de Palabos applique la vitesse. La distance  $\epsilon$  doit être suffisamment grande pour que le gradient entre la vitesse  $\mathbf{U}_\epsilon$  et la vitesse

du fluide puisse être résolu par le maillage. La condition  $\epsilon \approx \Delta x$  assure cela. Si  $\epsilon$  est trop proche de  $\delta$ , les zones d'interpolations de l'IBM pour le calcul de  $\mathbf{U}_\delta$  et l'application de  $\mathbf{U}_\epsilon$  se recouvrent. La vitesse calculée est alors immédiatement modifiée par le modèle et cela peut entraîner dans certain cas un emballement du modèle de paroi qui va tendre vers des vitesses très élevées et non-physiques. La distance  $\delta$  ne peut pas non plus être trop grande à cause des contraintes liées à la taille de l'enveloppe. Un compromis a été choisi à  $\delta - \epsilon \approx 2\Delta x$ .

Les géométries fortement accidentées où la courbure est localement très grandes peuvent poser problème. Une situation de ce type est rencontrée au niveau du bord de fuite d'une pale (figure 3.26). La courbure très grande de la surface au niveau du bord de fuite combinée avec la contrainte de vitesse normale nulle à la paroi créent un point d'arrêt fixe. La vitesse tangentielle n'étant pas nulle à la paroi avec le modèle de paroi, l'écoulement accélère en contournant le point d'arrêt au bord de fuite (figure 3.26). Cette accélération augmente dans le temps et le modèle de paroi peut à terme diverger. Une correction est donc appliquée au niveau du bord de fuite où l'algorithme IBM est désactivé, ce qui équivaut à tronquer le bord de fuite. L'hypothèse d'écoulement parallèle n'est pas valable pour des géométries complexes. Les modèles sont donc susceptibles de diverger localement. Une sécurité est mise en place afin d'éviter que cette divergence ne vienne perturber la simulation. Concrètement le modèle de paroi est localement désactivé si la méthode de Newton diverge. Une condition d'adhérence est alors appliquée.

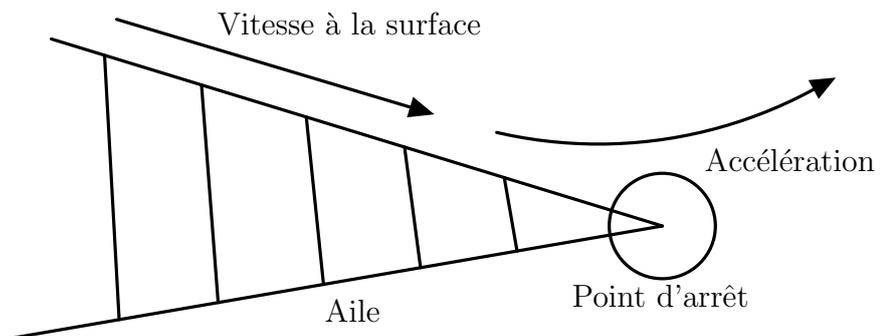


Figure 3.26 : Modèle de paroi dans Palabos : particularité du bord de fuite d'une aile.

### 3.3. Écoulements turbulents - objets immergés

---

La viscosité turbulente est calculée avec l'équation suivante [22] :

$$\nu_t = \nu \kappa y_\delta^+ (1 - e^{-y_\delta^+/A})^2, \quad (3.13)$$

où  $A = 19$  et  $y_\delta^+ = \delta u_\tau / \nu$ .

#### Modèle existant de type 2

Le modèle existant de type 2 utilise le modèle de Wang et Moin [108]. Ce modèle résout les équations de la couche limite turbulente (TBL). Celles-ci sont données dans les équations (3.14) et (3.15). Le modèle a pour conditions limites la vitesse du fluide en  $z = \delta$  et une vitesse nulle à la paroi en  $z = 0$ .

$$\frac{\partial}{\partial z} (\nu + \nu_t) \frac{\partial u_i}{\partial z} = F_i, \quad i = x, y, \quad (3.14)$$

avec :

$$F_i = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} u_i u_j. \quad (3.15)$$

Deux modèles sont implémentés dans le code, l'un avec le terme  $F_i$  égale au gradient tangentiel de pression,  $F_i = \frac{\partial p}{\partial x_i}$ , équation (3.16), l'autre avec  $F_i = 0$ , équation (3.17). Ce dernier implique une vitesse suivant la loi logarithmique pour  $\delta^+ \gg 1$  et une répartition linéaire pour  $\delta^+ \ll 1$ , [108].

$$\tau_w = \frac{U_{\delta_{rel}}^T - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} \int_0^\delta \frac{z dz}{\nu + \nu_t}}{\rho \int_0^\delta \frac{dz}{\nu + \nu_t}}, \quad (3.16)$$

$$\tau_w = \frac{U_{\delta_{rel}}^T}{\rho \int_0^\delta \frac{dz}{\nu + \nu_t}}, \quad (3.17)$$

où  $U_{\delta_{rel}}^T$  est la projection de  $\mathbf{U}_{\delta_{rel}}^T$  sur la tangente. La viscosité cinématique turbulente  $\nu_t$  est calculée à partir de l'équation (3.18) [22] :

$$\nu_t = \nu \kappa \delta^+ (1 - e^{-\delta^+/A})^2, \quad (3.18)$$

où  $\kappa$  et  $A$  sont des constantes du modèle. Comme la viscosité  $\nu_t$  dépend de  $\delta^+$  qui dépend de  $\tau_w$ , un processus itératif est utilisé pour converger vers des valeurs correctes. Le modèle de type 2 existant dans Palabos ne modifie pas la viscosité du *lattice*. Une fois que le processus itératif pour le calcul de  $\tau_w$  est terminé, la vitesse du fluide à la surface est modifiée par l'algorithme IBM. Celle-ci est décomposée en une partie tangentielle à la surface et une partie normale [93] :

$$\mathbf{U}_w^T = \left( U_{\delta_{rel}}^T - \frac{(\delta)\tau_w}{\nu} \right) \overrightarrow{\text{tangente}} + \mathbf{U}_{boundary}^T, \quad (3.19)$$

$$\mathbf{U}_w^N = \mathbf{U}_{boundary}^N. \quad (3.20)$$

### Modèle modifié de type 2

Les modèles de type 2 implémentés dans Palabos pourraient utiliser la loi de Musker utilisée pour le modèle de type 1 pour calculer  $\tau_w$ . Ruffin *et al.* utilise cependant la loi de Spalding (1961) [102] qui s'écrit :

$$y^+ = u^+ + e^{-\kappa B} \left[ e^{\kappa u_\delta^+} - 1 - \kappa u_\delta^+ - \frac{(\kappa u_\delta^+)^2}{2} - \frac{(\kappa u_\delta^+)^3}{6} \right], \quad (3.21)$$

où les termes  $B$  et  $\kappa$  sont des constantes du modèle et  $u_\delta^+ = U_\delta^T / u_\tau$ . Cette formulation est valable dans la sous-couche visqueuse, dans la zone logarithmique et également dans la zone intermédiaire [93]. C'est la loi de Spalding qui est utilisée pour le modèle modifié de type 2. La vitesse du fluide appliquée par l'IBM sur la surface, ou à une distance  $\delta_g$ , est décomposée en une composante normale  $\mathbf{U}_w^N$  et tangentielle  $\mathbf{U}_w^T$  calculée avec :

$$\mathbf{U}_w^T = \left( U_{\delta_{rel}}^T - \frac{(\delta + \delta_g)\tau_w}{\nu + \nu_t} \right) \overrightarrow{tangente} + \mathbf{U}_{boundary}^T, \quad (3.22)$$

$$\mathbf{U}_w^N = \mathbf{U}_{boundary}^N - \frac{\delta_g}{\delta} \mathbf{U}_{\delta_{rel}}^N, \quad (3.23)$$

où  $\nu_t$  est la viscosité turbulente. Celle-ci est calculée pour suivre le profil appliqué par l'équation 3.21 [93]. La viscosité turbulente est donnée par :

$$\nu_t = \nu \kappa e^{-\kappa B} \left[ e^{\kappa u_\delta^+} - 1 - \kappa u_\delta^+ - \frac{(\kappa u_\delta^+)^2}{2} \right]. \quad (3.24)$$

Comme pour le modèle de type 1, la distance  $\delta$  est environ de  $2\Delta x$ . Les zones de très fortes courbures posent également problème. Celles-ci sont donc localement tronquées. Contrairement aux modèles de type 1, la vitesse de sortie du modèle est appliquée à l'intérieur ou sur la surface de la géométrie. Une configuration où deux surfaces d'une géométrie sont très proches l'une de l'autre est problématique car les zones d'interpolations de l'IBM se chevauchent. La figure 3.27 illustre un cas où deux surfaces proches ont des normales quasi-opposées. Un fonctionnement dégradé y est alors appliqué.

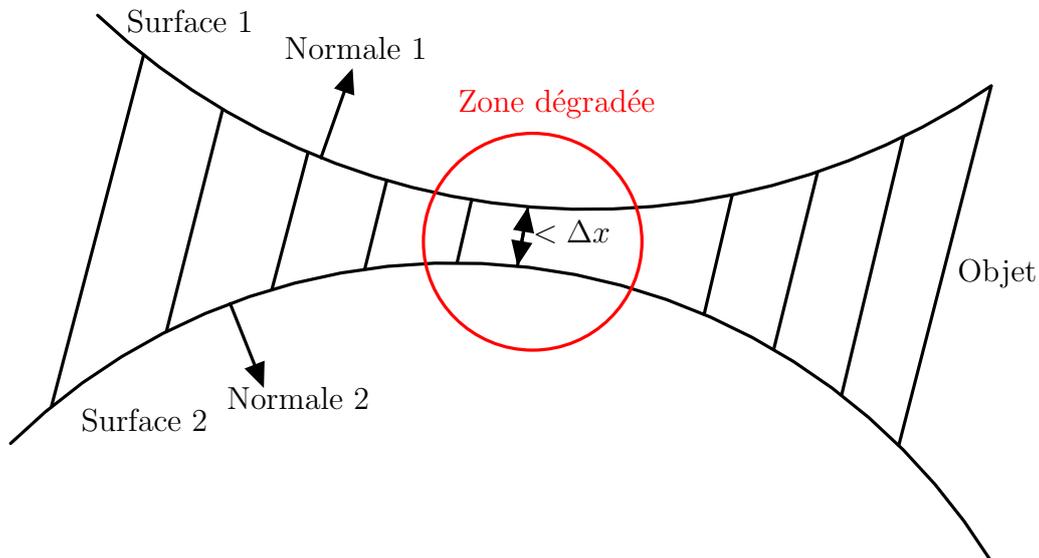


Figure 3.27 : Modèle de paroi dans Palabos : surfaces immergées proches.

En fonctionnement dégradé, les nœuds du *lattice* à l'intérieur de la surface ne sont pas considérés dans l'algorithme IBM d'application de la vitesse. L'IBM est alors moins précise et ne garantit pas d'appliquer la vitesse  $\mathbf{U}_w$ . L'avantage de ce procédé est de ne pas influencer la surface opposée. Son utilisation peut être évitée en diminuant la taille de maille, ce qui est généralement fait. Dans cette étude, le seul cas où ce procédé est utilisé est en amont du bord de fuite où l'extrados et l'intrados sont très proches. La zone de fonctionnement dégradée est négligeable et représente en général moins de 2 % de la surface totale d'une pale.

### 3.3.3 Les modèles de paroi déjà existants

Le code Palabos utilisé au LUSAC inclut des modèles de paroi. Le fonctionnement d'un modèle de paroi est décrit dans la section 3.3.2. À l'heure actuelle ces modèles n'ont pas été validés par les développeurs du code. Une étape de validation du modèle de type 2 existant est donc nécessaire. Le cas choisi pour cette étude est une aile de profil NACA0015 (figure 3.28).

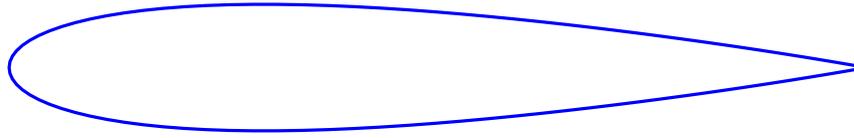


Figure 3.28 : Profil de l'aile NACA0015 à 0 degré d'incidence.

#### Configuration de la simulation

La simulation d'un profil NACA0015 est réalisée avec un angle d'incidence de 7 degrés. Ce profil est très utilisé pour des expériences et son comportement est bien connu [97]. La simulation est adimensionnée par la corde de l'aile dont l'envergure est de 3. Les efforts sont mesurés sur le tiers central de l'aile. Le nombre de Reynolds calculé par rapport à la corde est de  $1.0 \times 10^6$ . L'écoulement amont a un taux de turbulence nul, les résultats de référence de [97] étant corrigés et donnés pour un taux de turbulence nul. Les frontières du domaine sont suffisamment éloignées de l'aile pour pouvoir négliger tout effet de confinement. Les simulations sont réalisées avec le code Palabos et le logiciel ProLB.

#### Configuration de Palabos

L'aile est modélisée avec la méthode des frontières immergées (IBM). Le *et al.* [58] mettent en évidence que l'opérateur de collision à un temps de relaxation (SRT) n'est pas adapté à la méthode des frontières immergées. Lu *et al.* 2012 montrent que l'utilisation d'un opérateur de collision MRT dans une simulation IBM-LBM fonctionne et suggèrent que l'utilisation d'un opérateur TRT serait plus optimal. L'opérateur utilisé est l'opérateur RR-TRT à l'ordre 6, présenté dans la section 2.4.3. Nous faisons ce choix car cet opérateur a deux temps de relaxation et est, *a priori*, l'opérateur le plus stable implémenté dans Palabos pour des simulations IBM-LBM isothermes. Un schéma de discrétisation de l'espace des vitesses à 27 directions est utilisé (*D3Q27*). Le modèle de sous-maille de Smagorinsky statique est utilisé en combinaison avec un amortissement du coefficient de Smagorinsky proche de la surface de l'aile. Le coefficient de Smagorinsky loin des parois est égale à 0.18. Le maillage est raffiné localement et les cuboïdes compris à l'intérieur de l'aile sont désactivés afin de réduire le nombre de nœuds. La figure 3.29 représente le maillage proche de l'aile.

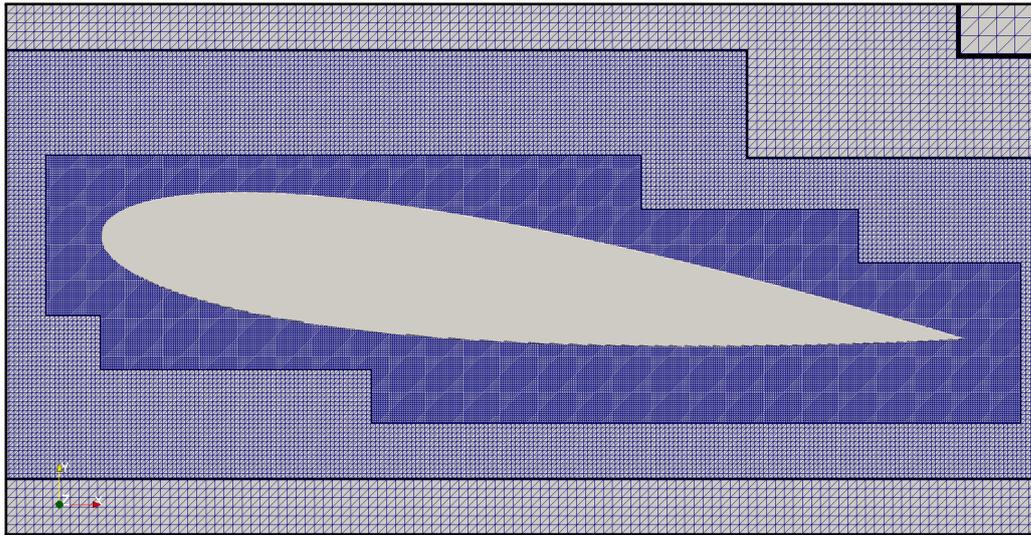


Figure 3.29 : Maillage de Palabos autour du profil NACA0015 avec un angle d'incidence de 7 degrés.

Deux méthodes sont utilisées afin d'absorber les ondes de pression générées par l'initialisation non-physique du domaine. Premièrement, la viscosité est augmentée artificiellement au début de la simulation puis décroît progressivement vers la viscosité physique (section 2.3.1). Deuxièmement, la méthode d'absorption des ondes de pression décrite dans la section 2.3.5 est utilisée aux frontières du domaine. Le nombre de mach de la simulation calculé avec la vitesse amont est de 0.043. La vitesse d'entrée est fixée avec une condition de Dirichlet et est constante et égale à 1. Il en est de même pour la vitesse sur les frontières latérales. La condition de sortie est un gradient de vitesse nul couplé à une zone d'amortissement visqueuse (section 2.3.4). Le modèle de paroi utilisé est basé sur le modèle de Wang et Moin (2002) [108]. Le fait de modéliser la couche limite au lieu de la calculer permet d'avoir une taille de maille adimensionnée de l'ordre de  $\Delta z^+ = 150$ , ce qui correspond à une distance de  $2.6 \times 10^{-3}$ . Le modèle de paroi n'est activé qu'au bout d'une dizaine d'itérations afin de laisser le temps aux grandeurs macroscopiques de converger vers des valeurs réalistes. En effet, au début de la simulation la vitesse est constante et égale à 1 dans tout le domaine.

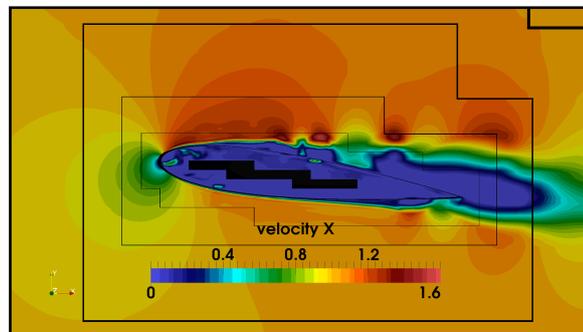
#### Configuration de ProLB

Un opérateur de collision à plusieurs temps de relaxation (MRT) est utilisé. Le modèle de sous-maille utilisé est un modèle de Smagorinsky amélioré : *Shear-improved Smagorinsky model* Lévêque *et al.* (2007) [62]. Les frontières immergées sont modélisées avec un algorithme de reconstruction des fonctions de distribution manquantes assez proche de Verschaeve et Müller (2010) [106]. Le modèle de paroi est basé sur le modèle de Afzal (1999) [11] et prend en compte le gradient de pression tangent à la paroi. La simulation est également adimensionnée par la corde

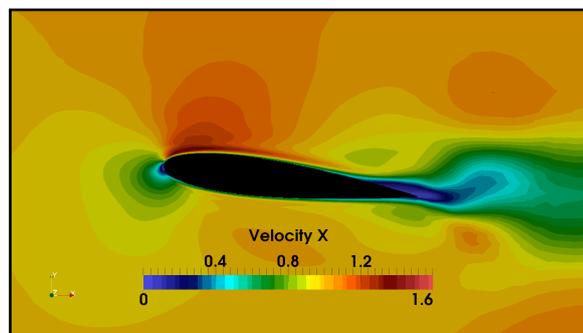
de l'aile et l'envergure est de 3. La taille de maille est identique à la simulation Palabos, soit  $2.6 \times 10^{-3}$ . Une condition de Dirichlet en vitesse est appliquée en entrée et une condition de Dirichlet en pression est appliquée en sortie. Les autres conditions aux limites sont identiques à celle de la simulation Palabos.

#### Validation

L'étude présentée dans cette partie est qualitative. L'objectif est de voir si le comportement de l'aile est cohérent avec la littérature. La figure 3.30 montre le champ de vitesse axiale instantanée autour de l'aile pour la simulation avec ProLB et avec Palabos.



(a) Résultats de Palabos



(b) Résultats de ProLB

Figure 3.30 : Vitesse axiale instantanée autour d'un NACA0015 modélisé en LBM-LES avec  $\alpha = 7$  degrés.

Sur la figure 3.30a, le décollement de la couche limite se produit très tôt. L'aile est complètement décrochée ce qui génère des structures tourbillonnaires sur l'extrados et impacte fortement le sillage de l'aile. Sur la figure 3.30b le décollement de la couche limite se déclenche beaucoup plus tard et il n'y a pas de structures turbulentes générées sur l'extrados.

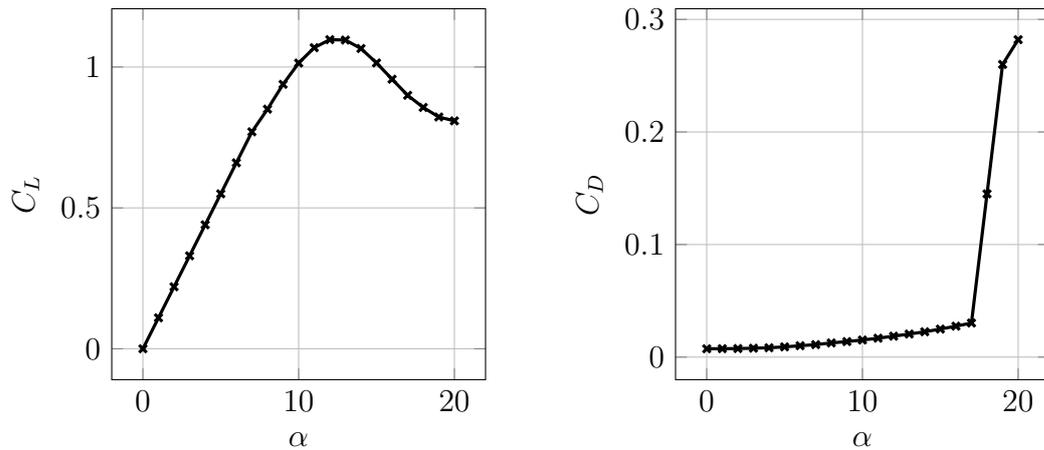


Figure 3.31 : Coefficient de portance  $C_L$  et de traînée  $C_D$  en fonction de l'angle d'incidence  $\alpha$  de l'aile NACA0015 [97].

Les courbes de la figure 3.31 mettent en évidence que le décrochage ne devrait pas se produire avant un angle d'incidence d'environ 15 degrés. L'écoulement modélisé avec le code Palabos n'est pas correct car l'aile est complètement décrochée pour un angle d'incidence de 7 degrés. La figure 3.32 représente la vitesse du fluide sur la surface des ailes. Cette vitesse résulte du modèle de paroi.

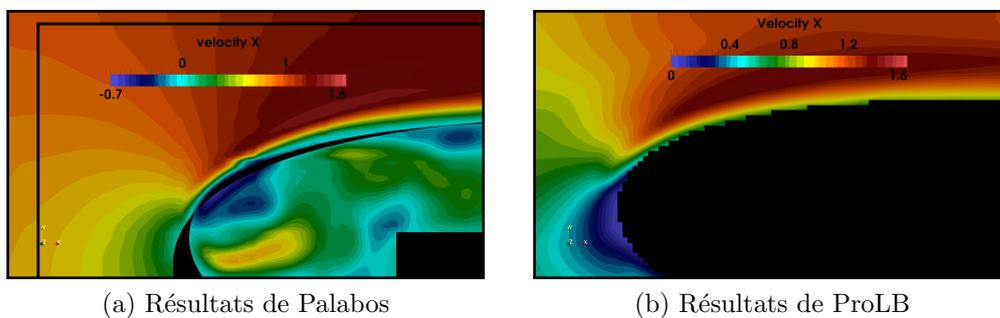


Figure 3.32 : Vitesse axiale instantanée proche du bord d'attaque d'un NACA0015 modélisé en LBM-LES avec  $\alpha = 7$  degrés.

Dans la simulation réalisée avec Palabos (figure 3.32a), le fluide sur la surface de l'aile a une direction opposée à la direction de l'écoulement alors que le fluide a une vitesse non nulle et dans la direction de l'écoulement dans la simulation ProLB (figure 3.32b). En autorisant une vitesse de glissement contrôlée à la surface de l'aile, le comportement du modèle de paroi de ProLB est cohérent avec la physique de l'écoulement. En revanche celui de Palabos va avoir tendance à favoriser le décollement de la couche limite en épaississant celle-ci. Le modèle de paroi de

Palabos est implémenté d'après la méthode proposée par Ruffin *et al.* (2009), la seule différence vient de l'application de la contrainte pariétale au champ de vitesse. Ruffin *et al.* utilise la méthode des frontières immergées en appliquant la vitesse du modèle de paroi à l'intérieur de la surface et non sur celle-ci comme dans Palabos. De plus, aucune viscosité turbulente n'est présente dans le modèle de Palabos. Il est possible que ces éléments influencent fortement le résultat du modèle de paroi. Le choix est fait d'utiliser de nouveaux modèles étant donné les résultats obtenus lors de notre utilisation d'un modèle existant.

#### 3.3.4 Les modèles de paroi implémentés ou modifiés

Le cas choisi pour valider l'écoulement autour d'un objet immergé avec les modèles de paroi modifiés ou implémentés est le cas *ERCRAFT* numéro 11. Ce cas présente les résultats de Nakayama (1985) [76] et donne la vitesse moyenne et le tenseur de Reynolds moyen autour et dans le sillage proche de deux profils d'ailes appelés *A* et *B*. Seul le profil *B* représenté dans la figure 3.33 est étudié ici. L'angle d'incidence du profil est de 4 degrés. La simulation est adimensionnée par la vitesse d'entrée ( $1 \text{ m.s}^{-1}$ ) et la corde du profil ( $1 \text{ m}$ ). Les mesures de pression sur la surface de l'aile selon la direction transverse montrent que l'écoulement est proche d'un cas *2D* [76]. La viscosité est choisie afin d'obtenir un nombre de Reynolds par rapport à la corde de  $Re_c = 1.2 \times 10^6$ . L'écoulement amont n'est pas turbulent. Une simulation avec ProLB est également réalisée.



Figure 3.33 : Profil du modèle *B* avec un angle d'incidence de 0 degré [76].

Nakayama *et al.* (1985) [76] observe de forts gradients de pression suivant la direction de l'écoulement et des gradients non-négligeables suivant la normale à la surface. Il observe également une recirculation de l'intrados vers l'extrados au niveau du bord de fuite. Les phénomènes mis en jeu sont donc complexes et la modélisation correcte d'un tel cas est un élément de validation fiable pour les modèles utilisés. Ce cas est modélisé avec le code Palabos modifié et le code ProLB.

#### Modélisation avec Palabos

Mis à part le modèle de paroi, les modèles utilisés sont identiques à ceux présentés dans la sous-section 3.3.3. La simulation est réalisée avec une résolution fine de  $1.95 \times 10^{-3} m$ , soit une taille de maille moyenne adimensionnée par les échelles visqueuses de  $\Delta z^+ = 110$ . La taille de maille dans le sillage est de  $3.9 \times 10^{-3} m$ . Le maillage (représenté en cuboïdes) autour de l'aile est présenté sur la figure 3.34. Les outils d'atténuation des fluctuations de vitesse et de pression aux frontières du domaine utilisés dans la sous-section 3.3.3 sont également utilisés ici. La condition d'entrée du domaine est une condition de Dirichlet en vitesse et la condition de sortie est une condition de Neumann en vitesse (gradient de vitesse nul). Les autres conditions aux frontières du domaine sont des conditions de Dirichlet en vitesse égale à la condition d'entrée. Le nombre de Mach calculé avec la vitesse maximale atteinte est de 0.064.

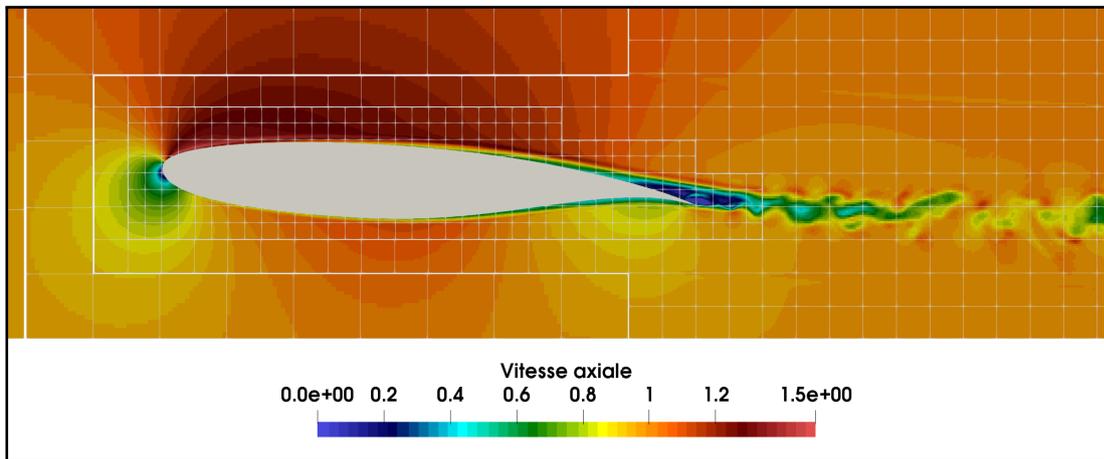


Figure 3.34 : Cuboïdes ( $16 \times 16 \times 16$  mailles) du maillage de Palabos avec champ de vitesse axiale adimensionnée autour du modèle *B* avec un angle d'incidence de 4 degrés [76].

#### Modélisation avec ProLB

Les modèles utilisés sont identiques à ceux de la section 3.3.3. La taille de maille au niveau le plus fin est de  $2 \times 10^{-3} m$ . La taille de maille dans le sillage est de  $4 \times 10^{-3} m$ . Une condition de Dirichlet en vitesse est appliquée en entrée et une condition de Dirichlet en pression est appliquée en sortie. Les autres conditions aux limites sont identiques à celle de la simulation Palabos. Le nombre de Mach calculé avec la vitesse maximale atteinte est de 0.064.

### Validation du modèle de paroi de type 1

Au moment où ces simulations ont été réalisées, la condition de périodicité sur des parois du domaine contenant plusieurs niveaux de raffinement ne fonctionnait pas correctement. L'envergure de l'aile simulée est donc finie et égale à  $3 m$ . Une envergure plus grande consommerait trop de ressource de calcul. L'aile est en pleine eau. La distance aux frontières du domaine est supérieure à  $4 C$  dans toutes les directions, où  $C$  est la corde de l'aile. Une modification temporaire a été apportée au modèle. Pour des raisons d'efficacité le modèle de paroi n'est pas appliqué à la distance  $\epsilon$  comme décrit dans la sous-section 3.3.2. Appliquer la vitesse du modèle de paroi à la distance  $\epsilon$  tout en respectant la condition  $\delta - \epsilon \geq 2.0$  augmenterait l'enveloppe de manière significative. Le modèle se comporte donc comme si chaque sommet du STL était translaté de  $\epsilon$  suivant la normale à la surface. Sur les figures suivantes sont présentés les résultats des simulations réalisées avec Palabos et ProLB ainsi que les résultats expérimentaux de Nakayama (1985) [76]. Les résultats de Palabos et de ProLB ont été obtenus avec une moyenne temporelle réalisée sur  $2.0 s$ .

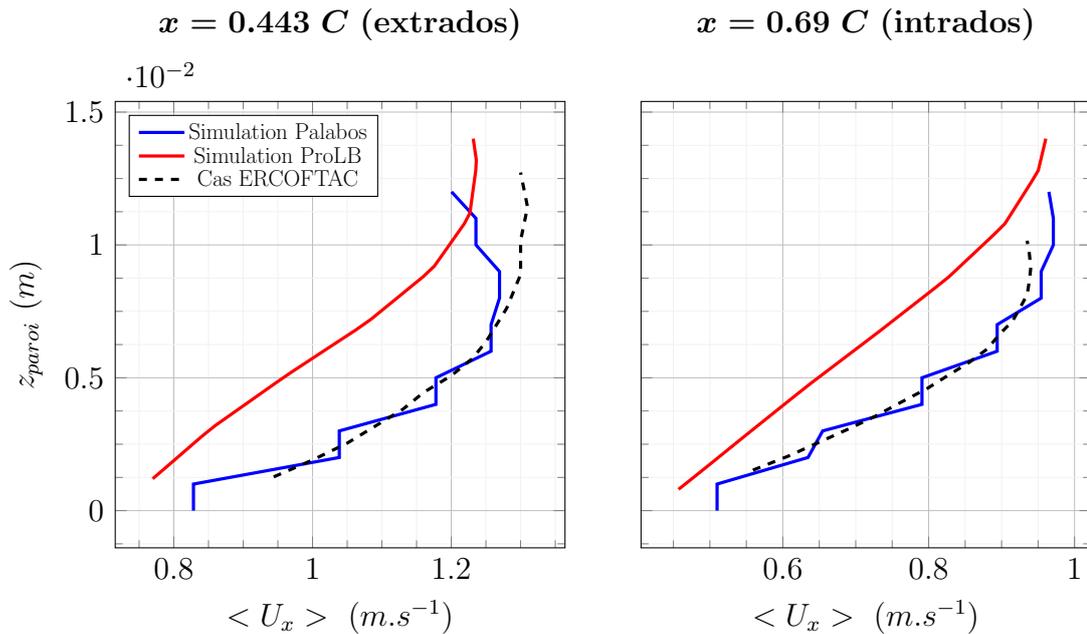


Figure 3.35 : Aile de Nakayama modélisée en LBM-LES avec modèle de paroi de type 1 pour Palabos - vitesse axiale moyenne à la paroi loin du bord de fuite.

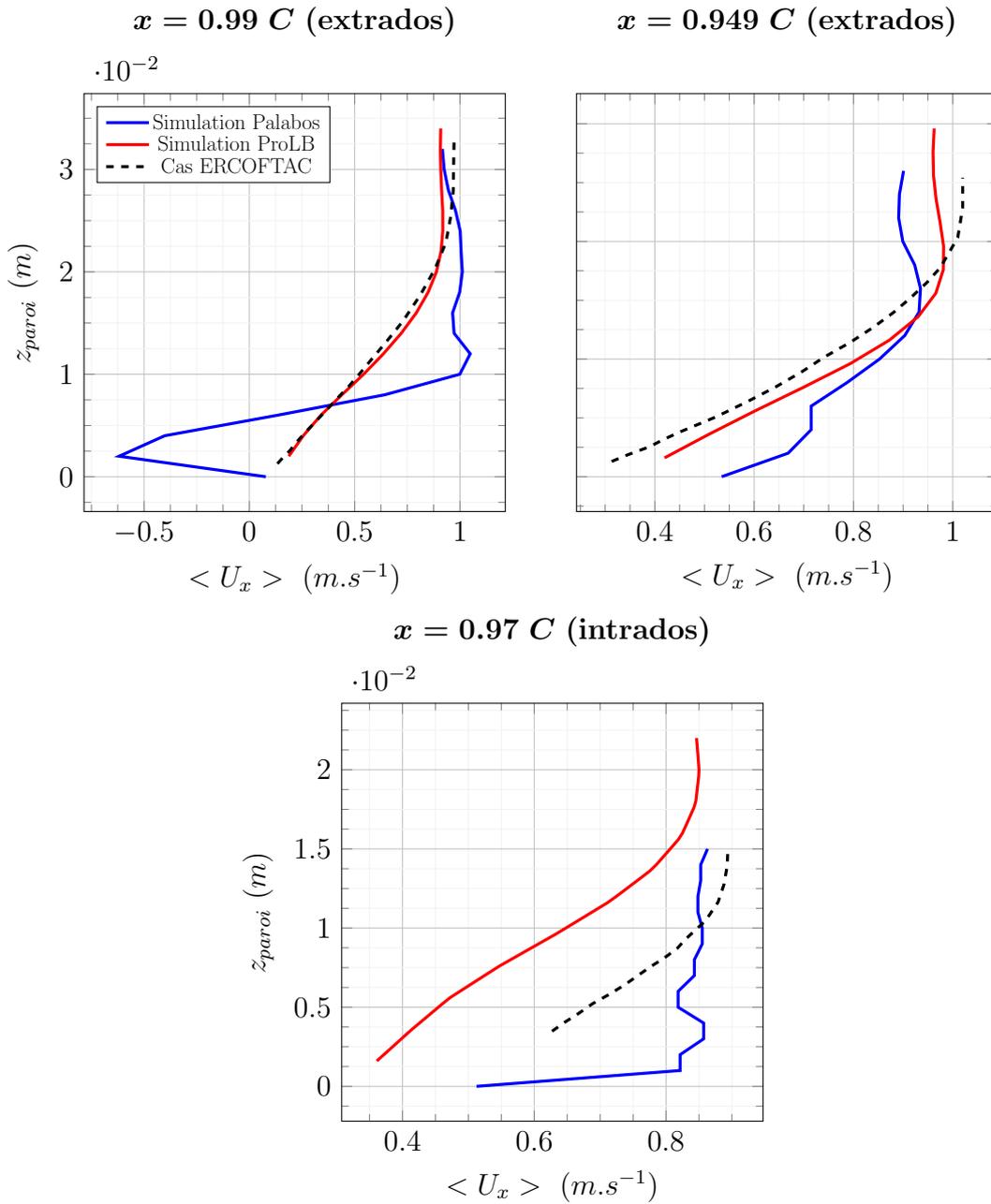


Figure 3.36 : Aile de Nakayama modélisée en LBM-LES avec modèle de paroi de type 1 pour Palabos - vitesse axiale moyenne à la paroi proche du bord de fuite.

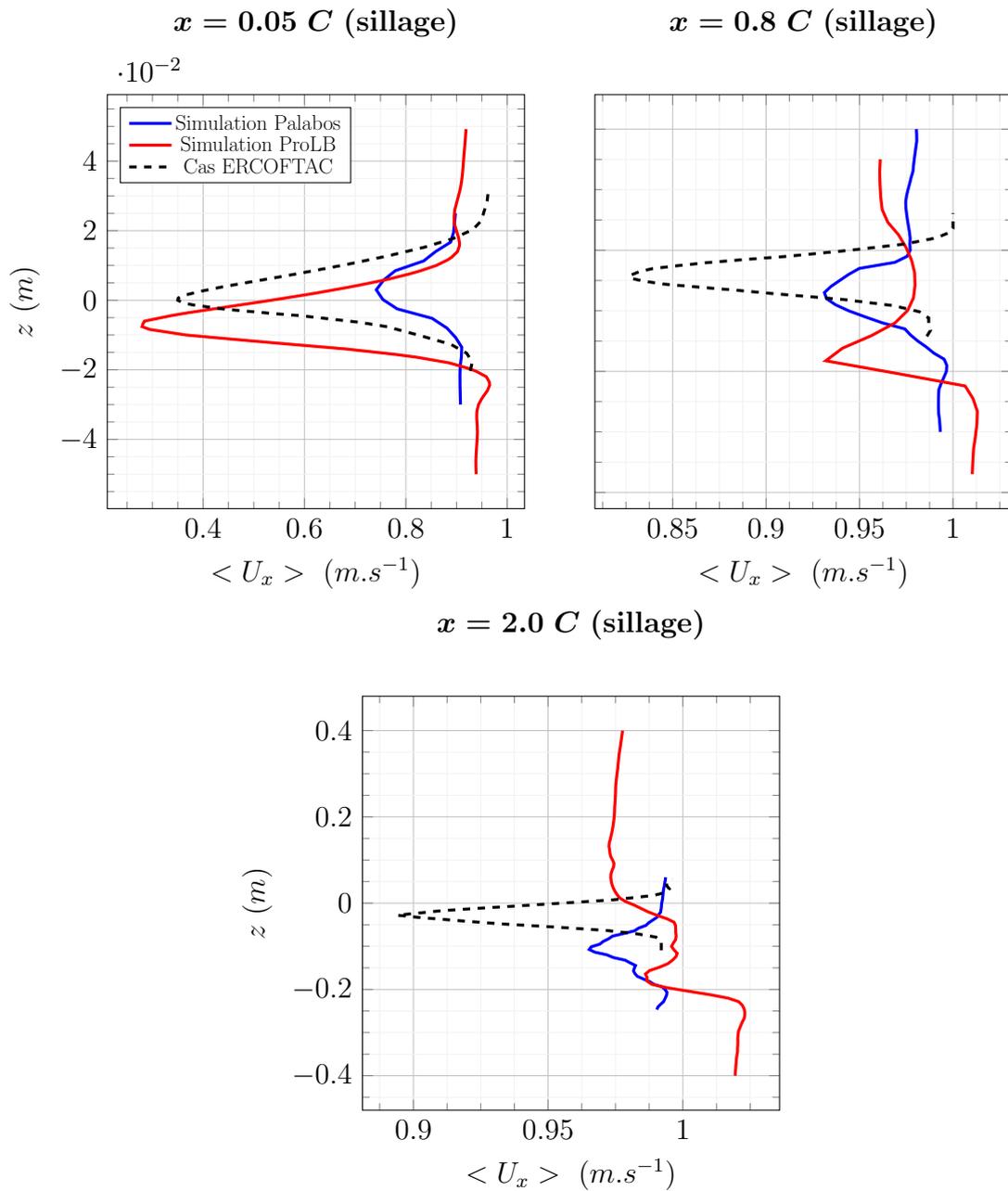


Figure 3.37 : Aile de Nakayama modélisée en LBM-LES avec modèle de paroi de type 1 pour Palabos - vitesse axiale moyenne dans le sillage.

Les profils obtenus avec Palabos loin du bord de fuite à  $x/C = 0.443$  sur l'extrados et  $x/C = 0.69$  sur l'intrados sont proches des profils de référence (figure 3.35). Dans des conditions où l'hypothèse d'écoulement parallèle est quasi-correcte le modèle de paroi modifié fonctionne correctement. Proche du bord de fuite à  $x/C = 0.99$  sur l'extrados et  $x/C = 0.97$  sur l'intrados, les profils sont plus éloignés de la référence (figure 3.36). Une survitesse est observée sur l'intrados tandis qu'une inversion de la vitesse est observée sur l'extrados. Le code ProLB donne des résultats très proches de la référence. Il est donc probable que l'écoulement autour du bord de fuite soit mal calculé avec Palabos. Le sillage proche calculé avec Palabos (figure 3.37) est assez loin de la référence et de ProLB. L'écoulement autour du bord de fuite a donc une forte influence sur le sillage proche de l'aile. Les répartitions de vitesse dans le sillage lointain (figure 3.37) des modélisations Palabos et ProLB sont similaires. Elles sont cependant éloignées de la référence. Cela suggère que les effets de bord et la faible envergure ont une influence très forte sur le sillage.

Il y a plusieurs explications possibles aux écarts observés sur la surface de l'aile. Appliquer la vitesse sur la surface de l'aile au lieu de l'appliquer à la distance  $\epsilon$  où elle est calculée n'a que peu d'influence loin du bord de fuite où la géométrie est relativement plane. Cependant, près du bord de fuite, la courbure est très grande et l'épaisseur de l'aile très faible (de l'ordre de la taille de maille). Ces conditions rendent la méthode d'application de la vitesse peu correcte, ce qui explique en partie les écarts observés. De plus, l'IBM est peu adaptée à la proximité des surfaces de l'intrados et de l'extrados au niveau du bord de fuite. Il est alors possible que les interpolations réalisées par l'IBM sur l'extrados influencent l'intrados et vice-versa. L'aile est alors légèrement tronquée au niveau du bord de fuite (voir 3.3.2). Cette modification de la géométrie, sur environ 4 mm dans le cas présent, change localement l'écoulement.

Les pistes d'améliorations possibles sont nombreuses suite à cette première tentative de validation du modèle de type 1 implémenté. Le premier point à améliorer est sans doute l'application du modèle de paroi à la distance  $\epsilon$  et non pas sur la surface. Cependant, appliquer cette modification dégrade les performances du code à cause de l'augmentation de l'enveloppe. Pour contourner ce problème, une fonction permettant de translater de  $\epsilon$  chacun des sommets du STL a été implémentée. Cette fonction est appliquée avant la simulation et permet de conserver une enveloppe similaire au cas présenté ci-dessus. Elle fonctionne très bien pour la géométrie simple de l'aile à profil constant. Pour une géométries plus complexe comme une pale, il peut arriver que cette méthode génère des normales inversées et des triangles croisés dans le STL. Il est possible de traiter localement ces problèmes mais ces opérations sont chronophages et ne corrigent pas toutes les erreurs du STL. C'est principalement pour cette raison que le choix a été fait d'étudier les modèles de type 2.

#### Validation du modèle de paroi de type 2

Le modèle de paroi de type 2 modifié est étudié dans cette partie. Il est utilisé tel que présenté dans la sous-section 3.3.2. Les paramètres du modèle de Spalding pour le calcul de  $\tau_w$  sont  $B = 4.4$  et  $\kappa = 0.41$ . La distance d'application  $\delta_g$  est nulle, la modification de la vitesse a donc lieu sur la surface. L'influence de l'extrados sur l'intrados et vice-versa est corrigée avec le mode dégradé décrit dans la sous-section 3.3.2. Afin de supprimer les effets de bord et de se rapprocher de l'expérience, une condition de périodicité a été implémentée dans le code Palabos. La périodicité déjà existante ne fonctionnant pas correctement avec le raffinement, celle-ci est réalisée à l'intérieur du domaine et permet une communication des fonctions de distribution d'un côté du domaine à l'autre. Le nombre de Mach calculé avec la vitesse maximale est de 0.17. La distance entre les deux frontières périodiques du domaine est de 1.0 m. Les autres paramètres ne changent pas. Les données présentées ci-après sont moyennées sur une période de 3 secondes.

Sur la figure 3.38 sont tracés les profils de la vitesse axiale proche de la surface de l'extrados. Comme pour le modèle de paroi de type 1, les profils de Palabos sont corrects loin du bord de fuite. Les profils proches du bord de fuite sont légèrement plus éloignés. Cette évolution vient très probablement du mode dégradé qui augmente le décollement sur l'extrados en appliquant une vitesse plus faible que la vitesse de sortie du modèle de paroi. Le coefficient de traînée calculé avec Palabos est 30 % plus grand que celui calculé avec XFOIL [3]. Le coefficient de portance est sensiblement le même avec 1 % d'écart. Bien que la combinaison entre la méthode des frontières immergées et un modèle de paroi ne soit pas adaptée à une évaluation fine des efforts, les écarts en effort sont en accord avec les écarts observés sur l'écoulement : le décollement plus prononcé sur l'extrados augmente la traînée.

La vitesse axiale moyenne proche de l'intrados est tracée sur la figure 3.39. L'écoulement sur l'intrados est très proche de la référence que ce soit loin ou proche du bord de fuite. Pour le modèle de type 1 la vitesse à la paroi est trop grande, figure 3.36. Les écarts entre les modèles 1 et 2 peuvent venir du fait que le modèle 2 est plus adapté à la configuration de l'écoulement. L'absence du mode dégradé pour le modèle 1 introduit sûrement un biais qu'il conviendrait d'écarter en réalisant la simulation du modèle 1 avec l'application de la vitesse à la distance  $\epsilon$  et la simulation de modèle 2 sans le mode dégradé. Cependant, l'implémentation du modèle de type 1 reste moins performante pour la modélisation d'une hydrolienne que le modèle de type 2. C'est pourquoi ces problématiques n'ont pas été étudiées.

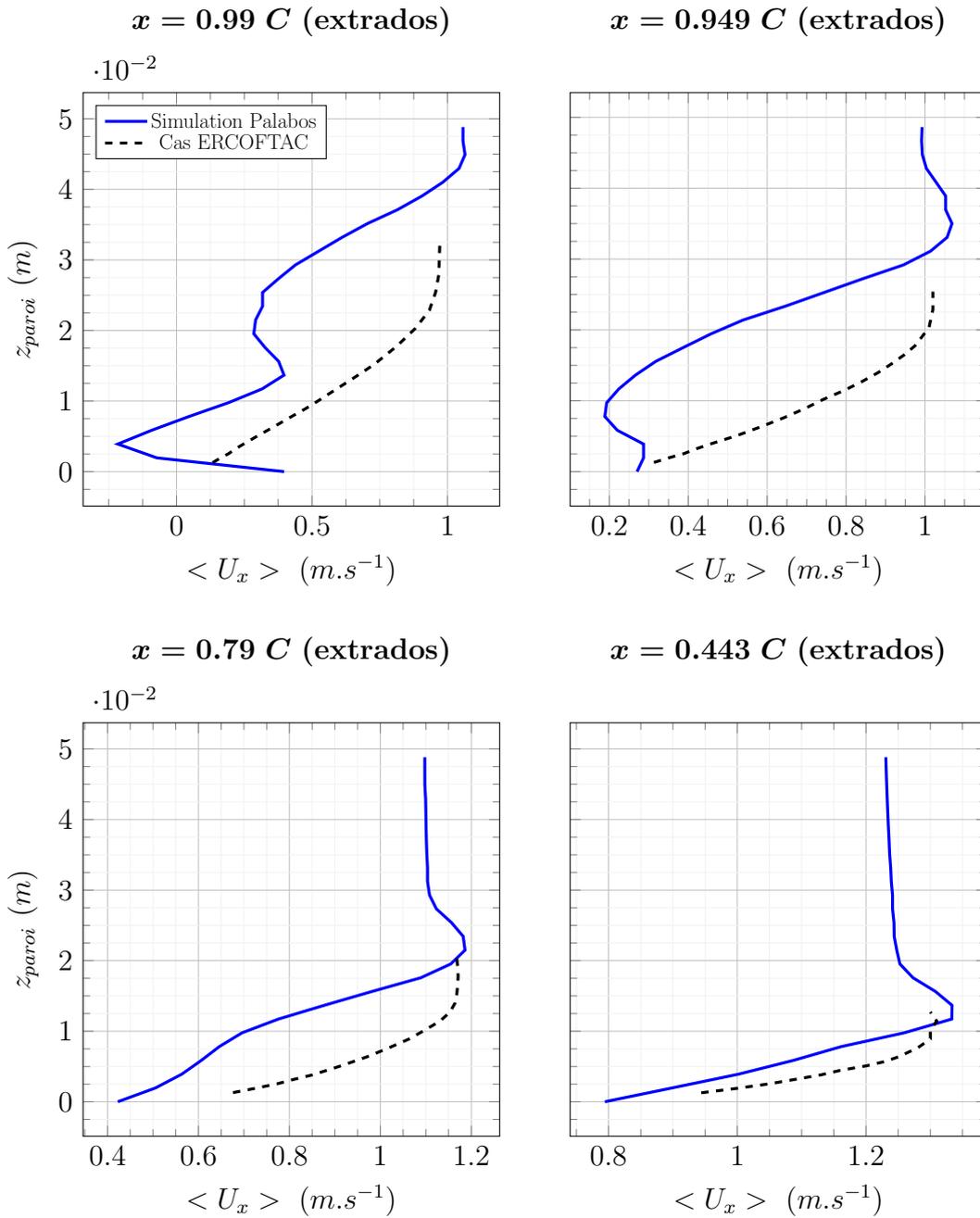


Figure 3.38 : Aile de Nakayama modélisée en LBM-LES avec modèle de paroi de type 2 pour Palabos - vitesse axiale moyenne proche de la paroi (extrados).

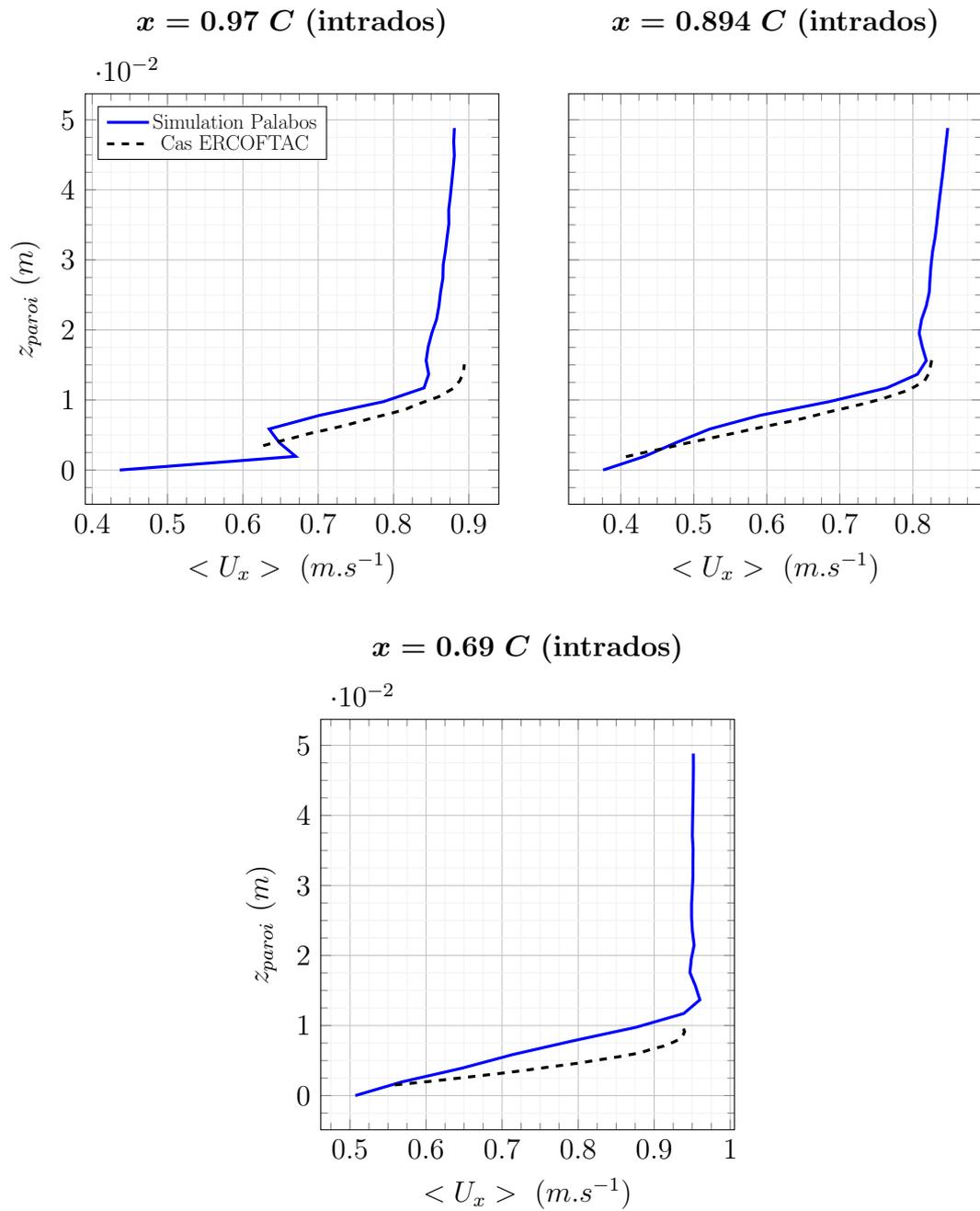


Figure 3.39 : Aile de Nakayama modélisée en LBM-LES avec modèle de paroi de type 2 pour Palabos - vitesse axiale moyenne proche de la paroi (intrados).

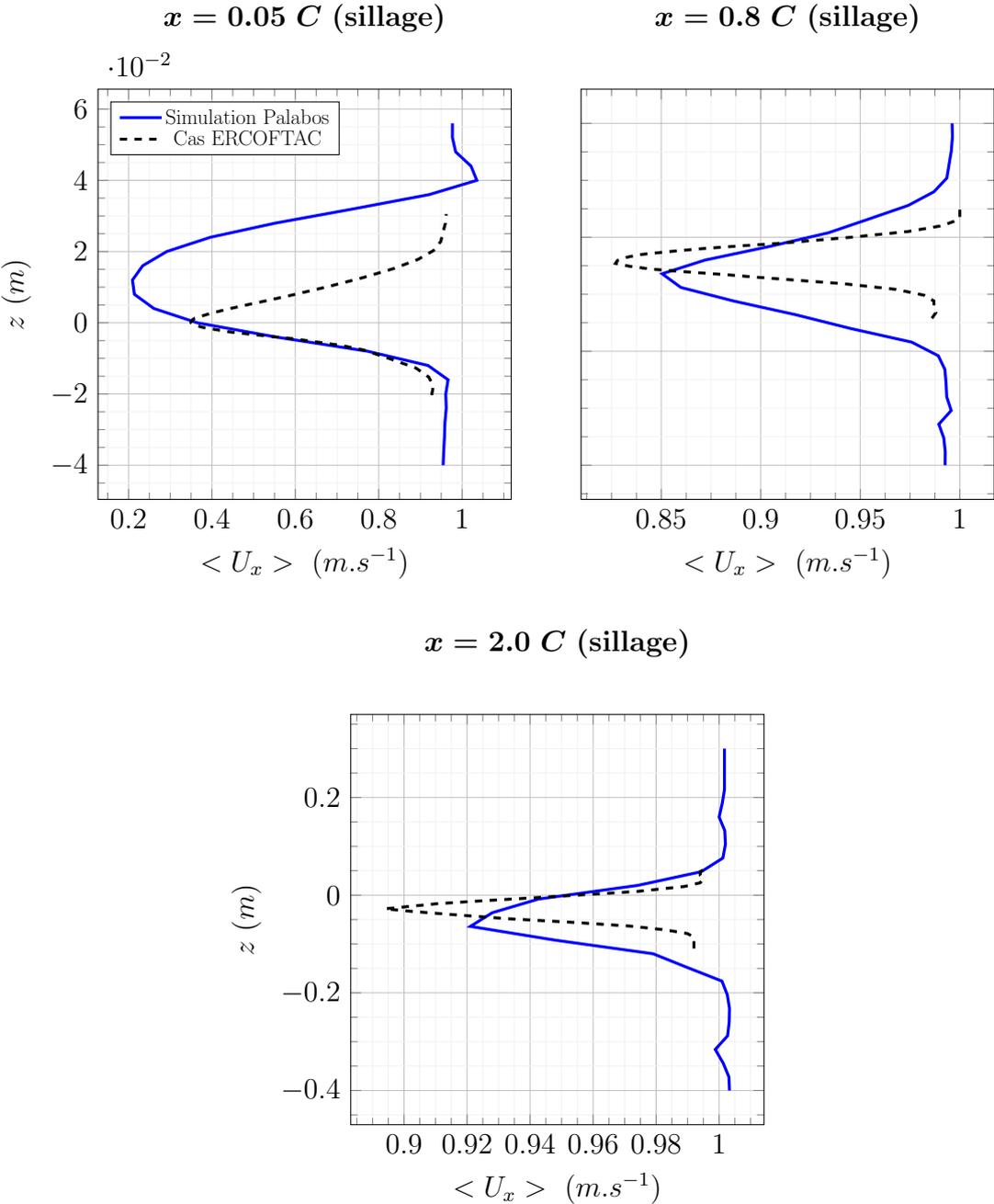


Figure 3.40 : Aile de Nakayama modélisée en LBM-LES avec modèle de paroi de type 2 pour Palabos - vitesse axiale moyenne dans le sillage.

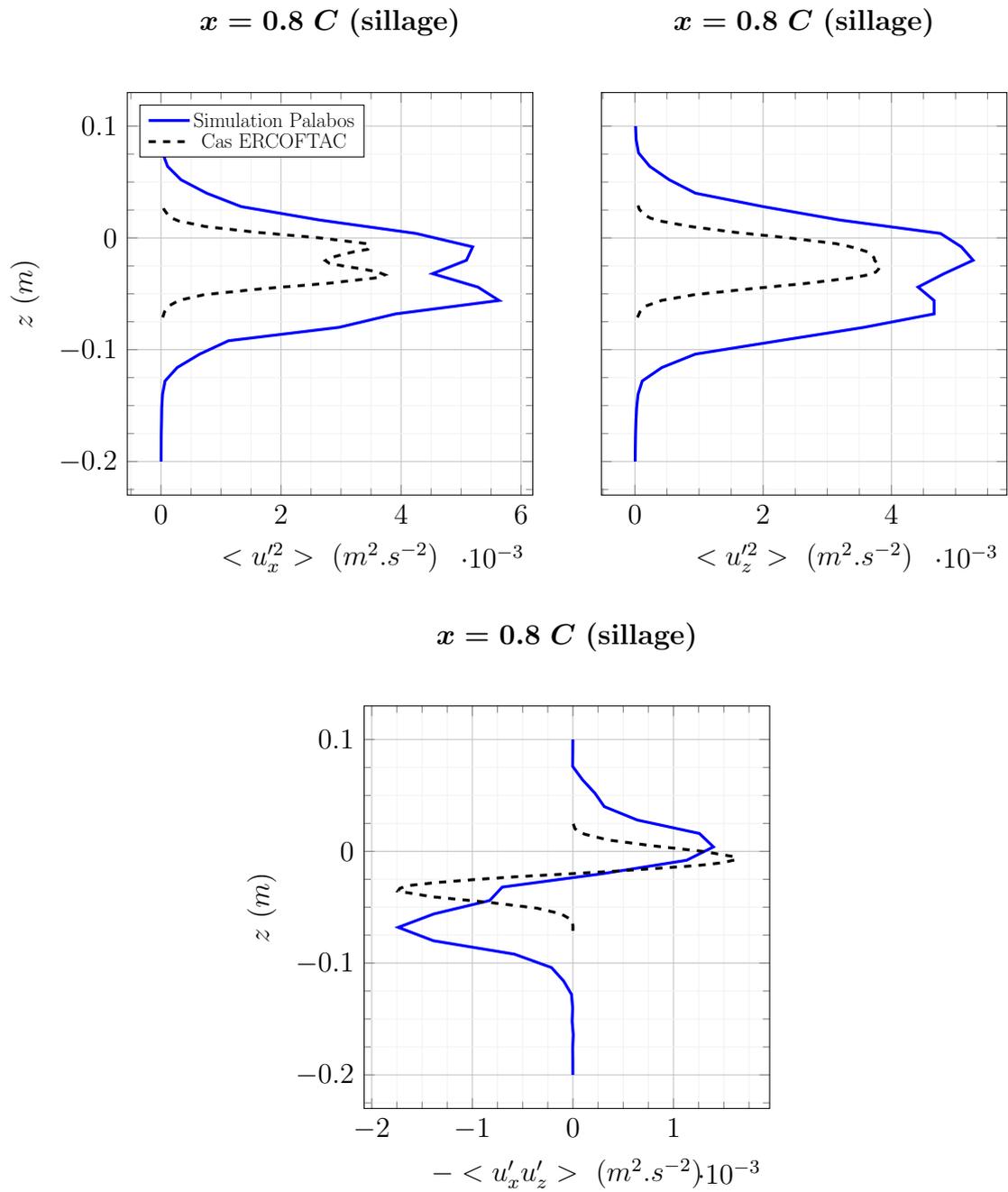


Figure 3.41 : Aile de Nakayama modélisée en LBM-LES avec modèle de paroi de type 2 pour Palabos - fluctuations moyenne de la vitesse dans le sillage.

Le sillage modélisé avec Palabos a une direction de propagation similaire à celui de l'expérience (figure 3.40). Le sillage proche visible sur la figure est bien plus épais à cause du décollement plus avancé sur l'extrados. Cette différence est présente plus loin dans le sillage à 0.8 corde et 2 cordes après le bord de fuite de l'aile. L'écart à ces distances est cependant moins grand et le déficit de vitesse axiale est très proche de la référence avec moins de 3 % d'écart.

L'épaisseur plus grande du sillage modélisé avec Palabos est aussi visible sur les courbes des fluctuations moyennes de la vitesse dans le sillage, présentées sur la figure 3.41. Cependant la forme du sillage et l'intensité des fluctuations sont très proches de celles de l'expérience. La différence plus grande pour la fluctuation  $\langle u_x^2 \rangle$  est cohérente avec l'évolution du déficit de la vitesse axiale moyenne  $\langle U_x \rangle$ . Le déficit calculé avec Palabos est plus grand à 0.05  $C$  derrière l'aile alors qu'il est plus faible à 0.8  $C$  et 2.0  $C$ . Les raisons de ces écarts sont multiples mais un maillage plus fin au niveau du bord de fuite serait sans doute nécessaire pour limiter l'étendue des zones tronquées et dégradées qui éloignent la géométrie du modèle de celle de l'expérience.

## 3.4 Synthèse

Plusieurs modèles de paroi de la littérature ont été implémentés dans le code Palabos et plusieurs remarques peuvent être faites. Tout d'abord le principe de fonctionnement de l'IBM basé sur des interpolations spatiales relativement étendues constitue une limite certaine aux implémentations réalisées, et ce pour plusieurs raisons. Premièrement les interpolations spatiales sont des opérations non-locales qui nécessitent des enveloppes élevées et dégradent fortement les performances de calcul. Les modèles de type 1 sont alors peu adaptés car ils nécessitent une augmentation supplémentaire de l'enveloppe. Deuxièmement les surfaces très proches comme au niveau du bord de fuite posent problème. Une correction a été mise en place mais des améliorations supplémentaires sont requises. Malgré les écarts observés, les améliorations apportées par le modèle de type 2 sont substantielles. Les écarts très locaux présents au bord de fuite n'affectent que très peu l'écoulement amont, aval et les efforts. La modélisation d'une hydrolienne avec Palabos, jusqu'alors impossible sans ces modèles, est à présent réalisable et fait l'objet du chapitre suivant.

---

# Chapitre 4

## Modélisation d'une hydrolienne

Dans ce chapitre, la modélisation d'une hydrolienne avec le code LBM-LES Palabos est réalisée. Les outils implémentés et validés dans le chapitre 3 sont utilisés. Les problématiques liées à la création du maillage et à la génération de la turbulence amont sont traitées dans un premier temps. Un cas à faible taux de turbulence amont et un cas à taux élevé sont ensuite étudiés. Une comparaison entre l'expérience, la modélisation LBM-LES et une modélisation LES utilisant les équations de Navier-Stokes (NS-LES) est réalisée pour ces deux cas. Un troisième cas avec un taux de turbulence intermédiaire est simulé en LBM-LES et les trois cas modélisés en LBM-LES sont comparés. Une analyse plus fine des sillages des trois cas est finalement réalisée.

### 4.1 Présentation du cas de référence

La caractérisation du sillage d'une hydrolienne marine *in situ* est complexe et peu de données sont accessibles. De plus, il est très difficile de reproduire les conditions de l'écoulement amont dans une modélisation. Afin de se rapprocher le plus possible d'un cas réel, une hydrolienne testée en bassin est étudiée dans ce chapitre. Le cas expérimental est présenté dans l'article de Mycek *et al.* (2014) [74]. Ces essais fournissent un jeu de données très complet pour l'écoulement amont, le sillage, les efforts sur la machine ou bien le taux de turbulence. La maquette est une hydrolienne à flux axial tri-pale (figure 4.1) et les essais ont été réalisés au canal d'Ifremer à Boulogne-sur-Mer. Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure 4.2.

#### 4.1. Présentation du cas de référence



Figure 4.1 : Hydrolienne générique utilisée pour les essais d'Ifremer, Mycek *et al.* (2014) [74].

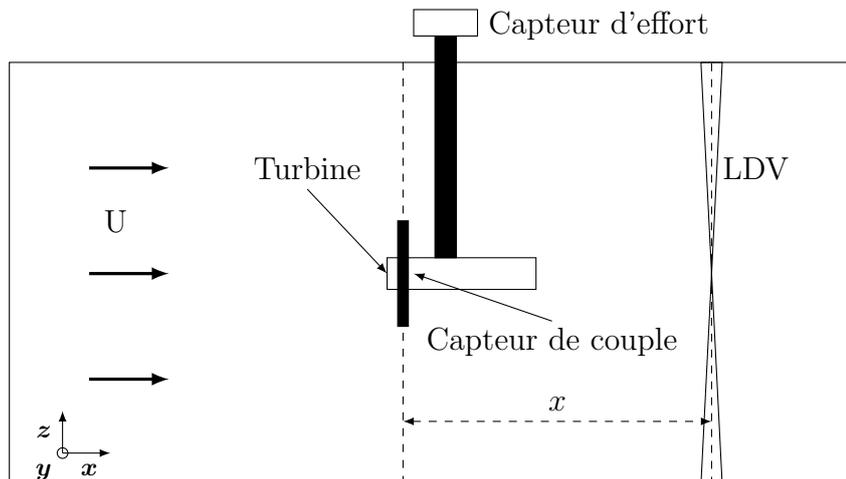


Figure 4.2 : Dispositif expérimental des essais de Mycek *et al.* (2014) [74]. Origine du repère au centre de rotation des pales.

Plusieurs configurations ont été testées lors de ces essais. Les modélisations LES sont coûteuses et il est impossible, avec nos moyens de calculs, de les modéliser toutes. La liste ci-dessous présente celles qui sont étudiées dans ce chapitre :

- rayon des pales :  $R = D/2 = 0.35 \text{ m}$  ;
- vitesse moyenne de l'écoulement amont :  $\langle U_{x_\infty} \rangle = 0.8 \text{ m.s}^{-1}$  ;
- vitesse de rotation des pales :  $TSR = \Omega_r R / \langle U_{x_\infty} \rangle = 3.67$  ;
- intensité turbulente amont :  $I = 3 \%$  et  $I = 15 \%$  ;
- nombre de Reynolds :  $Re = \langle U_{x_\infty} \rangle R / \nu = 280,000$ .

Le  $TSR$  choisi est proche du point de fonctionnement de la machine et les deux taux de turbulence testés dans l'expérience sont étudiés. Le canal fait 2  $m$  de profondeur et 4  $m$  de large. La turbine est placée au milieu du canal et le centre de rotation des pales est défini comme origine du repère de l'expérience. Le ratio de blocage  $\alpha$  est défini par  $\alpha = \pi R^2/A$ , où  $A$  est la surface transversale du canal. Dans le cas présent, ce ratio est égal à  $\alpha = 0.048$ . Les mesures d'écoulement sont réalisées avec de la LDV (*Laser Doppler Velocimetry*). La LDV est une méthode de mesure non-intrusive permettant de calculer la vitesse instantanée en un point de l'écoulement. Les efforts agissant sur toute la structure (hydrolienne et mât de fixation) sont mesurés à l'aide d'un capteur d'effort situé au point d'ancrage du mât. L'équation 4.1 donne la relation entre l'effort axial  $F_x$  et le coefficient de poussée  $C_T$ . Un capteur de couple est placé sur l'axe de rotation du rotor et l'équation 4.2 donne la relation entre le couple  $C_x$  et le coefficient de puissance  $C_P$ . La distance  $x$  du point de mesure au centre de rotation ainsi que la vitesse  $U$  mesurée par LDV sont toutes les deux adimensionnées par les grandeurs caractéristiques de l'expérience :  $x^* = x/D$  et  $U_i^* = U_i / \langle U_{x_\infty} \rangle$ .

$$C_T = \frac{F_x}{0.5\rho R^2 \langle U_{x_\infty} \rangle^2} \quad (4.1)$$

$$C_P = \frac{M_x \Omega_r}{0.5\rho R^2 \langle U_{x_\infty} \rangle^3} \quad (4.2)$$

## 4.2 Le modèle LBM-LES

Les simulations sont réalisées avec l'opérateur de collision à deux temps de relaxation récursif et régularisé (RR-TRT) à l'ordre 6. Un schéma à 27 directions de propagation est utilisé (D3Q27). Le modèle LES est le modèle de Smagorinsky cohérent avec la constante  $C_s = 0.18$ . Un amortissement du coefficient de Smagorinsky est utilisé près des surfaces de l'hydrolienne. Les parties fixe et mobile sont modélisées avec la méthode IBM (section 2.5.2). L'IBM est appliquée avec le modèle de paroi de type 2 modifié, présenté dans la section 3.3.4. Les paramètres  $\kappa$  et  $B$  dépendent du cas et le modèle est appliqué sur la surface de l'hydrolienne ( $\delta_g = 0$ ). Les angles vifs, comme le bord de fuite des pales, sont tronqués et le mode dégradé est appliqué légèrement en amont du bord de fuite des pales (figure 4.3). La condition d'entrée est une condition de vitesse imposée, modifiée avec un algorithme SEM (section 3.2.2) afin d'appliquer une condition d'entrée turbulente. En sortie du domaine, un gradient de vitesse nul est imposé. Sur cette condition est appliquée une zone d'amortissement et une zone d'absorption des ondes de pression. L'épaisseur de ces zones est choisie lors de la création du maillage. Ces zones sont également appliquées sur les parois latérales où la condition est une vitesse imposée égale à la vitesse axiale moyenne de l'écoulement amont :  $\langle U_{x_\infty} \rangle = 0.8 \text{ m.s}^{-1}$ .

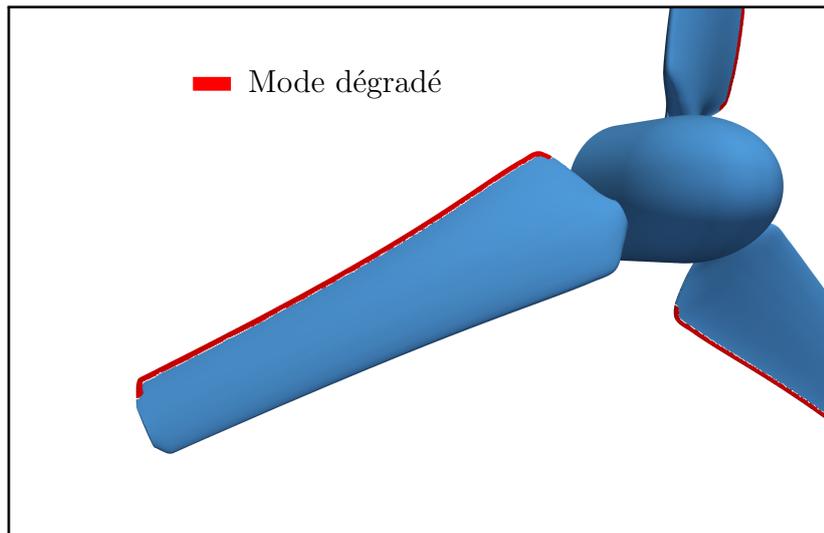


Figure 4.3 : Mode dégradé sur les pales de l'hydrolienne [74] modélisée en LBM-LES-IBM.

## 4.3 Le maillage

Le choix de la taille de maille et des dimensions du domaine conditionne fortement les ressources de calcul nécessaires à la simulation. Ces paramètres sont choisis dans cette partie.

### Sensibilité au maillage

L'utilisation d'un modèle de paroi autorise une certaine flexibilité dans le choix de la taille de maille. En effet, celui-ci peut être utilisé dans une plage de  $\Delta x^+$  pouvant aller jusqu'à la fin de la zone logarithmique, soit  $\Delta x^+ \approx 500$ . Cependant, le modèle de paroi utilisé est à l'origine conçu pour des écoulements turbulents pleinement développés sur plaque plane. L'application de ce modèle à des pales d'hydrolienne est donc assez éloigné du cas d'origine. La taille de maille devra être assez petite pour discrétiser suffisamment les zones de fortes courbures et se rapprocher de la plaque plane. Des contraintes liées à l'IBM existent également. Le nombre de mailles entre l'extrados et l'intrados des pales doit être suffisamment grand pour que le mode dégradé (section 3.3.2) soit appliqué sur une distance négligeable devant la corde de la pale. L'objectif de l'outil développé ici est d'étudier le sillage de l'hydrolienne soumise à différents taux de turbulences ambiantes. Plusieurs simulations suffisamment longues pour permettre au sillage de converger doivent être réalisées. Le nombre total de mailles doit donc être raisonnablement petit pour pouvoir analyser le sillage pour plusieurs taux de turbulence amont.

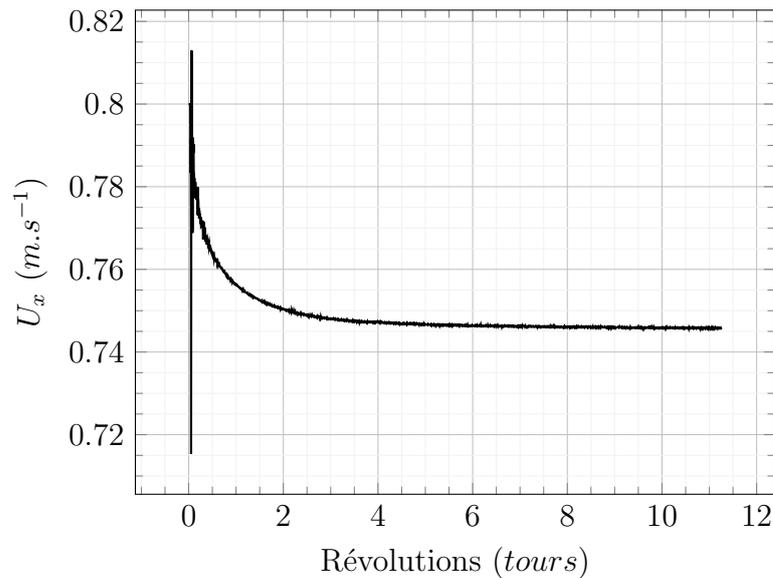


Figure 4.4 : Simulation LBM-LES sans turbulence à  $TSR = 3.67$  de l'hydrolienne [74] - Vitesse axiale en  $x = -0.5 D$  pour  $\Delta x = 9.77 \times 10^{-4} m$ .

L'influence de la taille de maille sur le sillage ne peut être évaluée sur des maillages fins à cause des temps de calcul très grands que cela demande. Cette étude est réalisée uniquement sur l'écoulement autour des pales en prenant comme élément de comparaison la pression sur la surface des pales. Il n'y a pas de turbulence amont et la vitesse amont est égale à  $0.8 m.s^{-1}$ . Trois résolutions de maillage autour des pales sont étudiées :  $\Delta x = [7.32 \times 10^{-4}, 9.77 \times 10^{-4}, 1.39 \times 10^{-3}] m$ . Le sillage n'est pas étudié ici et est donc maillé assez grossièrement. La turbine est maillée sur deux niveaux de raffinement, le niveau le plus fin couvre la zone balayée par le rotor et le niveau immédiatement inférieur contient le stator. C'est le niveau fin qui consomme le plus de ressources de calcul (environ 80 %). Le nombre de Mach maximal est identique pour les trois simulations et est égal à  $Ma = 0.34$ . La simulation avec  $\Delta x = 1.39 \times 10^{-3} m$  a une taille de maille adimensionnée maximale  $\Delta x^+ = 299$ . Le paramètre  $\kappa$  du modèle de paroi est le même pour les trois simulations et  $\kappa = 0.42$ . Le paramètre  $B$  décroît à mesure que la taille de maille augmente soit  $B = [2.75, 2.6, 2.45]$ . Cette évolution compense la sensibilité du modèle de paroi au gradient de vitesse près du bord d'attaque. En effet, plus le maillage est grossier et moins ce gradient est discrétisé. La valeur de  $B$  se trouve généralement autour de 5.0 [93], comme dans la section 3.3.4 où le gradient est mieux discrétisé. Les post-traitements sont réalisés après convergence de la vitesse amont en  $x = -0.5 D$  (figure 4.4). La pression instantanée est interpolée avec l'algorithme IBM à une distance de la surface correspondant à une maille.

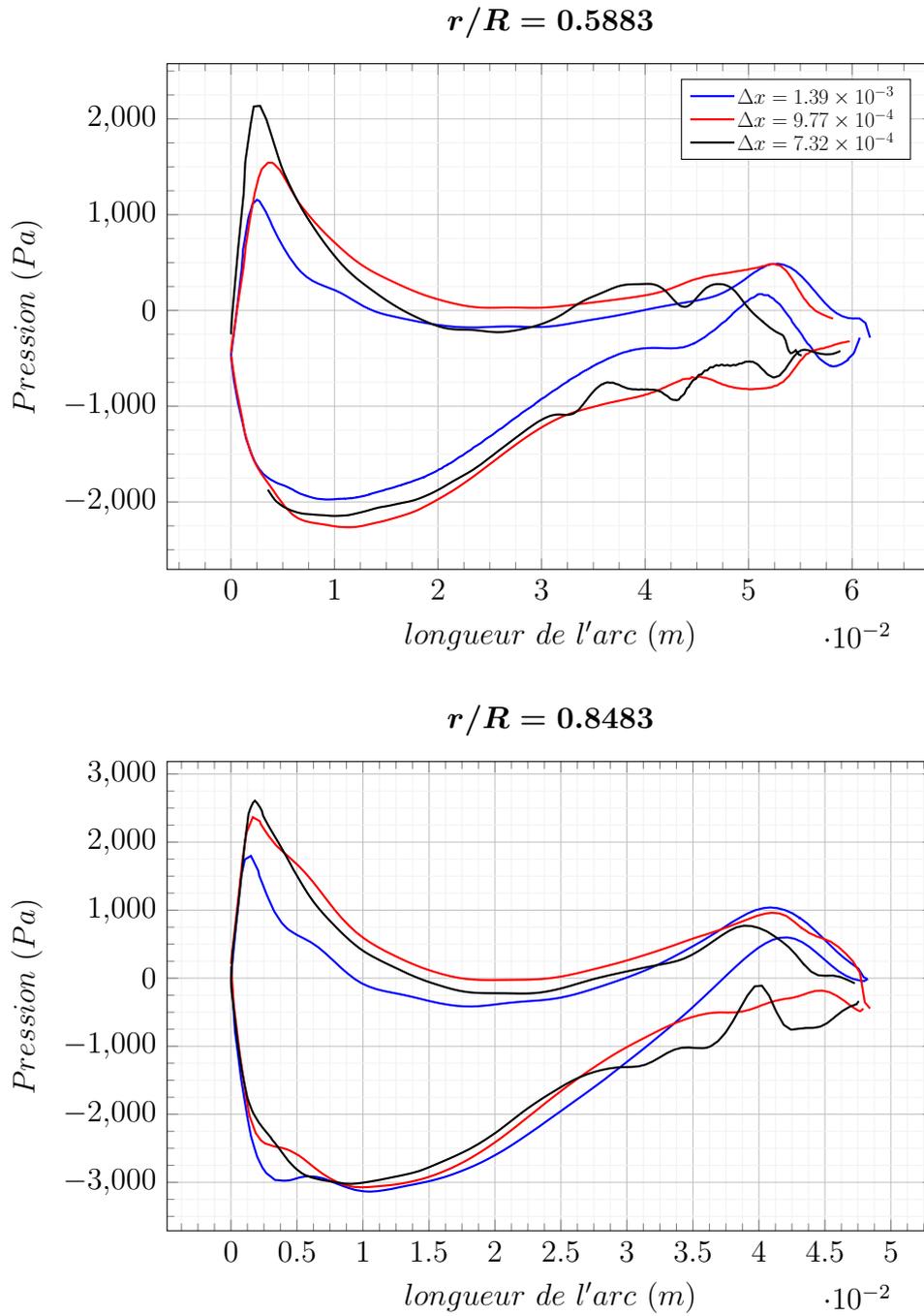


Figure 4.5 : Simulation LBM-LES sans turbulence à  $TSR = 3.67$  de l'hydrolienne [74] - Pression instantanée sur les pales à  $r/R = 0.5883$  et  $0.8483$ .

### 4.3. Le maillage

---

La figure 4.5 représente la pression instantanée sur la surface des pales. Les fluctuations observées proches du bord de fuite (maximum de l'arc) seraient très probablement lissées avec des résultats moyennés. Le modèle de paroi s'adapte bien aux différents maillages avec des courbes assez proches pour les trois tailles de maille. Une différence non-négligeable est tout de même observée entre les deux maillages les plus fins et le maillage grossier. Cette différence se retrouve sur les coefficients de puissance et de poussée. Ceux-ci sont comparés avec l'expérience à  $I = 3 \%$ . Le  $C_P$  des simulations LBM-LES avec  $\Delta x = [7.32 \times 10^{-4}, 9.77 \times 10^{-4}] m$  a un écart de  $+14 \%$  avec l'expérience à  $I = 3 \%$ . L'écart est d'environ  $+20 \%$  pour  $\Delta x = 1.39 \times 10^{-3} m$ . Le  $C_T$  des deux maillages fins est très proche de l'expérience avec moins de  $-2 \%$  d'écart avec l'expérience. Le  $C_T$  du maillage le plus grossier est un peu plus éloigné avec  $-8 \%$  d'écart.

Tableau 4.1 : Temps de calcul pour la simulation LBM-LES de l'hydrolienne [74].

$\Delta x$	Nombre de mailles au niveau fin	Temps de calcul par tour en h.CPU <sup>3</sup>
$7.32 \times 10^{-4} m$	$120 \times 10^6$	2492 h.CPU
$9.77 \times 10^{-4} m$	$60 \times 10^6$	1300 h.CPU
$1.39 \times 10^{-3} m$	$24 \times 10^6$	450 h.CPU

Bien que l'évaluation des efforts ne soient pas l'objet principal de cette étude, il est important de minimiser les écarts entre la simulation et la référence. En effet, les efforts sont une conséquence de l'écoulement autour des pales et sont donc liés au sillage proche. Cependant, minimiser les temps de calcul, résumés dans le tableau 4.1, est indispensable pour pouvoir étudier les sillages. Le gain en temps de calcul avec le maillage le plus grossier est significatif. Nous faisons le choix d'être moins précis sur l'écoulement autour des pales.

#### La création du maillage

La taille de maille au niveau fin est à présent fixée à  $1.39 \times 10^{-3} m$  et le maillage utilisé pour l'étude des sillages peut être construit. Le maillage autour du stator est légèrement modifié par rapport aux 3 maillages précédents. La zone de raccord entre le mât et le corps du stator est raffinée au niveau fin afin d'avoir une modélisation plus fine de l'interaction des tourbillons de bas de pale avec le raccord (figure 4.6). Le bout du corps du stator est également raffiné au niveau fin. Le sillage proche (jusqu'à  $4D$ ) est raffiné au niveau  $-2$  et le sillage lointain (entre  $4D$  et  $10D$ ) est raffiné au niveau  $-3$  (figure 4.7).

---

3. h.CPU : *wall clock time* multiplié par le nombre de processeur.

### 4.3. Le maillage

---

Tableau 4.2 : Nombre de mailles par niveau pour la simulation LBM-LES d'une maquette d'hydrolienne.

Niveau	0	-1	-2	-3
Nombre de mailles	$25 \times 10^6$	$12 \times 10^6$	$17 \times 10^6$	$10 \times 10^6$
Taille de maille ( <i>mm</i> )	1.395	2.79	5.58	11.16

Le tableau 4.2 résume le nombre de mailles par niveau. Ailleurs que dans le sillage, le domaine est raffiné au niveau  $-5$ , soit une maille de  $4.46 \times 10^{-2} m$ . Le ratio de blocage de l'hydrolienne est non-négligeable. Cependant, au vu des difficultés à utiliser des conditions aux limites contenant des frontières de raffinement (section 3.3.4), les parois du canal et la surface libre ne sont pas modélisées et l'hydrolienne est placée loin des frontières du domaine (figure 4.8). La zone d'amortissement a une épaisseur de  $1.0 m$  et la zone d'absorption des ondes de pression a une épaisseur de  $0.75 m$ . Les épaisseurs de ces zones sont choisies afin qu'elles n'influencent pas le domaine mais qu'il y ait suffisamment de mailles pour que les traitements soient efficaces. Le nombre de Mach de  $Ma = 0.34$  est conservé pour les modélisations LBM-LES d'hydroliennes présentées par la suite.

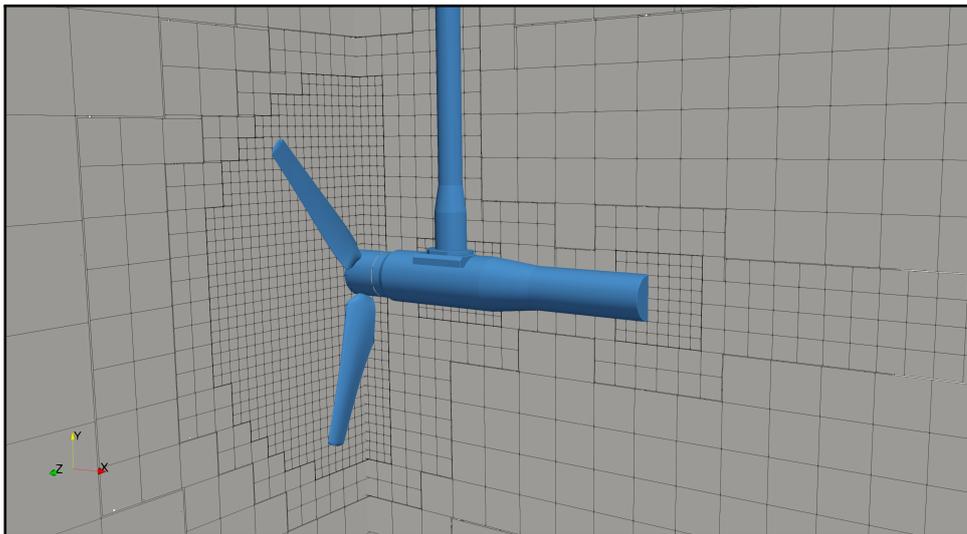


Figure 4.6 : Maillage à proximité de l'hydrolienne [74] pour la simulation LBM-LES - Représentation en cuboïde de  $14 \times 14 \times 14$  mailles.

### 4.3. Le maillage

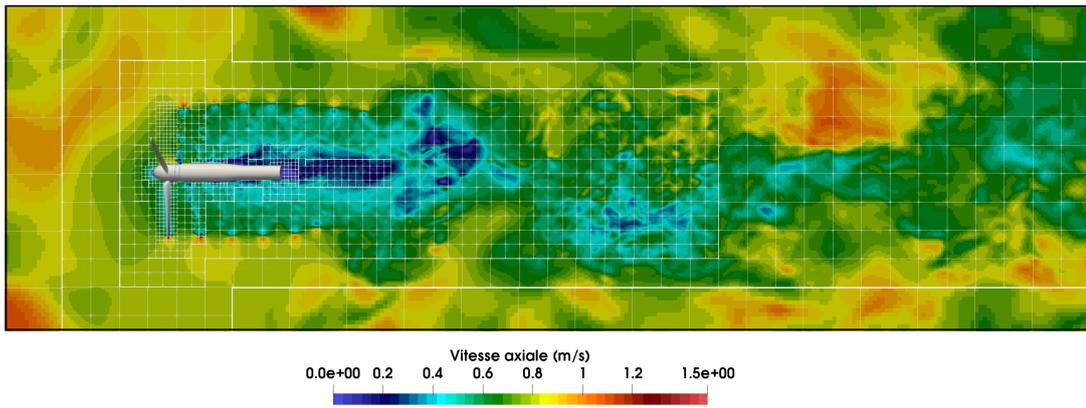


Figure 4.7 : Maillage lointain de l'hydrolienne [74] pour la simulation LBM-LES - Plan  $xy$  du champ de vitesse axiale instantanée pour  $I = 12.5 \%$  et  $TSR = 3.67$  - Représentation en cuboïde de  $14 \times 14 \times 14$  mailles.

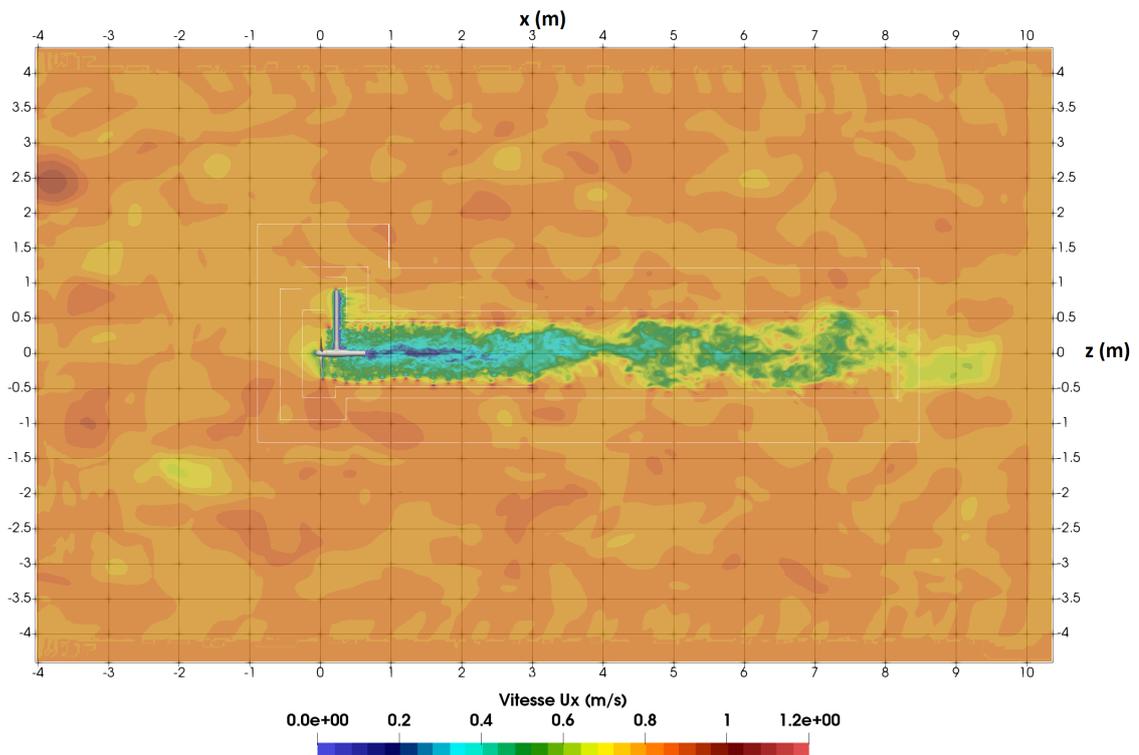


Figure 4.8 : Domaine de la simulation LBM-LES de l'hydrolienne [74] - Plan  $xz$  du champ de vitesse axiale instantanée pour  $I = 3 \%$  et  $TSR = 3.67$ .

## 4.4 Génération de la turbulence amont

La turbulence générée en amont de la turbine dans la simulation doit être la plus proche possible de la turbulence présente dans le canal lors des essais. L'étude de Medina *et al.* (2017) [69] donne des informations sur la nature de cette turbulence. Ils montrent que pour les deux taux de turbulence étudiés, la turbulence est pleinement développée. À partir de la densité spectrale de puissance obtenue avec la vitesse axiale mesurée en amont de la turbine, Medina *et al.* (2017) [69] donne une estimation de l'échelle de longueur intégrale  $\mathcal{L}$ . L'échelle de longueur intégrale correspond à la taille des plus grandes structures présentes dans l'écoulement. Ils comparent cette estimation avec la longueur obtenue avec une méthode d'auto-corrélation. La longueur  $\mathcal{L}$  est estimée entre 0.64 m (spectrale) et 0.9 m (auto-corrélation) pour le taux de turbulence de 3 % et entre 0.24 m (spectrale) et 0.6 m (autocorrélation) pour le taux de 12.5 %.

Le maillage d'une simulation avec turbulence synthétique doit être suffisamment fin pour propager les structures turbulentes générées. Cependant le maillage doit être assez grossier car le volume à couvrir en amont de la turbine est grand, environ 40 fois le volume de la turbine et de son sillage. Le choix a été fait d'avoir environ 30 mailles par longueur de tourbillon SEM, soit  $\Delta x = 0.035$  m. L'étude de la SEM pour la génération d'une turbulence ambiante réaliste est réalisée sans hydrolienne. Le domaine utilisé fait 4 m de haut, 4 m de large, 12 m de long et contient  $4.28 \times 10^6$  éléments. Le maillage est uniforme et ne contient pas de niveau de raffinement. Le modèle utilisé est présenté dans la section 4.2 et le nombre de Mach est  $Ma = 0.22$ . Il faut 76 s pour calculer une seconde sur 20 processeurs. L'enregistrement de données est réalisé sur 3000 s (temps calculé) après la convergence. La vitesse axiale au centre du canal est prélevée avec une fréquence de 112 Hz en  $x = 0.1, 2.0, 4.0, 6.0$  et  $9.0$  m.

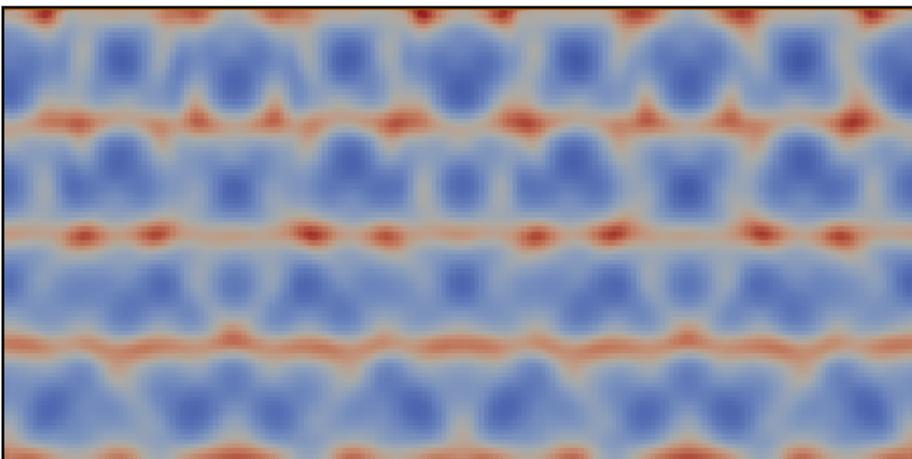


Figure 4.9 : Fluctuations stationnaires de la pression sur le face d'entrée du domaine LBM-LES avec utilisation de la SEM.

La SEM présentée dans la section 3.2.2 est utilisée dans un premier temps. Les simulations sont réalisées sur des temps suffisamment long (30 – 40 *min*) pour caractériser de manière assez précise la turbulence générée par la SEM. Les premières simulations longues ont révélé un problème introduit par la SEM. La SEM implémentée n'étant pas à divergence nulle, des fluctuations de pression sont créées sur la face d'entrée du domaine. Au bout d'un temps long de l'ordre de plusieurs minutes, ces fluctuations deviennent stationnaires sur la face d'entrée (figure 4.9). Ces singularités polluent le domaine et l'exploitation des résultats n'est plus possible. Bien que les simulations de l'hydrolienne ne dureront pas plus de quelques minutes, il est préférable de supprimer ou d'amoindrir ces fluctuations. La *Divergence-Free* SEM ou DFSEM a été implémentée dans le code Palabos afin de générer une turbulence synthétique avec moins de fluctuation de pression.

##### 4.4.1 La SEM à divergence nulle

La DFSEM est une méthode pour générer de la turbulence synthétique dans des simulations LES et a été développée par Poletto *et al.* (2013) [87]. La DFSEM est très proche de la SEM dans son fonctionnement, seules changent les équations de calcul des fluctuations de vitesse. L'implémentation reprend la structure développée pour la SEM. L'implémentation est réalisée uniquement pour des tourbillons sphériques. Les fluctuations sont calculées avec l'équation 4.3.

$$u'_{noeud} = \sqrt{\frac{1}{N}} \sum_{k=1}^N \frac{q_L(|\mathbf{r}_k|)}{|\mathbf{r}_k|^3} \mathbf{r}_k \times \boldsymbol{\alpha}_k, \quad (4.3)$$

où  $q_L$  est la fonction de forme,  $\boldsymbol{\alpha}_k$  est l'intensité des tourbillons,  $L$  est le diamètre des tourbillons et  $\mathbf{r}_k = \frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}_k}{L}$ . La fonction de forme utilisée est définie par :

$$q_L(a) = \sqrt{\frac{16V_B}{15\pi L^3}} \sin(\pi a)^2 a, \quad (4.4)$$

où  $V_B$  est le volume du domaine DFSEM. Poletto *et al.* (2013) suggèrent d'utiliser une densité de tourbillons  $d_k$  proche de 1 pour avoir un compromis entre le coût de calcul ajouté par la méthode et la précision de la méthode. La densité de tourbillons est définie par :

$$d_k = \frac{L^3 N}{V_B} \quad (4.5)$$

Cette implémentation de la DFSEM limite l'anisotropie de la turbulence. Une composante  $u_i'^2$  doit être inférieure ou égale à l'énergie cinétique turbulente (TKE), définie dans l'équation 4.6.

$$TKE = \frac{1}{2}(u_x'^2 + u_y'^2 + u_z'^2) \quad (4.6)$$

#### 4.4. Génération de la turbulence amont

À cause de cette limitation, les fluctuations sont lissées sur les trois directions pour les cas où l'anisotropie est trop forte. La turbulence des cas utilisés pour valider la SEM dans la section 3.2.3 est fortement anisotrope en proche paroi et ne peut pas être générée correctement avec la DFSEM. La DFSEM est donc utilisée uniquement pour la génération de la turbulence amont des expériences de Mycek *et al.* (2014) [74]. La figure 4.10 illustre les fluctuations de pression le long d'une ligne au centre du domaine lors de l'utilisation de la SEM et de la DFSEM.

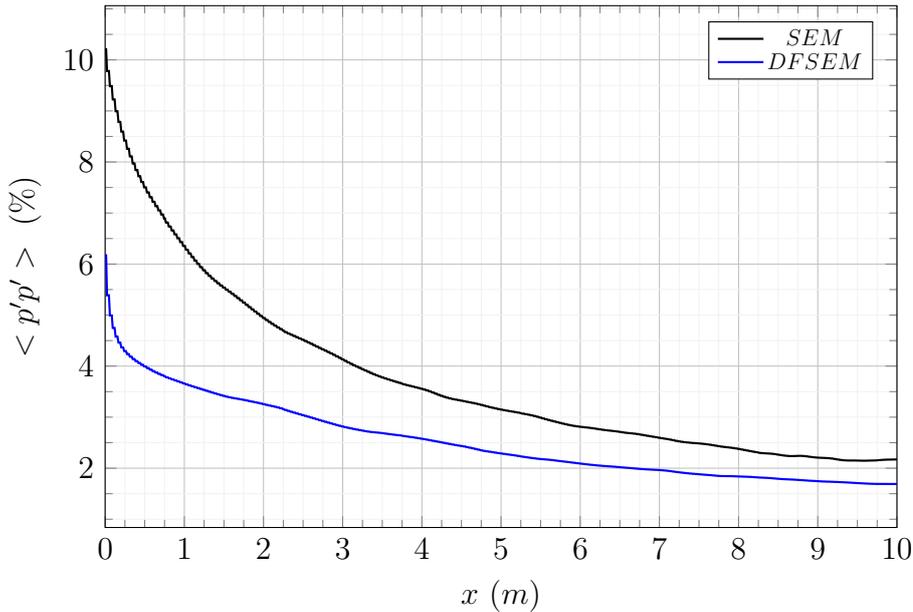


Figure 4.10 : Fluctuations de pression moyenne au centre du domaine pour une simulation SEM et DFSEM à  $I = 12.5\%$ .

L'utilisation de la DFSEM permet de réduire les fluctuations de pression à l'entrée du domaine et aucune fluctuation stationnaire n'est apparue lors des simulations réalisées avec cette méthode. Bien que des fluctuations de pression subsistent, le problème introduit par la SEM est corrigé avec la DFSEM et c'est cette dernière méthode qui est utilisée par la suite.

Avant de choisir les paramètres pour la génération de la turbulence, quelques précisions sur les caractéristiques de l'écoulement amont doivent être données. En plus des données de Mycek *et al.* (2014) [74], des données de vitesse et de turbulence ont été fournies par l'Ifremer afin de connaître au mieux l'écoulement amont. Pour le cas avec un taux de turbulence de 3 % l'écoulement amont moyen est bien orienté suivant l'axe  $x$ . La turbulence est cependant fortement anisotrope avec un taux de turbulence  $I_{1D} = 4.21\%$  et un taux de turbulence  $I_{2D} = 3.27\%$ . Les turbulences  $I_{1D}$  et  $I_{2D}$  sont définies dans les équations 4.7 et 4.8. Pour le cas

#### 4.4. Génération de la turbulence amont

---

avec un taux de turbulence de 15 %, l'écoulement amont moyen n'est pas tout à fait axial et possède une petite composante latérale ( $\approx 0.08 \text{ m.s}^{-1}$ ). L'écoulement amont des simulations est axial. La composante latérale est faible et difficile à prendre en compte dans les simulations. Le taux de turbulence amont fourni dans ces données est légèrement différent de [74], avec  $I_{1D} \approx I_{2D} \approx I \approx 12.5 \%$ . C'est le taux de 12.5 % qui est choisi pour l'étude du cas de [74] à 15 %.

$$I_{1D} = 100 \sqrt{\frac{\langle u_x'^2 \rangle}{\langle U_x \rangle^2}} \quad (4.7)$$

$$I_{2D} = 100 \sqrt{\frac{0.5(\langle u_x'^2 \rangle + \langle u_y'^2 \rangle)}{(\langle U_x \rangle^2 + \langle U_y \rangle^2)}} \quad (4.8)$$

Les grandeurs importantes pour la caractérisation de la turbulence générée par la DSEM sont : l'intensité turbulente, l'échelle de longueur intégrale et la densité spectrale de puissance. Une étude de l'évolution de ces grandeurs au centre du canal et en plusieurs points de mesure suivant la direction de l'écoulement est réalisée. Le cas avec une intensité turbulente de 3 % est tout d'abord étudié, suivi du cas à 12.5 %.

#### 4.4.2 Génération de la turbulence à $I = 3 \%$

La DFSEM implémentée a besoin de 4 paramètres pour fonctionner : la vitesse de convection des tourbillons DFSEM, le diamètre des tourbillons  $L$ , le nombre de tourbillons, et le tenseur de Reynolds moyen cible. La vitesse de convection est égale à la vitesse axiale moyenne de l'écoulement, soit  $0.8 \text{ m.s}^{-1}$ . La taille des tourbillons est  $L = 1.0 \text{ m}$ , soit le même ordre de grandeur que l'échelle de longueur intégrale  $\mathcal{L}$  mesurée. Le nombre de tourbillons est choisi afin d'avoir une densité de tourbillon  $d_k = 1$ . Le tenseur de Reynolds est choisi comme étant diagonal. Les trois termes diagonaux sont choisis égaux car la DFSEM implémentée ne peut pas générer une turbulence fortement anisotrope. Les composantes diagonales sont égales à :  $u_x'^2 = u_y'^2 = u_z'^2 = 0.0008928 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$ .

La figure 4.11 représente l'évolution suivant la longueur du canal du taux de turbulence  $I_{1D}$  calculé à partir de la vitesse axiale. Le taux de turbulence décroît peu et est assez bien conservé dans le canal. Sur la figure 4.12 est tracée la densité spectrale de puissance calculée à partir de la vitesse axiale au centre du canal.

#### 4.4. Génération de la turbulence amont

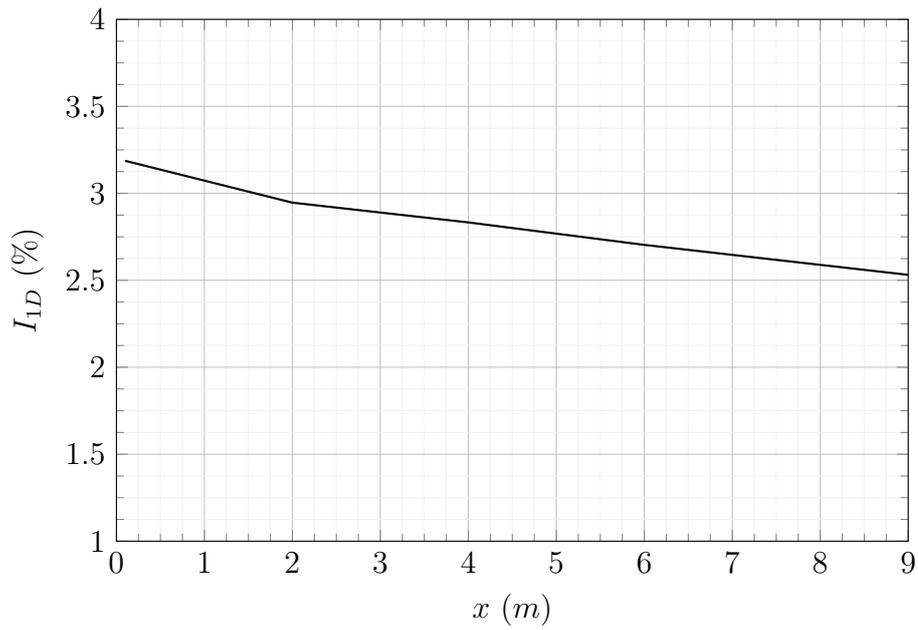


Figure 4.11 : Évolution de  $I_{1D}$  au centre du canal pour une turbulence ambiante de 3 %.

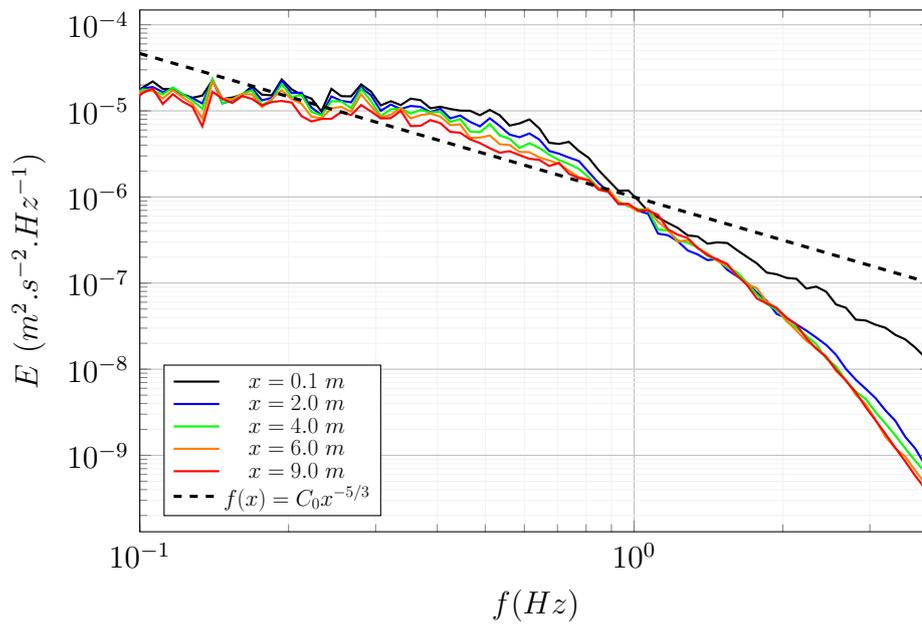


Figure 4.12 : Densité spectrale de puissance calculée à partir de la vitesse axiale pour  $I = 3$  %.

#### 4.4. Génération de la turbulence amont

La densité spectrale de puissance des plus grosses structures (dont la fréquence est supérieure à  $1 \text{ Hz}$ ) décroît légèrement dans le canal suivant la direction de l'écoulement. Cela est cohérent avec la faible décroissance du taux de turbulence au centre du canal. La pente de la densité spectrale de puissance des plus grosses structures converge vers la pente  $-5/3$  qui correspond à une turbulence établie. Celle-ci est atteinte aux alentours de  $6 \text{ m}$ . Les petites structures sont bien moins énergétiques qu'elles ne devraient l'être dans un écoulement turbulent établi, excepté à  $x = 0.1 \text{ m}$ . Cette évolution est étonnante car seules des grandes structures sont générées par la DFSEM et une évolution inverse serait plus intuitive. La figure 4.13 montre la densité spectrale de puissance à  $x = 0.05$ ,  $0.1$  et  $0.2 \text{ m}$ . L'énergie contenue dans les petites fréquences est maximale proche de l'entrée et décroît très rapidement. Cette évolution est cohérente avec celle des fluctuations de la pression présentées sur la figure 4.10. Les fluctuations de pression générées par la DFSEM influencent le champ de vitesse proche de l'entrée, générant des fluctuations de la vitesse à des fréquences plus élevées que la fréquence des grosses structures. Le faible taux de turbulence fait que la turbulence est peu énergétique. Il est alors possible que ces fluctuations aient une densité spectrale de puissance proche de la densité spectrale de puissance des structures générées par la DFSEM.

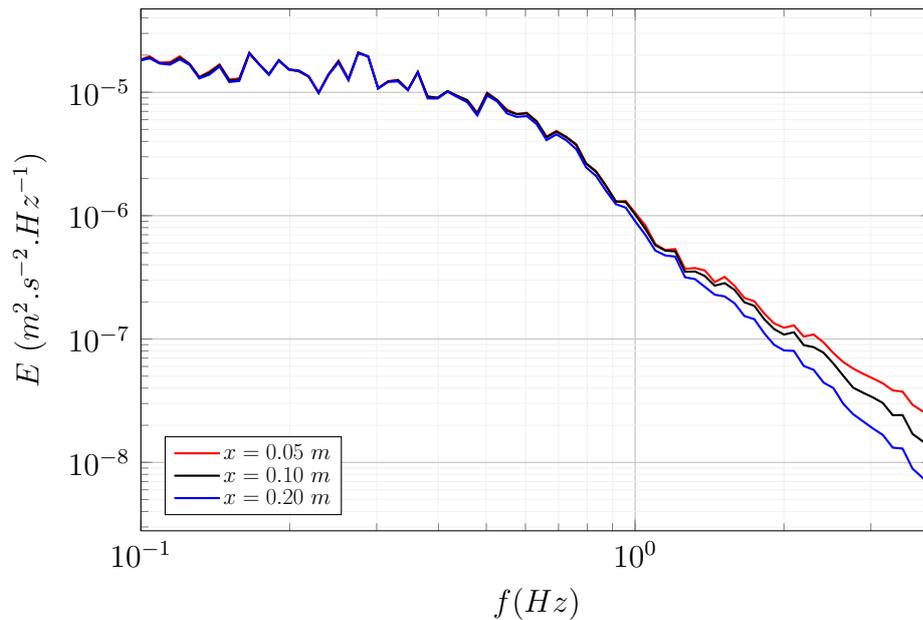


Figure 4.13 : Densité spectrale de puissance proche de la face d'entrée calculée à partir de la vitesse axiale pour  $I = 3 \%$ .

L'échelle intégrale turbulente  $\mathcal{L}$  des structures présentes dans le canal est estimée avec une fonction d'autocorrélation à deux points. Celle-ci est appliquée à la vitesse du fluide dans le plan de normal  $\mathbf{z}$  en  $z = 2 \text{ m}$  et suivant la direction  $\mathbf{y}$ . La formule utilisée est définie dans l'équation 4.9 :

$$AC(\mathbf{x}) = \frac{3}{N_{AC}(\langle u_x'^2 \rangle + \langle u_y'^2 \rangle + \langle u_z'^2 \rangle)} \sum_{i=0}^{N_{AC}} \mathbf{U}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{U}(\mathbf{x}_0), \quad (4.9)$$

où  $N_{AC}$  est le nombre d'itérations pendant lesquelles l'autocorrélation est réalisée. Le point  $\mathbf{x}_0$  est situé au centre du canal. La figure 4.14 montre le résultat de l'autocorrélation en  $x = 0.5, 4.0$  et  $8.0$  m. La taille des plus grandes structures est globalement constante dans le canal et égale à la taille prescrite en entrée :  $1.0$  m.

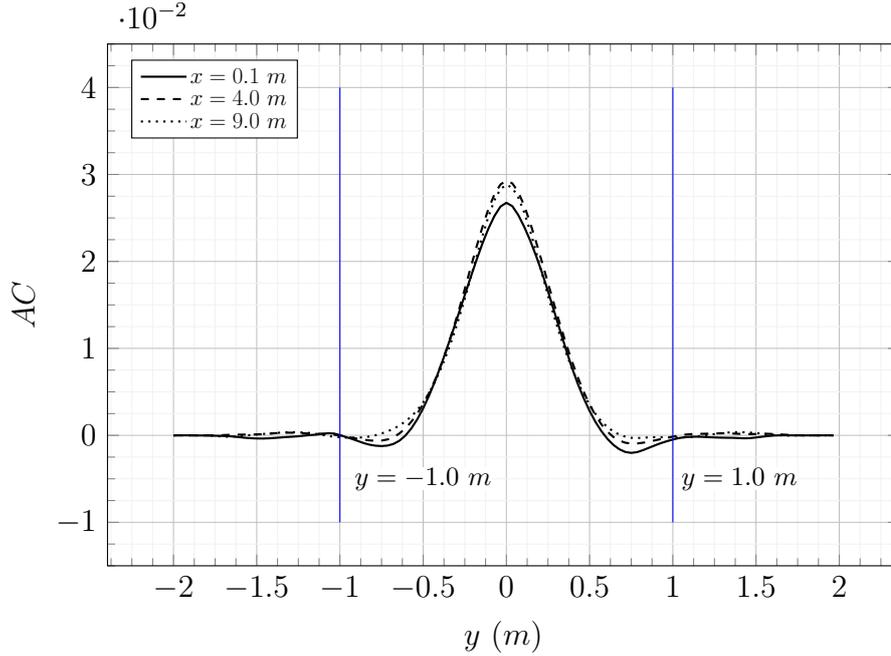


Figure 4.14 : Résultat de la fonction d'autocorrélation dans une simulation LBM-LES utilisant la DFSEM avec des tourbillons de  $1.0$  m et  $I = 3$  %.

En conclusion, la turbulence générée par la DFSEM est assez proche de la turbulence mesurée dans le canal et le taux de turbulence est conservé. Le principal problème est le manque d'énergie dans les petites structures. Des mailles plus fines permettraient d'apporter plus d'énergie dans les petites structures mais cela n'est pas envisageable pour la modélisation de l'hydrolienne à cause des dimensions du domaine.

### 4.4.3 Génération de la turbulence à $I = 12.5 \%$

Le choix des paramètres de la DFSEM pour la génération d'un taux de turbulence aussi élevé est plus complexe. Dans la plupart des essais en bassin, la turbulence est générée par une grille placée en amont de la turbine. Blackmore *et al.* (2016) [20] utilisent plusieurs grilles pour générer des taux de turbulence amont allant jusqu'à 25 %. Pour toutes les grilles utilisées, la turbulence décroît suivant la direction de propagation de l'écoulement. La génération de la turbulence dans les essais de [74] est assez particulière. La turbulence à  $I = 12.5 \%$  est générée par la pompe du canal et le taux de turbulence est conservé dans la direction de propagation de l'écoulement. Il est très important pour la modélisation de l'hydrolienne de conserver le taux de turbulence afin d'être dans des conditions similaires à celles de l'expérience. Afin de trouver le meilleur compromis pour le choix des paramètres de la DFSEM, plusieurs configurations sont testées. Le nombre de tourbillons DFSEM est choisi afin d'avoir  $d_k = 1$ . Trois tailles de tourbillons sont testées, 0.25 m, 0.66 m et 1.2 m. L'échelle de longueur intégrale dans l'expérience est estimée entre 0.24 m et 0.6 m. Comme pour le cas à  $I = 3 \%$ , le tenseur de Reynolds est diagonal et deux valeurs des composantes diagonales sont testées :  $u_x'^2 = u_y'^2 = u_z'^2 = 0.01638 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$  et  $0.04 \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$ . Deux résolutions du maillage sont testées :  $\Delta x = 0.035$  et  $0.025 \text{ m}$ . La vitesse de convection des tourbillons DFSEM est égale à la vitesse axiale moyenne du fluide soit  $0.8 \text{ m}.\text{s}^{-1}$ .

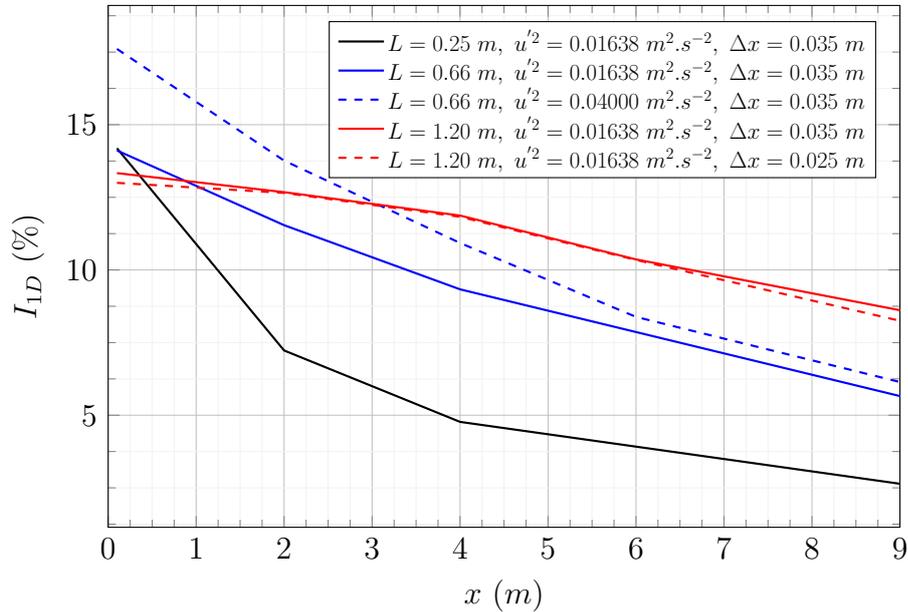


Figure 4.15 : Évolution de  $I_{1D}$  au centre du canal suivant la direction de l'écoulement pour différents paramètres de la DFSEM.

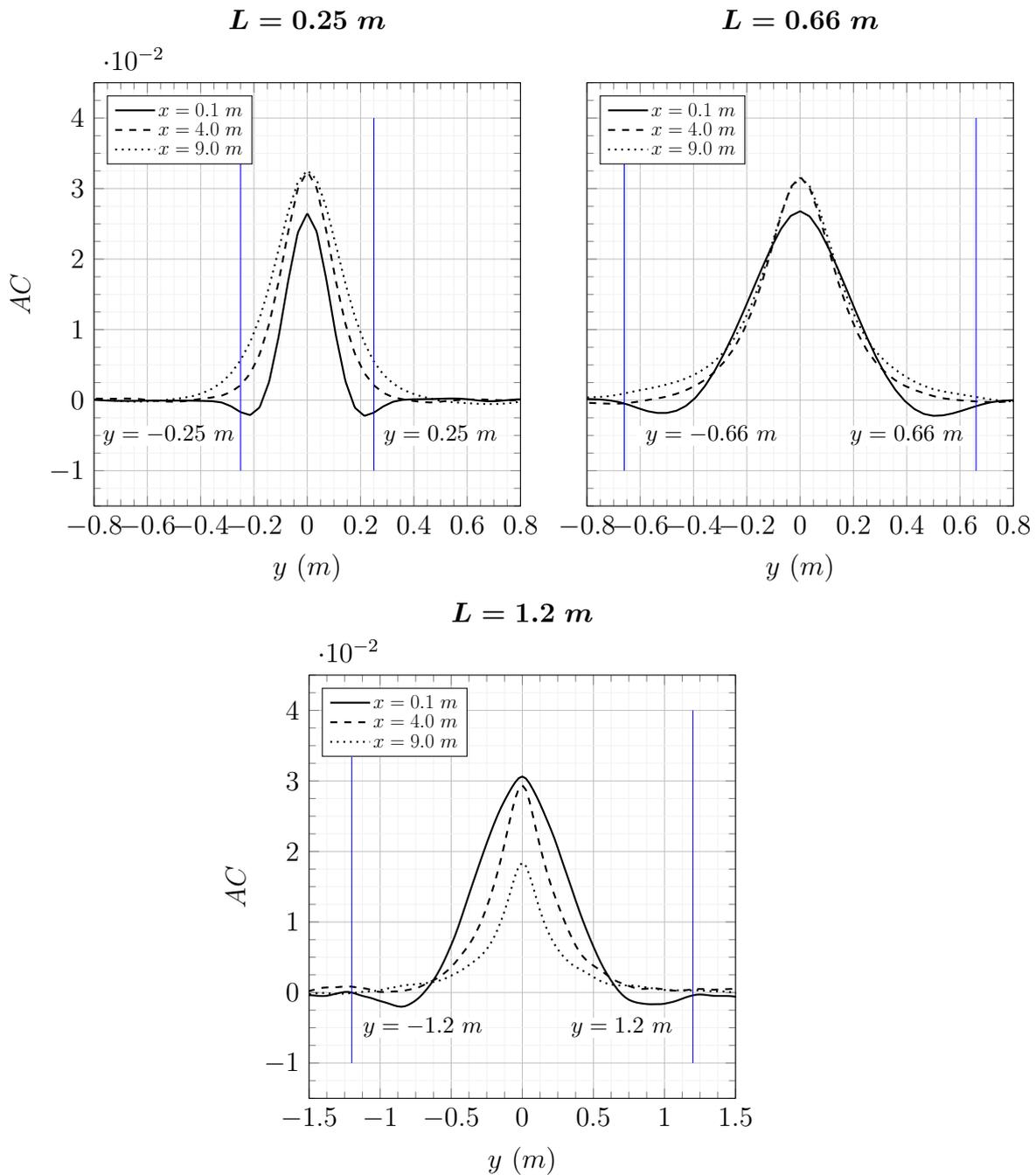


Figure 4.16 : Résultat de la fonction d'autocorrélation pour plusieurs tailles de tourbillons DFSEM avec  $u'^2 = 0.01638$  et  $\Delta x = 0.035\text{ m}$ .

La figure 4.15 représente l'évolution du taux de turbulence  $I_{1D}$  pour les différents cas testés. Plusieurs observations peuvent être faites. La taille des tourbillons DFSEM influence très fortement la décroissance du taux de turbulence dans le canal.

#### 4.4. Génération de la turbulence amont

---

Il apparaît difficile de conserver un taux  $I_{1D}$  supérieur à 10 % pour des tailles de tourbillons comprises dans l'intervalle de  $\mathcal{L}$  mesuré. L'isotropie de la turbulence est conservée et la même observation est faite sur les taux  $I_{2D}$  et  $I_{3D}$ . Le tableau 4.3 résume l'évolution de ces taux pour le cas où  $L = 0.6$ ,  $u'^2 = 0.01638 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$  et  $\Delta x = 0.025 \text{ m}$ .

Tableau 4.3 : Taux de turbulence le long du canal  
LBM-LES pour  $L = 1.2 \text{ m}$ ,  $u'^2 = 0.01638 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$  et  
 $\Delta x = 0.025 \text{ m}$ .

$x \text{ (m)}$	$I_{1D} \text{ (\%)}$	$I_{2D} \text{ (\%)}$	$I_{3D} \text{ (\%)}$
0.1	13.0	12.76	12.88
2.0	12.65	12.28	12.25
6.0	10.34	10.06	9.98
9.0	8.25	8.11	8.13

Les cas où  $L$  est constant et  $u'^2$  varie, convergent vers un taux de turbulence identique. Augmenter le taux de turbulence en amont ne suffit donc pas. Il apparaît que la solution la plus efficace pour conserver le taux de turbulence est d'augmenter la taille des tourbillons DFSEM. Une analyse de l'évolution de la taille des plus grandes structures pour les différentes conditions DFSEM est réalisée afin d'avoir une estimation de  $\mathcal{L}$  au futur emplacement de la turbine. La fonction d'autocorrélation de la section 4.4.2 est utilisée.

La figure 4.16 montre l'évolution de la fonction d'autocorrélation pour trois longueurs de tourbillons DFSEM. La taille des plus grandes structures de l'écoulement est relativement constante dans le canal pour les cas où  $L = 0.66 \text{ m}$  et  $1.2 \text{ m}$ . Pour le cas où  $L = 0.25 \text{ m}$ , la taille des structures augmente d'environ 50 % entre  $x = 0.1 \text{ m}$  et  $x = 9.0 \text{ m}$ . L'échelle intégrale de la turbulence est donc assez proche de la taille des tourbillons DFSEM et est quasiment conservée dans le canal. Il serait intéressant d'augmenter davantage la longueur des tourbillons DFSEM pour conserver le taux de turbulence le plus loin possible. Cependant, l'échelle intégrale de la turbulence modifie le comportement de la turbine [19] [31] et il est préférable de ne pas trop s'éloigner des échelles mesurées. Le taux de turbulence influence le sillage et les performances des hydroliennes [74] [20] et il est crucial d'être le plus proche possible de l'expérience. Un compromis est nécessaire entre la taille des structures et la décroissance du taux de turbulence. Les paramètres choisis sont  $L = 1.2 \text{ m}$  et  $u'^2 = 0.01638 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ . La figure 4.17 représente la densité d'énergie spectrale de puissance obtenue à partir de la vitesse axiale du fluide dans la simulation LBM-LES pour les paramètres choisis et pour deux tailles de mailles différentes :  $\Delta x = 0.035 \text{ m}$  et  $\Delta x = 0.025 \text{ m}$ .

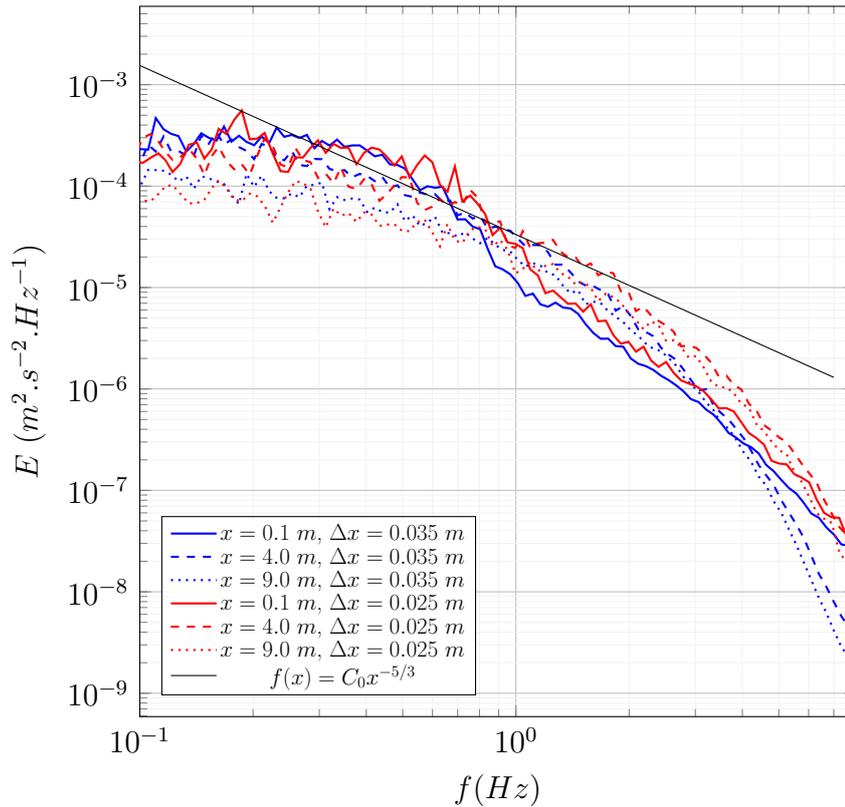


Figure 4.17 : Densité spectrale de puissance calculée à partir de la vitesse axiale pour  $I = 12.5 \%$  et  $\Delta x = 0.035 \text{ m}$  et  $0.025 \text{ m}$ .

La chute d'énergie à une fréquence proche de  $1 \text{ Hz}$  sur les courbes à  $x = 0.1 \text{ m}$  est cohérente avec une condition d'entrée utilisant la DFSEM. En effet, seules des grandes structures sont générées par la DFSEM, d'où un manque d'énergie dans les hautes fréquences et un surplus dans les basses. Un comportement différent avait été observé dans la section 4.4.2 à cause des fluctuations de pression générées par la DFSEM. Ces fluctuations sont toujours présentes mais la turbulence est bien plus énergétique que pour le cas à  $I = 3 \%$ . L'énergie des fluctuations est donc difficile à observer ici. L'effet de la taille de maille sur la cascade d'énergie est visible avec plus d'énergie dans les hautes fréquences pour  $\Delta x = 0.025 \text{ m}$  que pour  $\Delta x = 0.035 \text{ m}$ . L'énergie dans les hautes fréquences reste plus basse que celle théoriquement attendue. Une taille de maille de 1 ordre de grandeur plus faible permettrait une cascade plus proche de la pente  $-5/3$  mais n'est pas réalisable avec les moyens de calcul à disposition. Le manque d'énergie dans les petites structures est nettement visible à  $x = 0.1 \text{ m}$  et bien moins présent à  $x = 4.0 \text{ m}$ . Malgré la décroissance du taux de turbulence dans le canal, la turbine ne doit donc pas être placée trop près de l'entrée où la turbulence n'est pas établie. Un compromis à la distance de  $x = 4.0 \text{ m}$  est choisi.

## 4.5 Simulation à faible taux de turbulence

La modélisation de l'hydrolienne [74] avec une turbulence ambiante  $I = 3 \%$  est réalisée dans cette partie. Les paramètres de la DFSEM utilisés pour générer la turbulence dans la modélisation LBM-LES sont donnés dans la section 4.4.2. Le modèle de paroi utilise trois couples  $[\kappa, B]$ , un pour les parties fixes au niveau  $-1$  du maillage, un pour les parties fixes au niveau 0 et un pour les pales qui sont au niveau 0. Pour les pales les paramètres sont  $\kappa = 0.42$  et  $B = 2.45$ . Pour le bâti au niveau 0 les paramètres sont  $\kappa = 0.4$  et  $B = 4.9$ . Pour le bâti au niveau  $-1$  les paramètres sont  $\kappa = 0.42$  et  $B = 4.9$ . La fréquence d'échantillonnage pour le calcul de la vitesse moyenne et du tenseur de Reynolds est de  $398 \text{ Hz}$  et l'échantillonnage est réalisé pendant  $12 \text{ s}$  (16 tours) après une convergence de  $16 \text{ s}$  (21.3 tours).

Une modélisation supplémentaire a été réalisée par l'entreprise Sirehna avec un modèle LES (Navier-Stokes). Le modèle de sous-maille utilisé est de l'IDDES (*Improved Delayed Detached Eddy Simulation*). La taille de maille à la paroi est  $\Delta x^+ = 1$  et le nombre total d'éléments est  $20 \times 10^6$ . Une révolution du rotor est calculée en  $124 \text{ h.CPU}$ . Les moyennes de la simulation NS-LES sont réalisées sur  $26 \text{ s}$  (34.7 tours) après une convergence de  $22 \text{ s}$  (29.4 tours). La fréquence d'échantillonnage est de  $50 \text{ Hz}$ . Le tableau 4.4 résume les efforts mesurés et ceux obtenus avec les différents modèles, ainsi que l'écart des modèles avec l'expérience.

Tableau 4.4 : Coefficient de puissance  $C_P$  et de poussée  $C_T$  et écart type  $\sigma_{C_T}$  et  $\sigma_{C_P}$  pour l'expérience de Mycek *et al.* (2014) [74] et les simulations LBM-LES et NS-LES à  $I = 3 \%$  et  $TSR = 3.67$ .

	$C_T$	Écart	$C_P$	Écart	$\sigma_{C_T}$	Écart	$\sigma_{C_P}$	Écart
Expérience	0.805	\	0.42	\	0.034	\	0.029	\
LBM-LES	0.742	-7.8 %	0.50	+19.7 %	0.031	-8.6 %	0.035	+14 %
NS-LES	0.838	+4.1 %	0.49	+16.8 %	0.031	-9.1 %	0.060	+109 %

Le coefficient de poussée moyen  $C_T$  est assez correctement prédit par les deux modèles, avec un écart un peu plus grand pour la modélisation LBM-LES. L'écart-type du coefficient de poussée est pratiquement le même pour les modélisations NS-LES et NS-LBM et est proche de la référence. Étant donné l'incertitude du calcul des efforts du modèle IBM-LBM avec le modèle de paroi, il est intéressant de voir que l'écart en  $C_T$  du modèle NS-LES va dans le même sens que ce dernier.

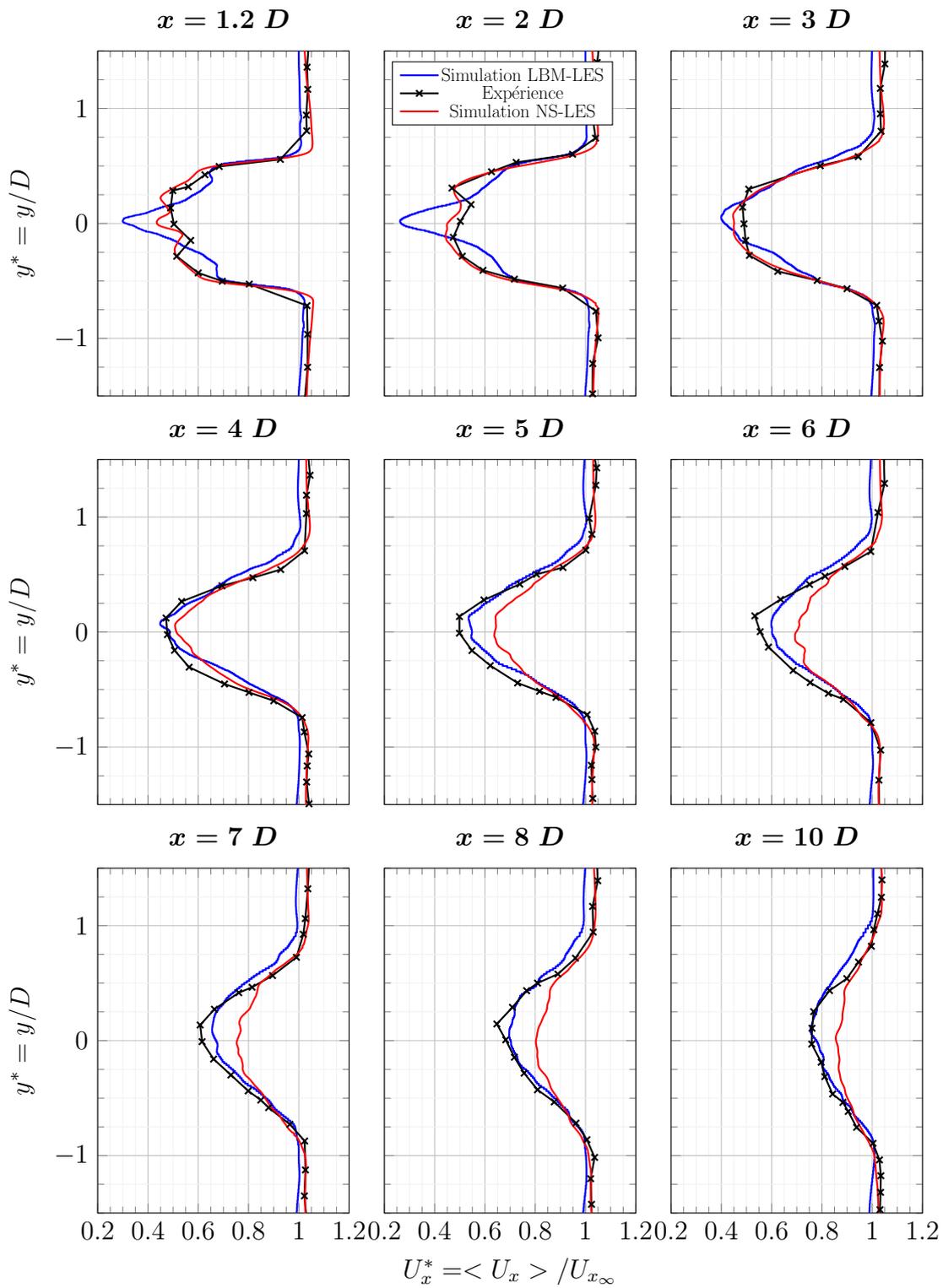


Figure 4.18 : Profil de vitesse moyenne dans le sillage proche de l'hydrolienne [74] à  $TSR = 3.67$  et  $I = 3\%$ .

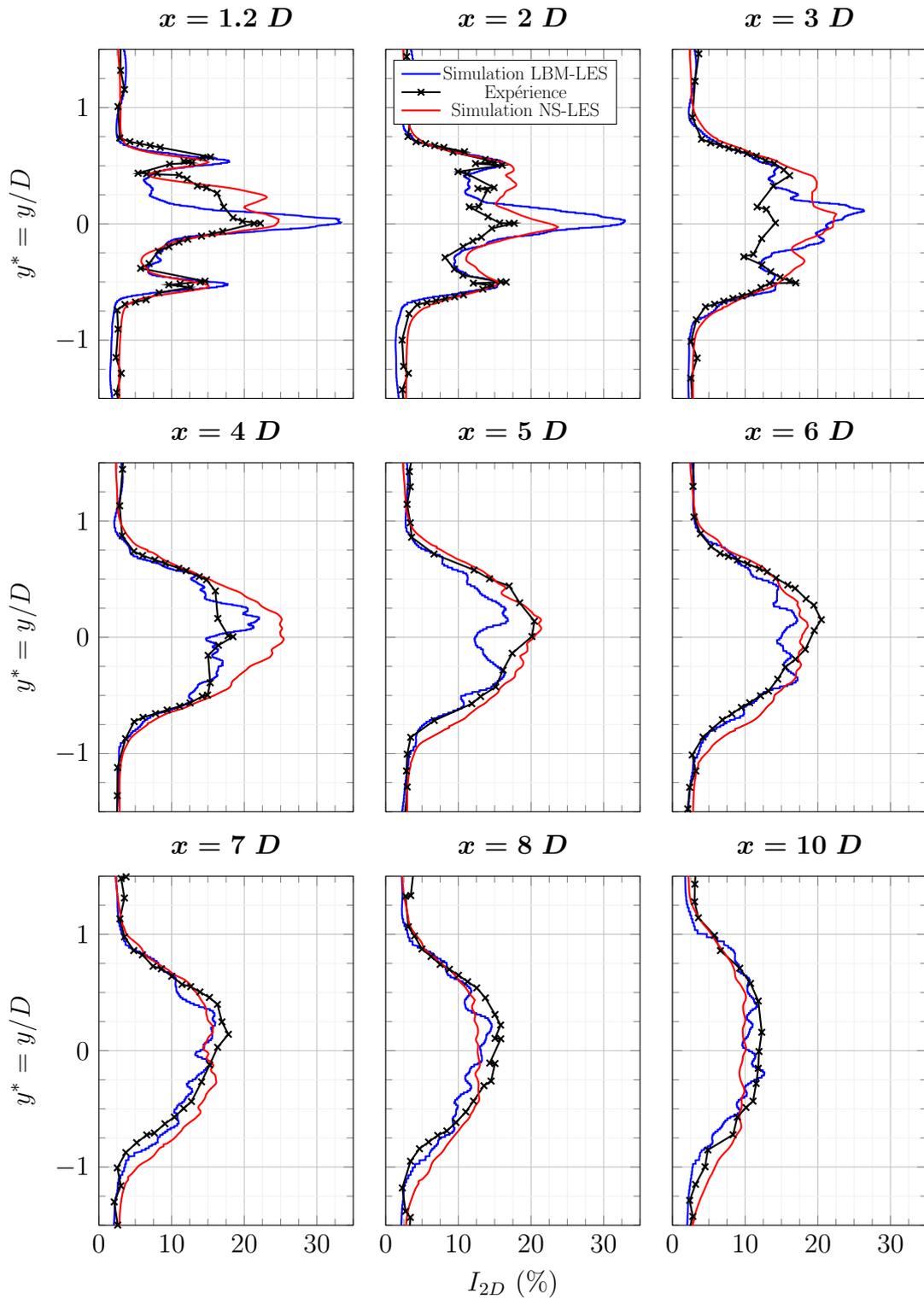


Figure 4.19 : Profil d'intensité turbulente  $I_{2D}$  moyenne dans le sillage proche de l'hydrolienne [74] à  $TSR = 3.67$  et  $I = 3\%$ .

#### 4.5. Simulation à faible taux de turbulence

Les profils de la vitesse axiale moyenne  $\langle U_x \rangle$  et de l'intensité turbulente moyenne  $I_{2D}$  dans le sillage sont donnés sur les figures 4.18 et 4.19. Le sillage à  $x = 1.2 D$  et  $x = 2 D$  est très bien calculé avec le modèle NS-LES, que ce soit pour la turbulence  $I_{2D}$  ou pour la vitesse  $\langle U_x \rangle$ . La modélisation avec le modèle LBM-LES présente des écarts significatifs à ces mêmes distances. L'écart de vitesse  $\langle U_x \rangle$  sur l'axe de rotation à la distance  $x = 1.2 D$  est de  $-38 \%$  par rapport à l'expérience. La forme des courbes du sillage proche est également différente. Une origine assez évidente de ces écarts est le modèle de paroi qui ne calcule pas correctement l'écoulement autour des pales. Il a été montré dans la section 3.3.4 que le modèle utilisé ne prédit pas exactement le point de décollement, ce qui génère des écarts autour du bord de fuite et dans le sillage très proche ( $x = 0.05 C$  en aval du bord de fuite). L'aile modélisée dans la section 3.3.4 est maillée avec 512 mailles le long de la corde alors qu'il n'y a que 45 mailles sur la corde en  $r/R = 0.5$  pour la modélisation de l'hydrolienne. Le point de décollement est donc très probablement mal prédit sur la pale. Néanmoins le taux de turbulence  $I_{2D}$  est assez proche de la référence, surtout sur les pics correspondant aux tourbillons de bout de pale à  $y^* = [-0.5, 0.5]$ . Le pic de turbulence sur l'axe de rotation est plus grand à cause de la vitesse axiale plus faible. La dissymétrie causée par le mat est bien visible sur les courbes d'intensité turbulente de l'expérience et de la modélisation NS-LES. Celle-ci n'est pas présente sur les courbes LBM-LES parce que le modèle de paroi ne prédit pas correctement les décollements autour du mat. A partir de  $x = 3 D$ , le sillage calculé avec la LBM-LES est très proche de la référence avec quelques écarts locaux venant peut-être d'un manque d'échantillons.

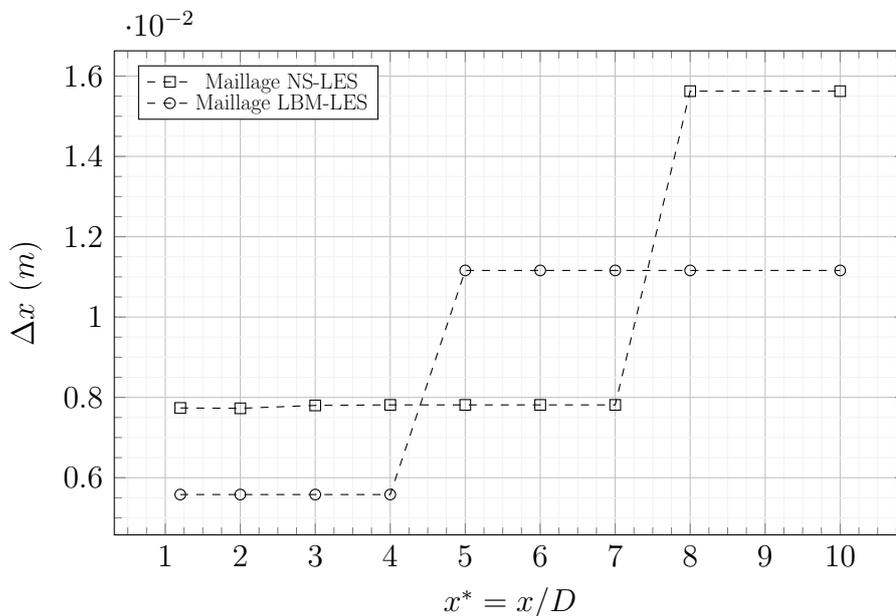


Figure 4.20 : Taille de maille dans le sillage des simulations LBM-LES et NS-LES de l'hydrolienne [74].

#### 4.5. Simulation à faible taux de turbulence

---

Le sillage  $\langle U_x \rangle$  de la modélisation NS-LES s'éloigne de la référence à partir de  $x = 6 D$ . Les tailles de maille dans le sillage sont données dans la figure 4.20. Il n'y a pas eu d'étude de convergence pour le sillage de la modélisation NS-LES et les résultats présentés ici ne reflètent pas forcément les capacités d'un code NS-LES à modéliser la propagation d'un sillage d'hydrolienne. Néanmoins les tailles de maille des simulations NS-LES et LBM-LES sont proches et cela suggère qu'à taille de maille égale, la LBM-LES propage mieux les effets de sillage.

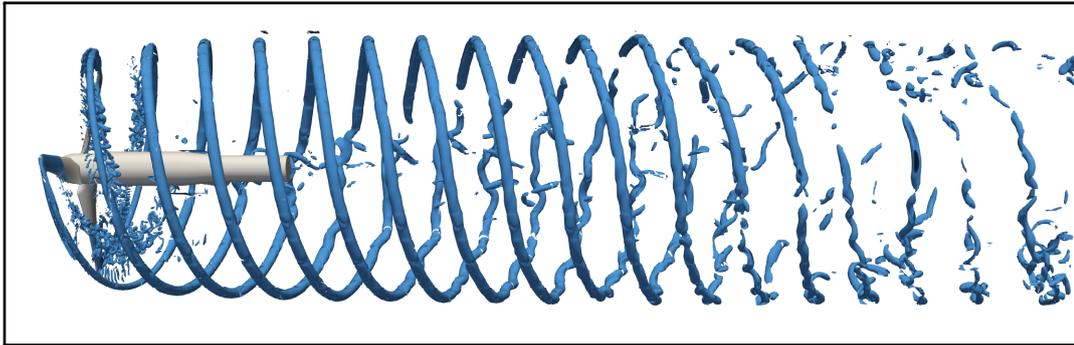


Figure 4.21 : Isocontour de critère  $\lambda_2$  des tourbillons de bout de pale de l'hydrolienne [74] sans turbulence ambiante ( $I = 0 \%$ ).

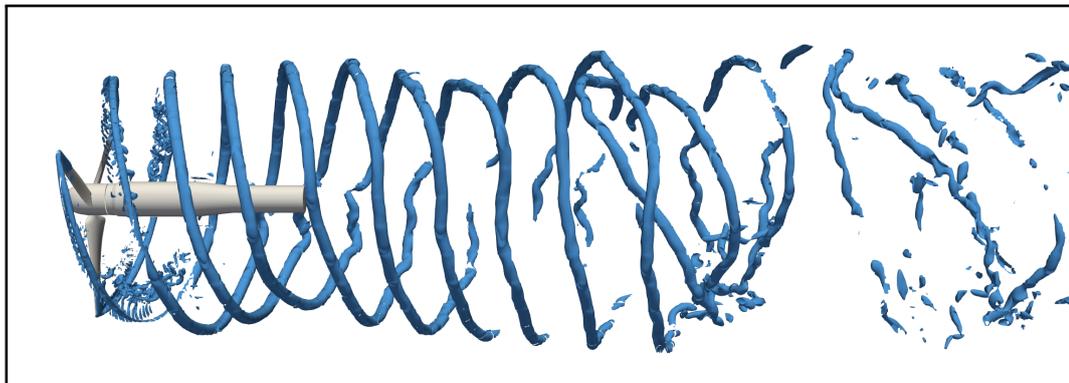


Figure 4.22 : Isocontour de critère  $\lambda_2$  des tourbillons de bout de pale de l'hydrolienne [74] pour une turbulence ambiante de  $I = 3 \%$ .

Les figures 4.21 et 4.22 montrent les tourbillons de bout de pale des simulations LBM-LES avec  $I = 0 \%$  et  $I = 3 \%$ . Ceux-ci sont identifiés avec un isocontour du critère  $\lambda_2$ . C'est un critère développé par Jeong et Hussain (1995) [47] pour définir le centre des structures turbulentes présentes dans un écoulement fluide. Une présentation plus détaillée de plusieurs critères, dont le critère  $\lambda_2$ , peut être

trouvée dans Kolár (2007) [49]. Les tourbillons de bout de pale sont des structures cohérentes fortement énergétiques. Ils sont générés par la différence de pression entre l'extrados et l'intrados qui crée une circulation de l'écoulement au bout de la pale. Ils sont une des principales sources de turbulence dans le sillage et l'étude de leur propagation est importante pour prédire le sillage de la turbine. La modélisation du sillage avec la LBM-LES étant correcte, une analyse spécifique de la propagation de ces tourbillons est réalisée en section 4.8.

## 4.6 Simulation à taux de turbulence élevé

La modélisation de l'hydrolienne [74] avec une turbulence ambiante de  $I = 12.5 \%$  est réalisée dans cette partie. Les paramètres de la DFSEM choisis dans la section 4.4.3 sont utilisés. Le nombre de tourbillons DFSEM a été augmenté pour passer d'une densité de tourbillons  $d_k = 1$  à une densité  $d_k = 2$ . Cette modification ne change pas l'écoulement moyenné sur des temps longs mais diminue les disparités sur des temps courts. Le paramètre  $B$  du modèle de paroi utilisé pour les pales a été modifié pour mieux s'adapter aux variations de vitesse causées par la turbulence. Le nouveau paramètre est égal à  $B = 2.35$ . Les mêmes moyennes que précédemment sont réalisées, seule change la durée d'échantillonnage qui est de  $16 s$  contre  $12 s$  dans la section 4.5. Un calcul NS-LES a également été réalisé par Sirehna avec les mêmes paramètres que dans la section 4.5, sauf pour la génération de turbulence où les paramètres sont adaptés au cas à  $I = 12.5 \%$ . La turbulence à l'entrée est isotrope et l'échelle turbulente est choisie à  $0.6 m$ .

Tableau 4.5 : Coefficient de puissance  $C_P$  et de poussée  $C_T$  et écart type  $\sigma_{C_T}$  et  $\sigma_{C_P}$  pour l'expérience de Mycek *et al.* (2014) [74] et les simulations NS-LES et LBM-LES à  $I = 12.5 \%$  et  $TSR = 3.67$ .

	$C_T$	Écart	$C_P$	Écart	$\sigma_{C_T}$	Écart	$\sigma_{C_P}$	Écart
Expérience	0.73	\	0.374	\	0.096	\	0.084	\
LBM-LES	0.70	-4.4 %	0.462	+23.0 %	0.101	+5.2 %	0.071	-15 %
NS-LES	0.85	+16.0 %	0.563	+49.0 %	0.14	+45 %	0.360	+328 %

Les écarts entre la simulation LBM-LES et l'expérience sont du même ordre de grandeur que pour la modélisation à  $I = 3 \%$ . Les écarts entre la simulation NS-LES et l'expérience sont grands. Ces observations sont contre-intuitives et il aurait été logique d'observer des écarts plus grands pour la simulation LBM-LES. En effet, la modélisation NS-LES n'utilise pas de modèle de paroi et on a montré que le modèle de paroi utilisé dans la simulation LBM-LES pouvait mal prédire l'écoulement autour des pales, en particulier avec la taille de maille choisie (section 4.3).

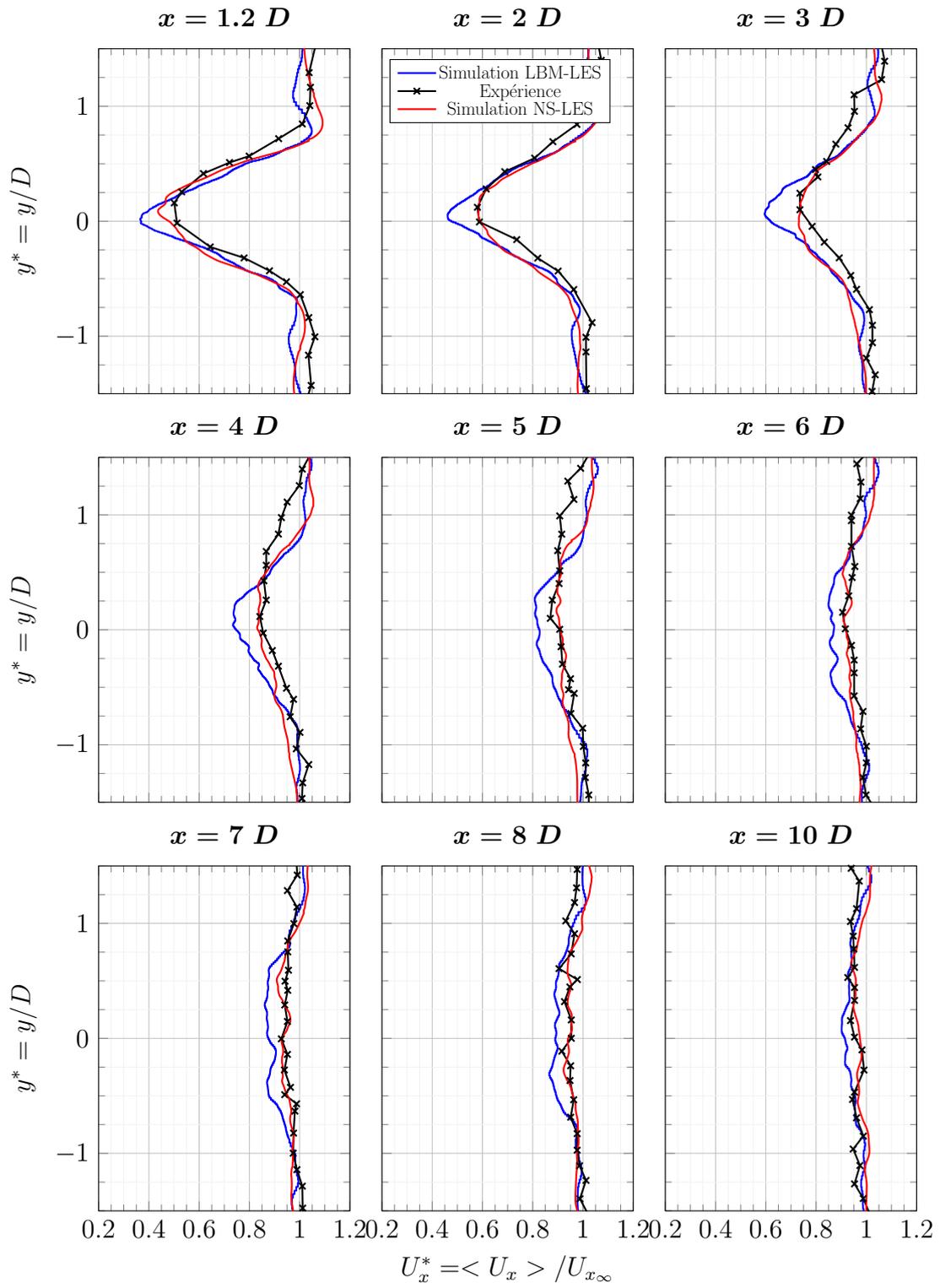


Figure 4.23 : Profil de vitesse moyenne dans le sillage proche de l'hydrolienne [74] à  $TSR = 3.67$  et  $I = 12.5 \%$ .

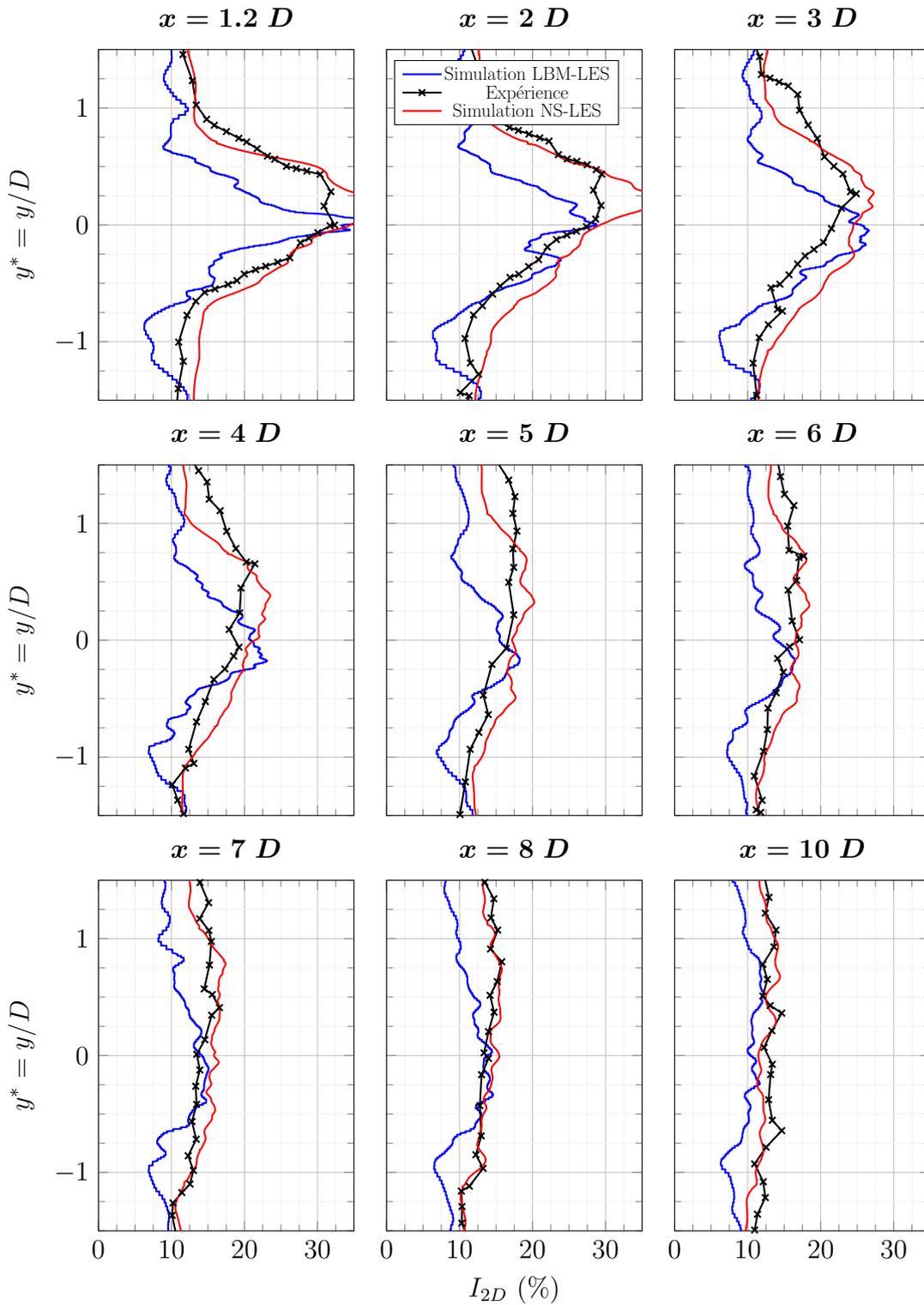


Figure 4.24 : Profil d'intensité turbulente moyenne dans le sillage proche de l'hydrolienne [74] à  $TSR = 3.67$  et  $I = 12.5$  %.

Blackmore *et al* (2016) [20] ont montré que l'échelle intégrale de la turbulence avait une influence plus grande que le taux de turbulence sur les efforts. Ils ont également montré qu'une augmentation de  $\mathcal{L}$  avait tendance à augmenter le  $C_P$  et le  $C_T$ . La taille des structures SEM/DFSEM des simulations NS-LES et LBM-LES est plus grande que le plus grand  $\mathcal{L}$  mesuré. Il est donc tout à fait possible que les efforts calculés avec la modélisation NS-LES soient corrects. Quant à la modélisation LBM-LES, la réaction de la turbine à l'échelle intégrale de la turbulence est peut-être modifiée par le modèle de paroi et les approximations de la physique en proche paroi. Il est difficile d'affirmer d'où viennent ces écarts sans réaliser une étude de l'influence de l'échelle de longueur intégrale sur les simulations LBM-LES et NS-LES.

Le sillage des modélisations NS-LES est correct pour les profils de vitesse axiale et de turbulence  $I_{2D}$ . Ce résultat est intéressant et montre qu'il est possible de reproduire l'expérience en *CFD* malgré les particularités de la turbulence ambiante (section 4.4). Les profils de vitesse axiale de la modélisation LBM-LES sont également très proches des résultats des profils expérimentaux et NS-LES. Le déficit de vitesse sur l'axe de rotation est cependant toujours trop grand dans le sillage proche. Par exemple, l'écart en  $\langle U_x \rangle$  est de  $-28\%$  à  $x = 1.2 D$  entre la LBM-LES et l'expérience. L'intensité turbulente dans le sillage proche est trop petite. Dans l'intervalle  $-1 < y^* < 1$ , l'intensité turbulente moyenne à  $x = 1.2 D$  est de  $16\%$  pour la LBM-LES contre  $22\%$  pour l'expérience. L'écart diminue dans le sillage lointain mais reste tout de même perceptible.

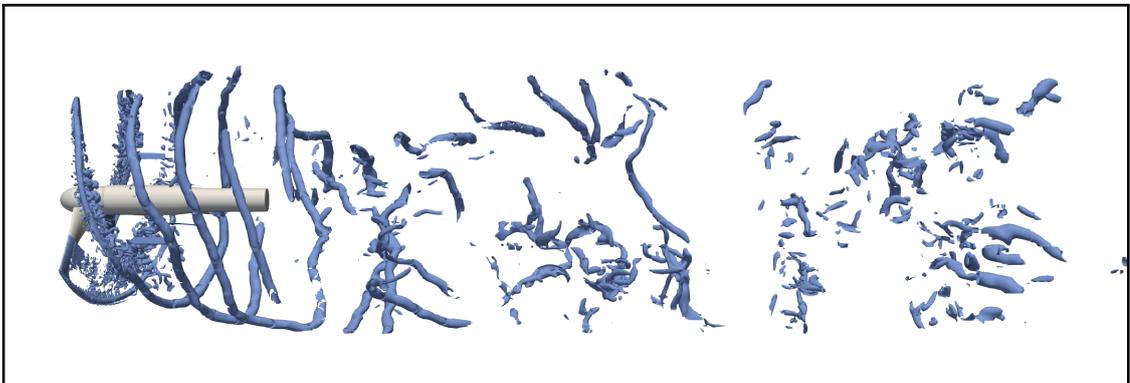


Figure 4.25 : Isocontour de critère  $\lambda_2$  des tourbillons de bout de pale de l'hydrolienne [74] pour une turbulence ambiante de  $12.5\%$ .

Le sillage est fortement perturbé et les tourbillons de bout de pale perdent très rapidement leur cohérence (figure 4.25). À mesure que le taux de turbulence augmente, il devient plus complexe d'analyser le sillage avec une vue instantanée des tourbillons de bout de pale. Les résultats de la modélisation LBM-LES sont proches

des résultats de l'expérience et une analyse fine du sillage modélisé en LBM-LES est réalisée dans la section 4.8.

## 4.7 Simulation à un taux de turbulence intermédiaire

Les sections 4.5 et 4.6 comparent les résultats des simulations LBM-LES avec l'expérience de Mycek *et al.* pour deux taux de turbulence ambiante, respectivement  $I = 3 \%$  et  $I = 12.5 \%$ . Dans cette section, les résultats de la modélisation de l'hydrolienne [74] à  $TSR = 3.67$  et  $I = 8 \%$  sont présentés. Un taux de turbulence intermédiaire de  $I = 8 \%$  est choisi car ce taux est fréquemment rencontré dans les sites propices à l'installation d'hydroliennes (chapitre 1). Les paramètres de la simulation LBM-LES sont identiques aux paramètres de la simulation avec un taux de turbulence ambiant  $I = 12.5 \%$ . Le seul changement est le tenseur de Reynolds utilisé dans la DFSEM. Le tenseur est diagonal et ses termes diagonaux sont égaux :  $u'_x{}^2 = u'_y{}^2 = u'_z{}^2 = 0.005184 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ .

Tableau 4.6 : Coefficient de puissance  $C_P$  et de poussée  $C_T$  et écart type  $\sigma_{C_T}$  et  $\sigma_{C_P}$  pour les simulations LBM-LES à  $TSR = 3.67$  et  $I = [3, 8, 12.5] \%$ .

$I$	$C_T$	$C_P$	$\sigma_{C_T}$	$\sigma_{C_P}$
3%	0.74	0.50	0.031	0.035
8%	0.71	0.47	0.045	0.031
12.5%	0.70	0.46	0.101	0.071

Le tableau 4.6 résume les efforts des simulations LBM-LES aux taux de turbulence amont  $I = [3, 8, 12.5 \%]$ . Pour le  $C_T$  et le  $C_P$  l'évolution est logique et les efforts de la simulation à  $I = 8 \%$  viennent bien s'intercaler entre les résultats des simulations à  $I = 3 \%$  et  $I = 12.5 \%$ . Il en est de même pour l'écart-type du coefficient de poussée à  $I = 8 \%$ . Les fluctuations du coefficient de puissance à  $I = 8 \%$  sont plus petites que celles à  $I = 3 \%$ . Cela peut venir d'un échantillonnage trop court. On constate cependant que les fluctuations des efforts de la simulation à  $I = 8 \%$  sont bien plus proches des fluctuations de la simulation à  $I = 3 \%$  que des fluctuations de la simulation à  $I = 12.5 \%$ .

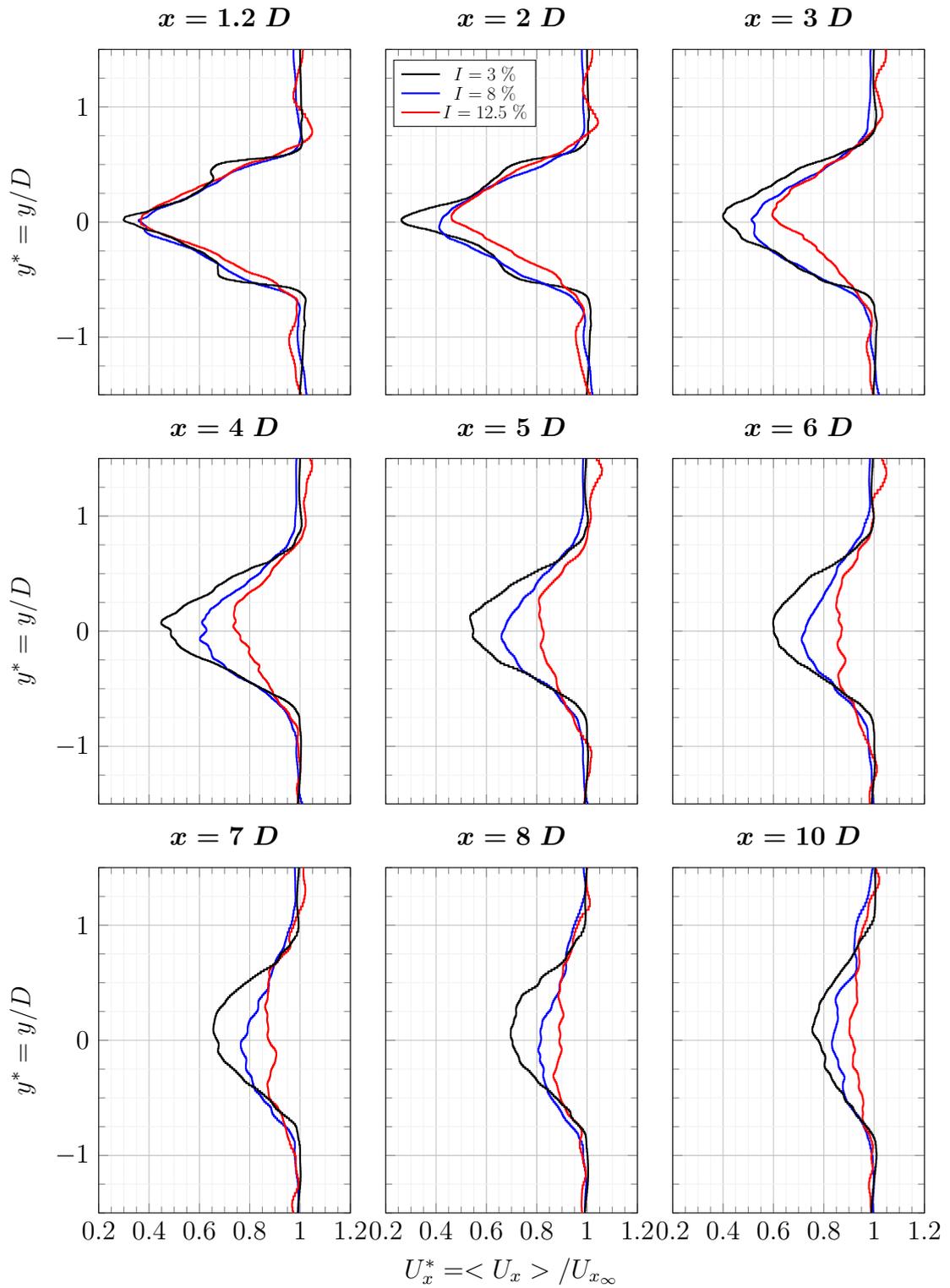


Figure 4.26 : Profil de vitesse moyenne dans le sillage proche de l'hydrolienne [74] modélisée en LBM-LES à  $TSR = 3.67$ .

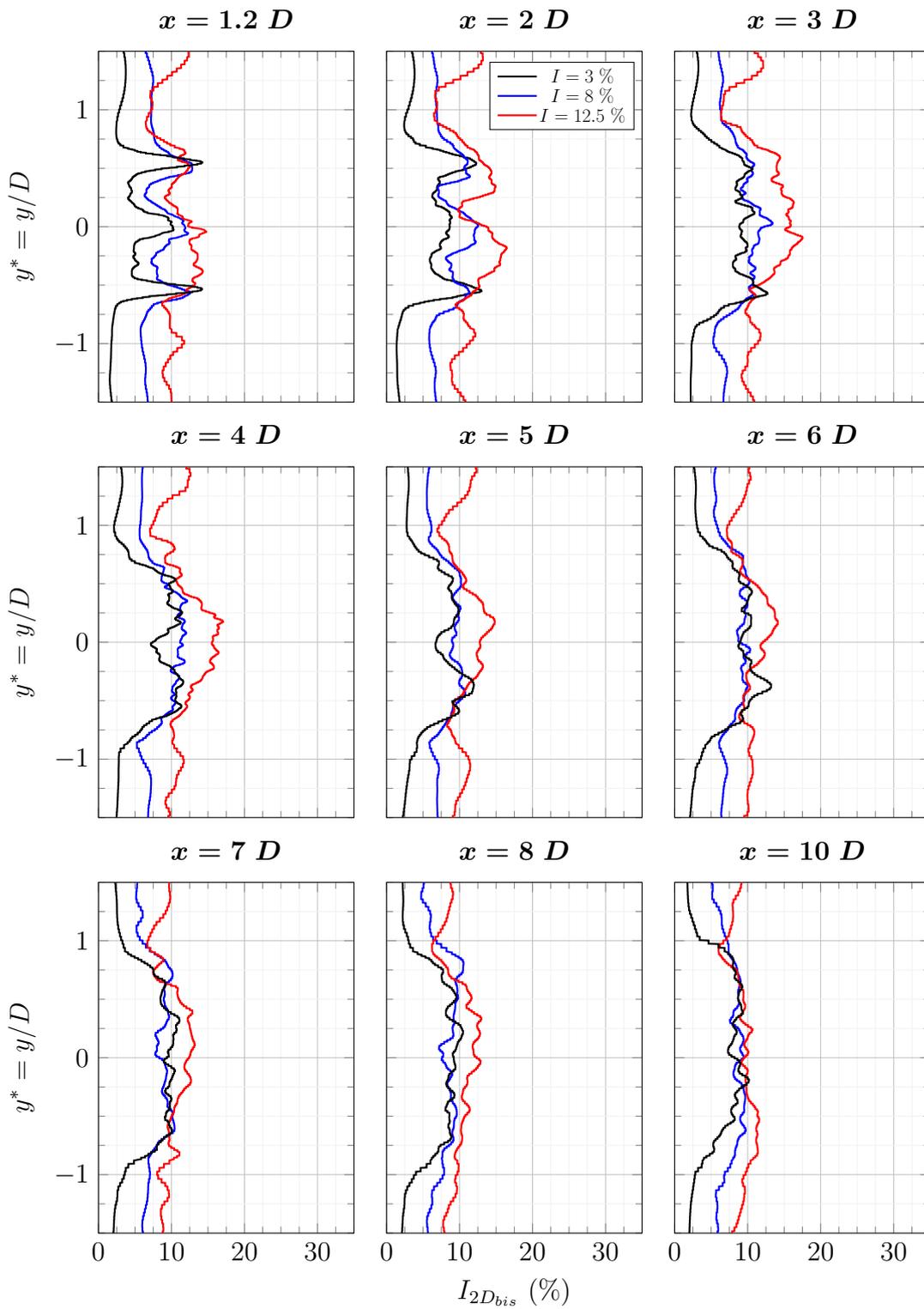


Figure 4.27 : Profil d'intensité turbulente moyenne  $I_{2D_{bis}}$  (calculée avec  $U_{x_\infty}$ ) dans le sillage proche de l'hydrolienne [74] modélisée en LBM-LES à  $TSR = 3.67$ .

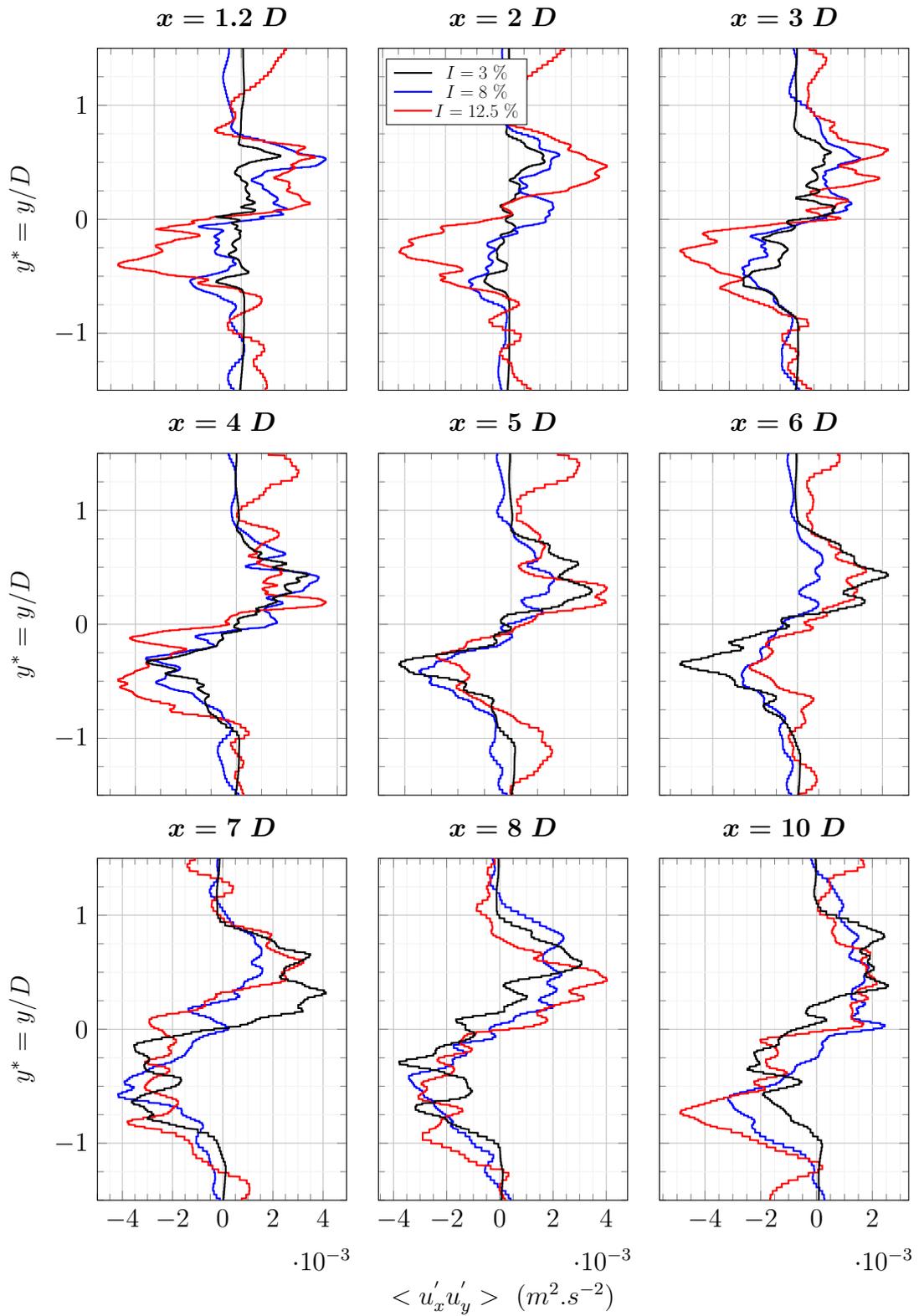


Figure 4.28 : Profil du cisaillement moyen  $\langle u'_x u'_y \rangle$  dans le sillage proche de l'hydrolienne [74] modélisée en LBM-LES à  $TSR = 3.67$ .

#### 4.7. Simulation à un taux de turbulence intermédiaire

La vitesse axiale dans le sillage a une évolution différente suivant le taux de turbulence amont (figure 4.26). L’empreinte de la turbine sur la vitesse axiale moyenne  $\langle U_x \rangle$  de la simulation à  $I = 8 \%$  est toujours visible à  $x = 10 D$ . Les courbes  $\langle U_x \rangle$  pour la simulation à  $I = 8 \%$  sont toujours comprises entre les courbes des simulations à  $I = 3 \%$  et à  $I = 12.5 \%$ . Le taux de turbulence  $I_{2D_{bis}}$  dans le sillage est tracé sur la figure 4.27 et est défini dans l’équation 4.10 :

$$I_{2D_{bis}} = 100 \sqrt{\frac{0.5(\langle u_x'^2 \rangle + \langle u_y'^2 \rangle)}{\langle U_{x_\infty} \rangle^2}}. \quad (4.10)$$

Le sillage observé avec la grandeur  $I_{2D_{bis}}$  peut être divisé en trois zones. Une première zone de  $x = 0 D$  à  $x = 5 D$  où le taux de turbulence  $I_{2D_{bis}}$  est différent pour les trois cas et augmente avec le taux de turbulence amont. Une deuxième zone entre  $x = 5 D$  et  $x = 9 D$ . Dans cette zone, les taux de turbulence  $I_{2D_{bis}}$  des cas à  $I = 3 \%$  et  $I = 8 \%$  sont égaux. Le taux de turbulence  $I_{2D_{bis}}$  du cas à  $I = 12.5 \%$  est plus grand. Une troisième zone à  $x = 10 D$  où le taux de turbulence  $I_{2D_{bis}}$  est le même pour les trois cas. L’observation faite sur le cisaillement  $\langle u'_x u'_y \rangle$  est différente (figure 4.28). À partir de  $x = 6 D$ , le cisaillement est très proche pour les trois cas. Le manque d’échantillon rend cependant l’observation plus difficile. Les observations faites montrent qu’il est compliqué de prédire, *a priori*, l’évolution de la turbulence dans le sillage en fonction de l’évolution du taux de turbulence amont.

Le diamètre du sillage peut être estimé avec les profils de vitesse axiale moyenne (figure 4.26). On fait l’hypothèse que les profils suivent une répartition Gaussienne. Le diamètre du sillage peut alors être estimé avec :  $D_w = (6/1.177)y_{1/2}$ , où  $y_{1/2}$  est la moitié de la largeur du profil suivant  $\mathbf{y}$  pour une vitesse axiale  $\langle U_x \rangle = (\langle U_{x_\infty} \rangle + \langle U_{x_{min}} \rangle)/2$ .

Tableau 4.7 : Diamètre du sillage de l’hydrolienne [74] calculé à partir de la vitesse moyenne  $\langle U_x \rangle$  pour des simulations LBM-LES avec une turbulence amont de  $I = [3, 8, 12.5] \%$ .

Turbulence amont	Diamètre à $x = 4 D$	Écart	Diamètre à $x = 5 D$	Écart	Diamètre à $x = 7 D$	Écart
3 %	1.23 m	\	1.33 m	\	1.50 m	\
8 %	1.57 m	+28 %	1.61 m	+21 %	2.07 m	+38 %
12.5 %	1.54 m	-2 %	2.13 m	+32 %	2.41 m	+16 %

Les diamètres  $D_w$  des sillages des cas  $I = [3, 8, 12.5] \%$  sont résumés dans le tableau 4.7. Les tendances observées pour les trois taux de turbulence amont sont cohérentes avec la littérature qui suggère aussi une augmentation du diamètre du sillage avec l’augmentation du taux de turbulence amont et suivant la direction  $\mathbf{x}$  [74].

Les différentes modélisations réalisées en LBM-LES et en NS-LES ont soulevé plusieurs questions, notamment sur l'évolution de la turbulence dans le sillage en fonction de la turbulence ambiante ou bien la propagation des tourbillons de bout de pale. La section suivante apporte des éléments afin de mieux appréhender ces phénomènes complexes.

## 4.8 Analyse du sillage

Dans cette section, le sillage de l'hydrolienne [74] modélisée en LBM-LES à plusieurs taux de turbulence est analysé. Deux approches sont considérées, une approche spectrale et une approche spatiale.

### Analyse spectrale

La figure 4.29 présente la densité spectrale de puissance de la vitesse axiale  $U_x$  en  $x = 4 D$  et  $x = -0.5 D$  pour les simulations à  $I = [3, 8, 12.5] \%$ .

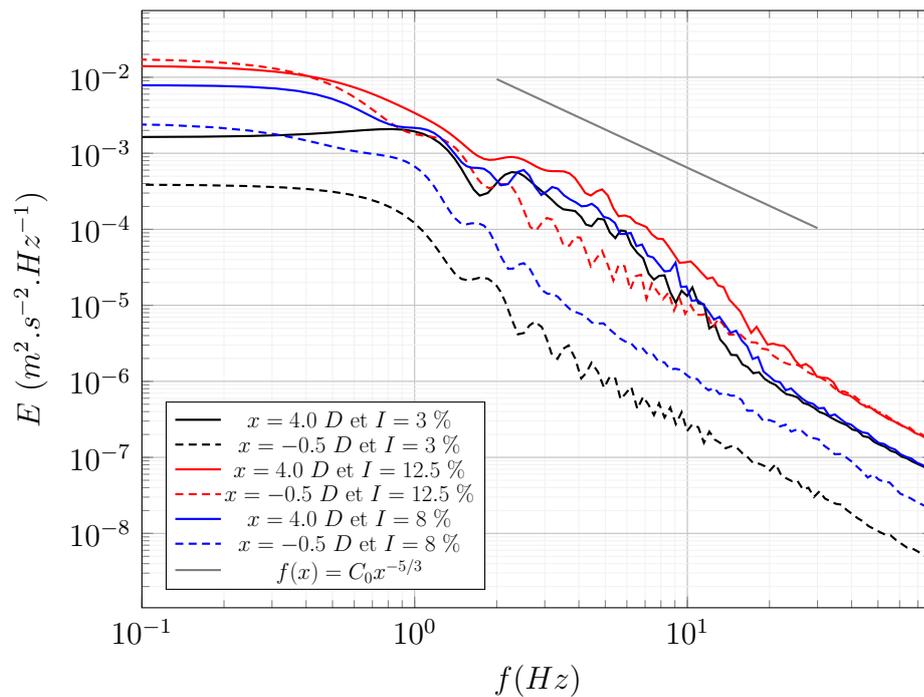


Figure 4.29 : Modélisation LBM-LES de l'hydrolienne [74] à  $TSR = 3.67$  - Densité spectrale de puissance calculée à partir de la vitesse axiale  $U_x$  pour  $I = [3, 8, 12.5] \%$  à  $x = 4 D$  et  $x = -0.5 D$  sur l'axe de rotation.

#### 4.8. Analyse du sillage

La pente des courbes de la densité spectrale de puissance en amont de la turbine est bien plus proche de la pente  $-5/3$  que les pentes observées dans les sections 4.4.2 et 4.4.3. La taille de maille dans la modélisation LBM-LES de l'hydrolienne en  $x = -0.5 D$  est égale à  $\Delta x = 1.11 \times 10^{-2} m$  alors qu'elle est égale à  $\Delta x = 3.35 \times 10^{-2} m$  dans les modélisations LBM-LES du canal des sections 4.4.2 et 4.4.3. Une taille de maille plus fine contribue donc à une meilleure modélisation de la cascade d'énergie. Les courbes de la densité spectrale de puissance en aval de la turbine se rapprochent davantage de la pente  $-5/3$ . Les quelques irrégularités observées viennent du manque d'échantillons. Les densités spectrales de puissance de la vitesse en  $x = 4 D$  des modélisations à  $I = 3 \%$  et  $I = 12.5 \%$  sont très proches. La densité spectrale de puissance en  $x = 4.0 D$  à  $I = 12.5 \%$  est très légèrement supérieure à la densité spectrale de puissance en  $x = 4.0 D$  à  $I = 3.0 \%$  qui est elle même légèrement supérieure à la densité spectrale de puissance en  $x = -0.5 D$  à  $I = 12.5 \%$ . Les mêmes observations à des ordres de grandeurs similaires sont faites par Medina *et al.* (2017) [69]. Ces observations sont réalisées à partir de mesures faites dans le sillage de l'hydrolienne présentée dans la section 4.1 à  $TSR = 4.0$ . Les courbes de la densité spectrale de puissance du cas à  $I = 8 \%$  viennent s'intercaler entre celles des cas à  $I = 3 \%$  et  $I = 12.5 \%$ .

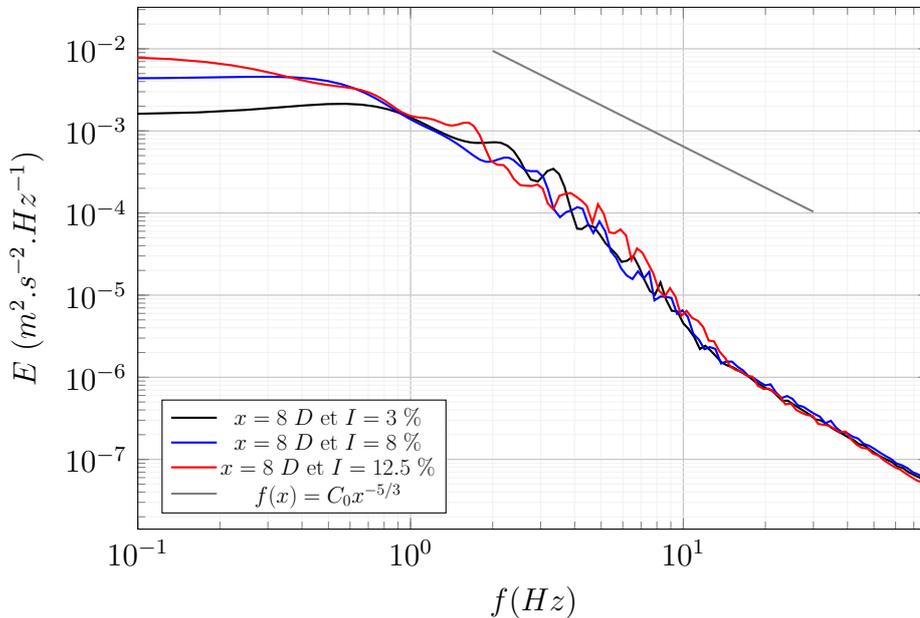


Figure 4.30 : Modélisation LBM-LES de l'hydrolienne [74] à  $TSR = 3.67$  - Densité spectrale de puissance calculée à partir de la vitesse axiale  $U_x$  pour  $I = [3, 8, 12.5] \%$  à  $x = 8 D$  sur l'axe de rotation.

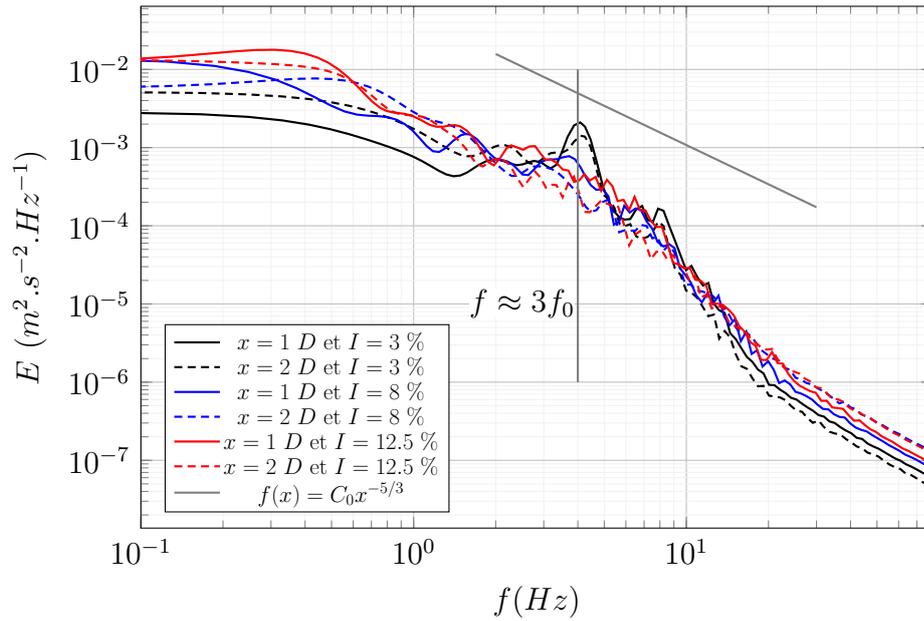


Figure 4.31 : Modélisation LBM-LES de l'hydrolienne [74] à  $TSR = 3.67$  - Densité spectrale de puissance calculée à partir de la vitesse axiale  $U_x$  pour  $I = [3, 8, 12.5] \%$  en  $x = [1, 2] D$ ,  $y = R$  et  $z = 0 m$ .

Sur la figure 4.30, la densité spectrale de puissance à  $x = 8 D$  est tracée pour les trois taux de turbulence étudiés. Bien que les densités spectrales de puissance des trois cas soient relativement différentes dans le sillage proche (figure 4.29), elles sont quasiment identiques dans le sillage lointain. Dans la section 4.7, le taux de turbulence,  $I_{2D_{bis}}$ , et le cisaillement,  $\langle u'_x u'_y \rangle$ , dans le sillage lointain sont similaires pour les trois taux de turbulence. Ces observations suggèrent que la turbulence dans le sillage lointain de l'hydrolienne a tendance à converger vers un état indépendant du taux de turbulence amont. Cependant, il est important de noter que le taux de turbulence  $I_{2D_{bis}}$  à  $x = 10 D$  est d'environ 12 % pour les trois taux de turbulence amont. Il est possible que cette tendance ne soit pas correcte pour des cas où le taux de turbulence ambiant est très supérieur à 12 %.

Les courbes de la densité spectrale de puissance dans le sillage des tourbillons de bout de pale sont présentées sur la figure 4.31. Pour les courbes avec un taux de turbulence  $I = 3 \%$ , un pic très proche de la fréquence  $3f_0 = 4.0 Hz$  est observé aux distances  $x = 1 D$  et  $x = 2 D$ . La fréquence  $f_0 = 1.34 Hz$  est la fréquence de rotation de la turbine tri-pale. Ce pic correspond au passage des tourbillons de bout pale générés par chacune des pales sur le point de mesure et est cohérent avec l'observation qualitative du sillage (figure 4.22). Pour les taux de turbulence  $I = 8 \%$  et  $I = 12.5 \%$  le pic n'est pas visible aux distances  $x = 1 D$  et  $x = 2 D$ . L'observation des tourbillons de pale à un taux de turbulence élevé (figure 4.25) montre pourtant qu'ils existent encore à une distance  $x = 1 D$ . Le sillage est très

perturbé par la turbulence ambiante et il est difficile de comprendre sa propagation avec des mesures locales. Une étude plus globale de la propagation des tourbillons de bout de pale est donc réalisée.

### Analyse spatiale

Dans cette étude, les positions des intersections des tourbillons de bout de pale avec les plans  $xy$  en  $z = 0 \text{ m}$  et  $xz$  en  $y = 0 \text{ m}$  sont enregistrées à plusieurs instants. Ces instants sont pris entre des intervalles assez longs afin qu'ils soient décorrélés. Les intersections sont analysées sans prendre en compte le plan et l'instant dont elles sont issues. Pour avoir une référence sans perturbation, l'analyse est également réalisée sur une modélisation sans turbulence ambiante. Pour les modélisations à  $I = 0 \%$  et  $I = 3 \%$ , 13 instants sont analysés. Pour les modélisations à  $I = 8 \%$  et  $I = 12.5 \%$ , 30 instants sont analysés. L'intervalle entre chaque instant est de  $0.5 \text{ s}$ .

Le nombre d'intersections  $N_i$  contenues par tronçon de longueur  $0.5 \text{ m}$  suivant  $x$  est calculé. Les tronçons sont espacés de  $0.25 \text{ m}$  depuis  $x_0 = 0.5 \text{ m}$  jusqu'à  $x_0 = 2.5 \text{ m}$  où  $x_0$  est la limite inférieure du tronçon. Le taux d'intersections par tronçon  $N_t$  est défini comme étant le rapport entre  $N_i$  et  $N_0$ , où  $N_0$  est le nombre d'intersections dans le premier tronçon ( $x_0 = 0.5 \text{ m}$ ). Ces grandeurs sont calculées indépendamment pour chaque taux de turbulence. La décroissance de  $N_t$  suivant  $x$  fournit une information sur la distance de propagation des tourbillons de bout de pale. La figure 4.32 montre que, sans turbulence ambiante, les tourbillons de bout de pale sont propagés sans perte jusqu'à  $x^* = 3$ . Le taux d'intersections diminue ensuite assez rapidement. Un taux de turbulence ambiante aussi faible que  $I = 3 \%$  perturbe fortement le sillage et affecte la distance de propagation des tourbillons de bout de pale. La décroissance du taux d'intersection est quasi-linéaire dès  $x^* = 1$  et descend jusqu'à  $33 \%$  à  $x^* = 3.8$ . La décroissance du taux d'intersections pour  $I = 12.5 \%$  est très forte et la plupart des tourbillons de bout de pale ont perdu leur cohérence après  $x^* = 3$ .

Pour mieux comprendre comment les tourbillons de bout de pale perdent de leur cohérence et finissent par disparaître, l'évolution suivant  $x$  de la distance des intersections à l'axe de rotation est étudiée. Sur la figure 4.33 sont tracées les distances à l'axe moyennes pour les trois taux de turbulence étudiés. La moyenne est calculée sur des tronçons de  $0.3 \text{ m}$  depuis  $x = 0 \text{ m}$  jusqu'à ce que le taux  $N_t$  soit trop faible pour la calculer (entre  $20 \%$  et  $30 \%$ ). La position moyenne des intersections évolue vers le centre de rotation quel que soit le taux de turbulence amont. Plus le taux de turbulence est élevé plus les intersections se rapprochent rapidement du centre de rotation. Comme pour le taux d'intersection (figure 4.32), les positions des intersections à  $I = 3 \%$  sont quasiment à équidistance de celles à  $I = 0 \%$  et de celles à  $I = 8 \%$  et  $I = 12.5 \%$ . Les positions des intersections à ces deux derniers taux de turbulence sont également très proches.

#### 4.8. Analyse du sillage

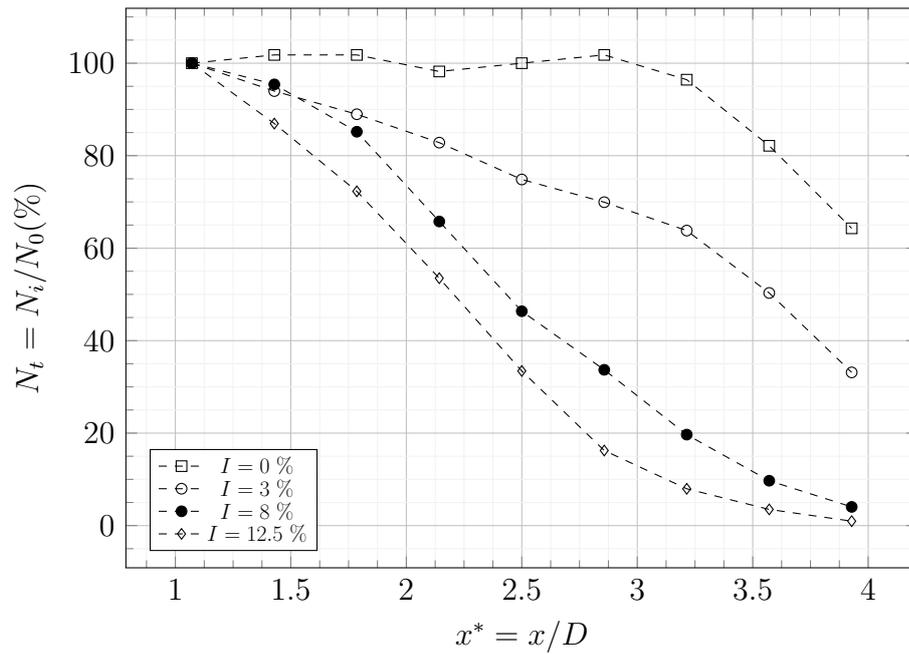


Figure 4.32 : Modélisation LBM-LES de l'hydrolienne [74] - Taux d'intersections  $N_t$  aux centres des tronçons pour  $I = [0, 3, 8, 12.5]$  %.

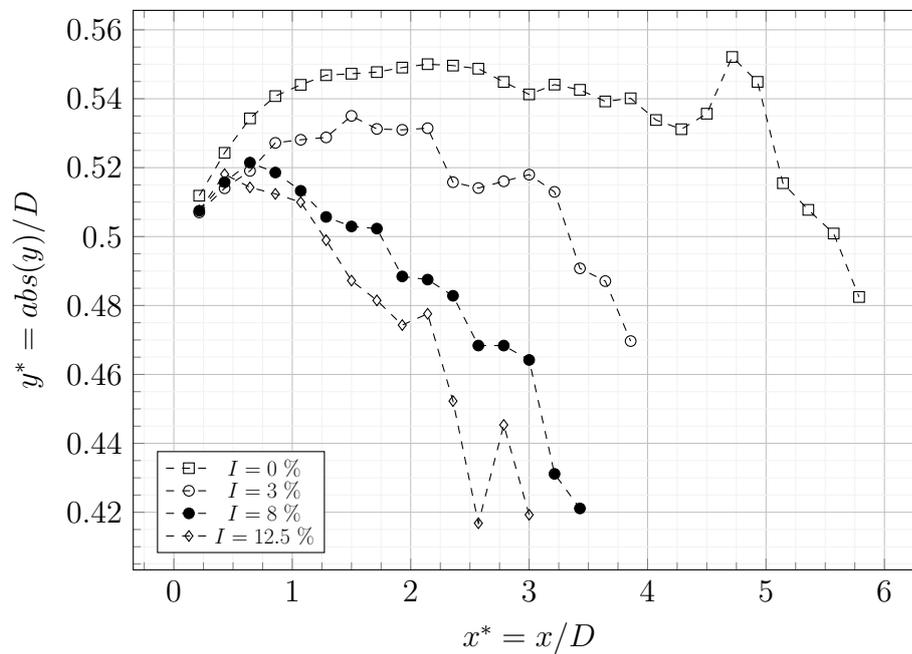


Figure 4.33 : Modélisation LBM-LES de l'hydrolienne [74] - Hauteurs moyennes des intersections des tourbillons de bout de pale pour  $I = [0, 3, 8, 12.5]$  %.

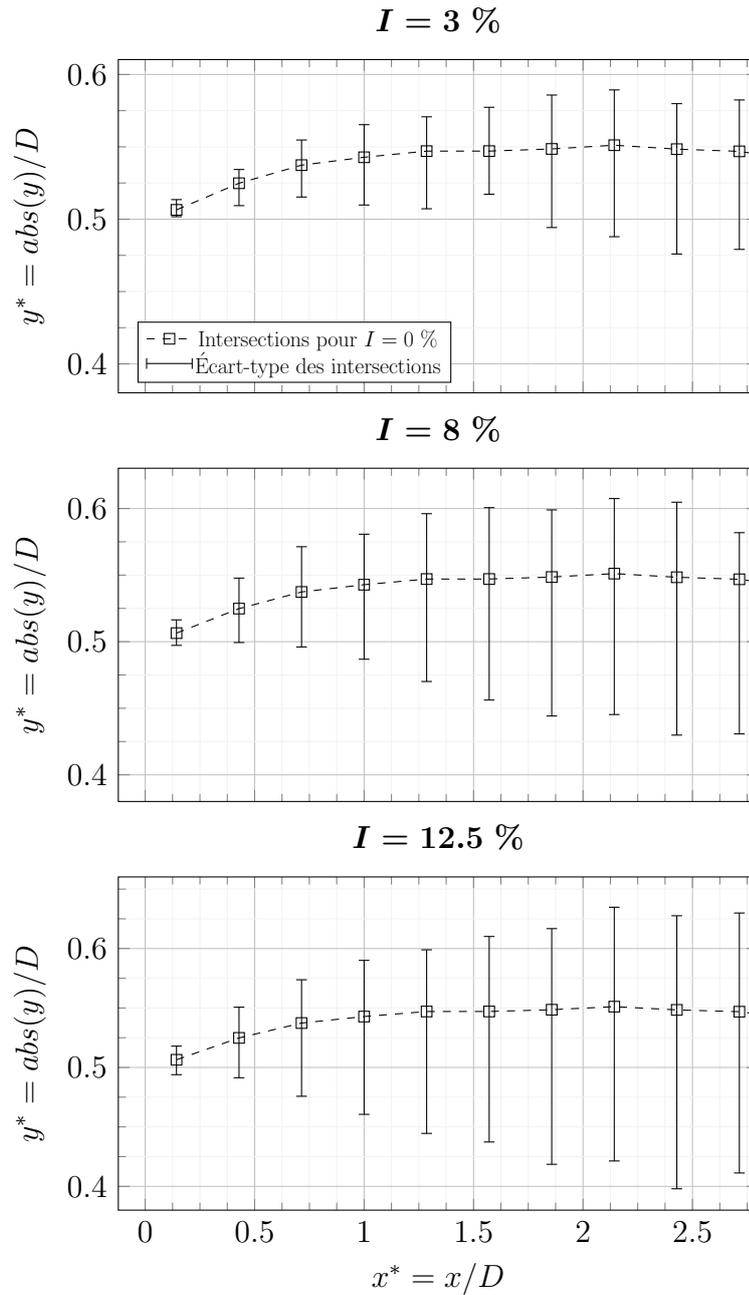


Figure 4.34 : Modélisation LBM-LES de l'hydrolienne [74] - Dispersion des tourbillons de bout de pale dans le sillage.

Une étude est ensuite réalisée sur la position des intersections pour les taux de turbulence ambiante non-nuls par rapport à la position des intersections pour  $I = 0 \%$ . Cette étude ne concerne que le sillage proche de la turbine jusqu'à  $x = 3 D$ , distance à laquelle les tourbillons de bout de pale de la simulation à  $I = 0 \%$  commencent à perdre de leur cohérence. Sur la figure 4.34, la ligne en traits

discontinus correspond à la hauteur moyenne des intersections pour la simulation à  $I = 0$  %. Les barres d'erreur correspondent à l'écart-type des intersections pour le taux de turbulence ambiante non-nul calculé avec la moyenne des intersections de la simulation à  $I = 0$  %. La moyenne et l'écart-type sont calculés sur des tronçons de  $0.2 m$  tous les  $0.2 m$  suivant  $\mathbf{x}$ .

Outre le fait que l'écart type augmente avec le taux de turbulence, l'écart-type à l'extérieur du sillage ( $y^* > y_{I=0}^*$ ) est systématiquement plus petit que l'écart-type à l'intérieur. Cette évolution est assez logique. La partie d'un tourbillon de bout de pale déviée vers l'extérieur du sillage se trouve dans une zone où la vitesse est plus élevée et est donc déplacée plus rapidement suivant  $\mathbf{x}$ . L'inverse se produit pour la partie d'un tourbillon déviée vers l'intérieur. Les tourbillons déviés vers l'intérieur vont donc plus se déplacer suivant  $\mathbf{y}$  et  $\mathbf{z}$  que les tourbillons déviés vers l'extérieur. Plus le taux de turbulence est élevé plus des parties de tourbillon vont se déplacer dans les directions transverses et plus les tourbillons vont être déformés. Ils perdent alors de leur cohérence, ce qui affecte leur espérance de vie.

## 4.9 Synthèse

Les modélisations NS-LES ont montré qu'il était possible de modéliser finement le sillage proche de l'hydrolienne à des taux de turbulence élevés. La modélisation LBM-LES d'une hydrolienne en environnement turbulent a été réalisée. Les écarts observés dans le sillage très proche de la modélisation LBM-LES pourraient être liés à la méthode utilisée. La source d'erreur la plus évidente est le modèle de paroi. Son utilisation avec aussi peu d'éléments le long de la corde (entre 30 et 57 mailles) ne permet pas de reproduire toute la physique de l'écoulement autour des pales. Malgré cela, le sillage modélisé en LBM-LES converge dès  $x = 3 D$  vers un sillage proche de celui de l'expérience, que ce soit pour le cas à  $I = 3$  % ou le cas à  $I = 12.5$  %.

Les validations ont permis d'aller plus loin et de modéliser un écoulement avec un taux de turbulence intermédiaire à  $I = 8$  %. Les modélisations de trois cas avec des taux de turbulence différents apportent une meilleure compréhension des effets de la turbulence sur le sillage. Certaines grandeurs caractéristiques, comme la vitesse moyenne, ont une évolution linéaire entre les trois taux de turbulence. Cependant, d'autres éléments du sillage ont une évolution différente. Par exemple, bien que la turbulence dans le sillage proche soit influencée par la turbulence amont, elle tend vers un état indépendant de cette dernière dans le sillage lointain. L'étude réalisée sur les tourbillons de bout de pale montre qu'ils sont très sensibles au taux de turbulence amont. L'écoulement à  $I = 3$  % suffit à augmenter leurs déplacements transverses et à diminuer la distance à laquelle ils sont cohérents.



---

## Conclusion et perspectives

Les hydroliennes actuellement développées fonctionnent dans des sites assez particuliers où les courants de marée sont très forts. Les écoulements dans ces sites sont également fortement turbulents. Or, il a été montré que le sillage est influencé par la turbulence ambiante. L'étude de cette interaction est importante pour l'optimisation des futures fermes. L'une des approches les plus adaptées pour prédire ces phénomènes est la modélisation numérique et plus particulièrement les modèles de simulation des grandes échelles (LES). Les caractéristiques et récents progrès de la méthode de Boltzmann sur réseau font de cette dernière une approche intéressante à la problématique de modélisation du sillage en LES.

Le fonctionnement de la méthode de Boltzmann sur réseau a été décrit dans le second chapitre. Cela fut l'occasion d'exposer les avantages et inconvénients de la méthode pour la modélisation d'hydroliennes. Le principal inconvénient de la méthode, telle qu'elle est implémentée dans le code Palabos, est la modélisation des frontières non-planes. De plus, tous les opérateurs de collision n'ont pas la même stabilité à haut nombre de Reynolds. Après une revue des solutions disponibles, les méthodes les plus adaptées à la modélisation d'une hydrolienne ont été présentées.

Le troisième chapitre a présenté une série de cas qui a permis d'éprouver la méthode de calcul et d'apporter des solutions correctives. Les capacités de la LBM-LES à modéliser des écoulements turbulents ont été démontrées. En particulier, ce travail fut l'occasion d'identifier les modèles, ou outils, de la LBM nécessaires à la modélisation d'objets immergés en mouvement dans des écoulements à très haut nombre de Reynolds. Ainsi, des modifications ont été apportées au code Palabos afin de résoudre les problèmes de la génération de la turbulence ambiante et de la modélisation de la couche limite. L'étude de l'écoulement autour d'une pale en est l'élément essentiel.

Le quatrième chapitre a présenté l'étude d'une hydrolienne et de son sillage par le code de calcul mis en place. Il a été montré l'importance d'une étape d'étude de la turbulence synthétique générée à la frontière amont (SEM/DFSEM). Les résultats des modélisations LBM-LES de l'hydrolienne ont été comparés à des résultats expérimentaux. Malgré des écarts dans le sillage très proche, les sillages moyen et lointain sont correctement calculés par le modèle. Finalement, une analyse du sillage a été réalisée pour trois taux de turbulence différents. Plusieurs observations

---

ont été faites. Le déficit de vitesse axiale évolue de manière assez linéaire pour les taux de turbulence testés. Les composantes du tenseur de Reynolds ont des évolutions très différentes. Il est donc très difficile de prévoir, *a priori*, l'impact du taux de turbulence amont sur ces dernières. Il a également été montré que même un faible taux de turbulence impacte fortement la propagation des tourbillons de bout de pale.

Plusieurs perspectives peuvent être proposées suite à ces travaux. Il serait ainsi intéressant d'améliorer le calcul de l'écoulement autour des pales afin de mieux modéliser le sillage proche et les efforts. Avoir un bon calcul de ces derniers permettrait notamment d'évaluer l'impact de la turbulence sur le chargement des pales et les performances de la machine. Une amélioration du modèle de paroi est une solution. Il serait par exemple possible d'implémenter un modèle de paroi prenant en compte le gradient de pression [11]. Des questions ont été posées suite aux observations faites sur les efforts des modélisations NS-LES et LBM-LES de l'hydrolienne. Une étude sur les effets de l'échelle de longueur intégrale  $\mathcal{L}$  sur les efforts et le sillage apporterait des éléments de réponse.

Le modèle LBM-LES mis en place pendant ces travaux a la capacité de modéliser finement le sillage d'une hydrolienne dans un environnement turbulent. Les taux de turbulence testés sont proches des taux rencontrés dans les sites favorables à l'installation d'une ferme hydrolienne. Le modèle mis en place pourrait être utilisé pour modéliser une turbine à échelle 1 : 1. Le coût en calcul d'une telle modélisation serait bien plus élevé et la taille de maille serait aux limites des capacités du modèle de paroi. Des informations cruciales concernant la physique du sillage (tenseur de Reynolds, déficit de vitesse ...) pourraient néanmoins être acquises avec cette modélisation.

# Bibliographie

- [1] <http://parc-hydrolien-normandie-hydro.fr/photos-videos/normandie-hydro/>. 17, 161
- [2] <https://minesto.com>. 18
- [3] <https://web.mit.edu/drela/public/web/xfoil/>. 101
- [4] <https://www.blender.org/>. 83
- [5] <http://www.meshlab.net/>. 83
- [6] <http://www.palabos.org/>. 29, 58
- [7] Changements climatiques 2013, les éléments scientifiques. Tech. rep., Groupe d’experts intergouvernemental sur l’évolution du climat, 2014. 11
- [8] Communication from the commission to the european parliament, the council, the european economic and social committee and the committee of the regions a policy framework for climate and energy in the period from 2020 to 2030, 2017. 12
- [9] Key world energy statistics. Tech. rep., International Energy Agency, 2017. 11
- [10] Baromètre éolien. Tech. rep., EurObserv’ER, 2018. 12
- [11] AFZAL, N. Wake layer in a thermal turbulent boundary layer with pressure gradient. *Heat and Mass Transfer* 35, 4 (1999), 281–288. 92, 150
- [12] AHMED, U., APSLEY, D. D., AFGAN, I., STALLARD, T., AND STANSBY, P. K. Fluctuating loads on a tidal turbine due to velocity shear and turbulence : comparison of cfd with fields data. *Renewable Energy* 112 (2017), 235–246. 27, 28, 161
- [13] ALLSOP, S., PEYRARD, C., BOUSSEAU, P., AND THIES, P. R. Adapting conventional tools to analyse ducted and open centre tidal stream turbine. In *Proceedings of the 11th European Wave and Tidal Energy Conference* (Cork, Ireland, 2017). 24, 25, 161
- [14] BAHAJ, A. S., BATTEN, W. M. J., AND MCCANN, G. Experimental verifications of numerical predictions for the hydrodynamic performance of horizontal axis marine current turbines. *Renewable Energy* 32 (2007), 2479–2490. 24
- [15] BATTEN, W. M. J., HARRISON, M. E., AND BAHAJ, A. S. Accuracy of the actuator disc-rans approach for predicting the performance and wake of

- tidal turbines. *Philosophical Transactions of the Royal Society A* 371, 1985 (2013), 1–14. 25
- [16] BAYEUL-LAINE, A.-C., BOIS, G., AND SIMONET, S. Etude numérique instationnaire d'une micro-éolienne à axe vertical. In *1ere Conférence Franco-Syrienne sur les énergies renouvelables* (2010). 18, 161
- [17] BESPALCO, D. J. *Validation of the Lattice Boltzmann Method for Direct Numerical Simulation of Wall-Bounded Turbulent Flow*. PhD thesis, Queen's University, Kingston, Ontario, Canada, 2011. 34, 68, 72
- [18] BHATNAGAR, P. L., GROSS, E. P., AND KROOK, M. A model for collision processes in gases. i. small amplitude processes in charged and neutral one-component systems. *Physical Review* 94 (1954), 511–525. 35, 43
- [19] BLACKMORE, T., GAURIER, B., MYERS, L., GERMAIN, G., AND BAHAJ, A. S. The effect of freestream turbulence on tidal turbines. In *Proceedings of the 11th European Wave and Tidal Energy Conference* (Nantes, France, 2015). 21, 125, 161
- [20] BLACKMORE, T., MYERS, L. E., AND BAHAJ, A. S. Effects of turbulence on tidal turbines : Implications to performance, blade loads, and condition monitoring. *International Journal of Marine Energy* 14 (2016), 1–26. 22, 123, 125, 135
- [21] BOUZIDI, M., FIRDAOUSS, M., AND LALLEMAND, P. Momentum transfer of a boltzmann-lattice fluid with boundaries. *Physics of Fluids* 13, 11 (2001), 3452–3459. 46, 83
- [22] CABOT, W., AND MOIN, P. Approximate wall boundary conditions in the large-eddy simulation of high reynolds number flow. *Flow, Turbulence and Combustion* 63 (2000), 269–291. 88
- [23] CHAPMAN, D. R. Computational aerodynamics development and outlook. *AIAA Journal* 17, 12 (December 1979), 1293–1313. 84
- [24] CHEN, S., AND DOOLEN, G. D. Lattice boltzmann method for fluid flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 30 (1998), 329–364. 28
- [25] CLARK, T., ROC, T., FISHER, S., AND MINNS, N. Turbulence and turbulent effects in turbine and array engineering. a guide for the tidal power industry. Tech. rep., Turbulence In Marine Environment, 2015. 21
- [26] COREIXAS, C., WISSOCQ, G., PUIGT, G., BOUSSUGE, J.-F., AND SAGAUT, P. Recursive regularisation step for high-order lattice boltzmann methods. *Physical Review E* 96, 3 (2017), 033306. 45
- [27] DEITERDING, R., AND WOOD, S. Predictive wind turbine simulation with an adaptative lattice boltzmann method for moving boundaries. In *Journal of Physics : Conference Series* (2016), vol. 753, TORQUE, IOP Publishing Ltd. 30, 161
- [28] DENNY, E. The economics of tidal energy. *Energy Policy* 37, 5 (2009), 1914–1924. 15

- [29] D'HUMIÈRES, D., GINZBURG, I., KRAFCZYK, M., LALLEMAND, P., AND LUO, L.-S. Multiple-relaxation-time lattice boltzmann model in three dimensions. *The Royal Society 360* (2002), 437–451. 43, 44
- [30] DUPUIS, A., AND CHOPARD, B. Theory and applications of an alternative lattice boltzmann grid refinement algorithm. *Physical Review E 67*, 6 (2003), 066707. 54
- [31] EBDON, T., O'DOHERTY, D. M., O'DOHERTY, T., AND MASON-JONES, A. Modelling the effect of turbulence length scale on tidal turbine wakes using advanced turbulence models. In *Proceedings of the 12th European Wave and Tidal Energy Conference* (Cork, Ireland, 2017). 28, 125
- [32] ELIE, B., OGER, G., P.-E., G., AND ALESSANDRINI, B. Simulation of horizontal axis tidal turbine wake using a weakly-compressible cartesian hydrodynamic solver with local mesh refinement. *Renewable Energy 108* (2017), 336–354. 26, 27, 161
- [33] FADLUN, E. A., VERZICCO, R., ORLANDI, P., AND MOHD-YUSOF, J. Combined immersed-boundary finite-difference methods for three-dimensional complex flow simulations. *Journal of Computational Physics 161*, 1 (2000), 35–60. 50
- [34] FENG, Z.-G., AND MICHAELIDES, E. E. The immersed boundary-lattice boltzmann method for solving fluid-particles interaction problems. *Journal of Computational Physics* (2003). 48
- [35] FILIPPOVA, O., AND HÄNEL, D. Grid refinement for lattice-bgk models. *Journal of Computational Physics 147*, 1 (1998), 219–228. 54
- [36] GOURDAIN, N., SINGH, D., JARDIN, T., AND PROTHIN, S. Analysis of the turbulent wake generated by a micro air vehicle hovering near the ground with a lattice boltzmann method. *Journal of the American Helicopter Society 62*, 42000 (2017), 1–12. 29, 161
- [37] GUO, Z., AND SHU, C. *Lattice Boltzmann Method and its Application in Engineering*. World Scientific, 2013. 28, 34, 38, 44, 46, 48, 49
- [38] GUO, Z., ZHENG, C., AND SHI, B. Non-equilibrium extrapolation method for velocity and pressure boundary conditions in the lattice boltzmann method. *Chinese Physics 11*, 4 (2002), 366–374. 50
- [39] HANSEN, M. O. L., SØRENSEN, J. N., VOUTSINAS, S., SØRENSEN, N., AND MADSEN, H. A. State of the art in wind turbine aerodynamics and aeroelasticity. *Progress in Aerospace Sciences 42*, 4 (June 2006), 285–330. 26
- [40] HARDISTY, J. *The British Seas*. Routledge, 1990. 13, 14
- [41] HARRISON, M. E., BATTEN, W. M. J., MYERS, L. E., AND BAHAJ, A. S. A comparison between cfd simulations and experiments for predicting the far wake of horizontal axis tidal turbines. In *Proceedings of the 8th European Wave and Tidal Energy Conference* (Uppsala, Sweden, 2009). 25, 26, 161

- [42] HAY, A. Turbulence and bottom stress in grand passage and minas passage. Tech. rep., Department of Oceanography, Dalhousie University, 2014. 21
- [43] HE, X., ZOU, Q., LUO, L.-S., AND DEMBO, M. Analytical solutions of simple flows and analysis of nonslip boundary conditions for the lattice boltzmann bgk model. *Journal of Statistical Physics* 87 (1997), 115–136. 47
- [44] HOU, S., STERLING, J., CHEN, S., AND DOOLEN, G. D. A lattice boltzmann subgrid model for high reynolds number flows. *Fields Institute Communications* 6 (1994). 52
- [45] INAMURO, T., YOSHINO, M., M., AND OGINO, F. A non-slip boundary condition for lattice boltzmann simulations. *Physics of Fluids* 7 (1995), 2928–2930. 39
- [46] JARRIN, N. *Synthetic Inflow Boundary Conditions For The Numerical Simulation Of Turbulence*. PhD thesis, University of Manchester, 2008. 78
- [47] JEONG, J., AND HUSSAIN, F. On the identification of vortex. *Journal of Fluid Mechanics* 285 (1995), 69–94. 131
- [48] KIM, J., MOIN, P., AND MOSER, R. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics* 177 (1987), 133–166. 67, 68, 80, 81, 162
- [49] KOLÁR, V. Vortex identification : New requirements and limitations. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 28 (2007), 638–652. 27, 132, 161
- [50] KRISHNAVEDALA. Own work, cc by-sa 3.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=32941013>. 13, 161
- [51] LAGRAVA, S., DANIEL, W., MALASPINAS, O., LATT, J., AND CHOPARD, B. Advances in multi-domain lattice boltzmann grid refinement. *Journal of Computational Physics* 231, 14 (2012), 4808–4822. 53
- [52] LALLEMAND, P., AND LUO, L.-S. Theory of the lattice boltzmann method : dispersion, dissipation, isotropy, galilean invariance, and stability. *Physical Review* 61 (2000), 6546–6562. 43, 44, 73
- [53] LATT, J. Choice of units in lattice boltzmann simulations. part of LBMethod.org documentation project, April 2008. 62, 63
- [54] LATT, J. Lattice boltzmann method with regularized pre-collision distribution functions. *Mathematics and Computers in Simulation* 72 (Sept. 2006), 165–168. 44, 45
- [55] LATT, J. *Hydrodynamic limit of lattice Boltzmann equations*. PhD thesis, Université de Genève, 2007. 39
- [56] LATT, J., CHOPARD, B., MALASPINAS, O., DEVILLE, M., AND MICHLER, A. Straight velocity boundaries in the lattice boltzmann method. *Physical Review E* 77, 5 (2008). 39, 40

- [57] LAWN, C. Optimization of the power output from ducted turbines. In *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part A Journal of Power and Energy* (2003), vol. 217, pp. 107–117. 16
- [58] LE, G., AND Z, J. Boundary slip from the immersed boundary lattice boltzmann models. *Physical Review E : Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics* 9 (Feb. 2009). 91
- [59] LEE, J. H., PARK, S., KIM, D. H., RHEE, S. H., AND KIM, M.-C. Computational methods for performance analysis of horizontal axis tidal stream turbines. *Applied Energy* 98 (2012), 512–523. 24
- [60] LEONARD, A. Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows. *Advances in Geophysics* 18 (1975), 237–248. Part A. 52
- [61] LUND, T. S. Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations. *Journal of Computational Physics* (1998). 78
- [62] LÉVÊQUE, E., TOSCHI, F., SHAO, L., AND BERTOGLIO, J.-P. Shear-improved smagorinsky model for large-eddy simulation of wall-bounded turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics* 570 (2007), 491–502. 92
- [63] MAASS, AND SCHUMANN. Direct numerical simulation of turbulent flow over a wavy wall boundary. *Notes on numerical fluid mechanics* 52 (1996), 227–241. 70, 71, 73, 162
- [64] MACENRI, J., AND REED, M. ABD THIRINGER, T. Influence of tidal parameters on seagen flicker performance. *Philosophical Transactions of the Royal Society A* 371, 1985 (2013), 1–16. 21
- [65] MALASPINAS, O. Increasing stability and accuracy of the lattice boltzmann scheme : recursivity and regularization. arXiv :1505.06900v1 [physics.flu-dyn], May 2015. 45
- [66] MALASPINAS, O., AND SAGAUT, P. Consistent subgrid scale modelling for lattice boltzmann methods. *Journal of Fluid Mechanics* (2012). 52, 53
- [67] MALASPINAS, O., AND SAGAUT, P. Wall model for large-eddy simulation based on the lattice boltzmann method. *Journal of Computational Physics* 275 (2014), 25–40. 46, 72, 86
- [68] MARIÉ, S., RICOT, D., AND SAGAUT, P. Comparison between lattice boltzmann method and navier–stokes high order schemes for computational aeroacoustics. *Journal of Computational Physics* 228 (2009), 1056–1070. 28
- [69] MEDINA, O. D., SCHMITT, F. G., CALIF, R., GERMAIN, G., AND GAURIER, B. Turbulence analysis and multiscale correlations between synchronised flow velocity and marine turbine power production. *Renewable Energy* 112 (2017), 314–327. 116, 142
- [70] MILNE, I. A., SHARMA, R. N., FLAY, R. G. J., AND BICKERTON, S. Characteristics of the turbulence in the flow at a tidal stream power site. *The Royal Society* 371 (2013), 196. 21

- [71] MULTON, B. *Energies marines renouvelables*. Hermes science, 2011. 12, 16
- [72] MUSKER, A. J. Explicit expression for the smooth wall velocity distribution in a turbulent boundary layer. *AIAA Journal* 17, 6 (1979), 655–657. 85, 86
- [73] MYCEK, P. *Etude numérique et expérimentale du comportement d'hydroliennes*. PhD thesis, Université du Havre, 2013. 78
- [74] MYCEK, P., GAURIER, B., GERMAIN, G., PINON, G., AND RIVAOLEN, E. Experimental study of the turbulence intensity effects on marine current turbines behaviour. part i : One single turbine. *Renewable Energy* 66 (2014), 729–746. 21, 22, 28, 78, 107, 108, 110, 111, 112, 113, 114, 115, 118, 119, 123, 125, 127, 128, 129, 130, 131, 132, 133, 134, 135, 136, 137, 138, 139, 140, 141, 142, 143, 145, 146, 163, 164, 165, 167
- [75] MYCEK, P., GAURIER, B., GERMAIN, G., PINON, G., AND RIVAOLEN, E. Experimental study of the turbulence intensity effects on marine current turbines behaviour. part ii : Two interacting turbines. *Renewable Energy* 68 (2014), 876–892. 18
- [76] NAKAYAMA, A. Characteristics of the flow around conventional and supercritical airfoils. *Journal of Fluid Mechanics* 160 (1985), 155–179. 95, 96, 97, 163
- [77] NEILL, S. P., LITT, E. J., COUCH, S. J., AND DAVIES, A. G. The impact of tidal stream turbines on large-scale sediment dynamics. *Renewable Energy* 34, 12 (2009), 2803–2812. 18
- [78] NGUYEN, V. T., GUILLOU, S., THIÉBOT, J., AND SANTA CRUZ, A. Modelling turbulence with an actuator disk representing a tidal turbine. *Renewable Energy* 97 (2016), 625–635. 25, 26, 161
- [79] NICOUD, F., AND DUCROS, F. Subgrid-scale stress model based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow, Turbulence and Combustion* 62 (1999), 183–200. 52
- [80] O'REILLY, S. M., GRILLI, S. T., HARRIS, J. C., MIVEHCHI, A., AND JANSSEN, C. F. Development of a hybrid lbm-potential flow model for naval hydrodynamics. In *15th Journée de l'hydrodynamique* (Brest, France, 2016). 86
- [81] OSALUSI, E., SIDE, J., AND HARRIS, R. Structure of turbulent flow in emec's tidal energy test site. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 30 (2009), 422–431. 21
- [82] OURO, P., AND STOESSER, T. Wake generated downstream of a vertical axis tidal turbine. In *Proceedings of the 12th European Wave and Tidal Energy Conference* (Cork, Ireland, 2017). 27
- [83] PAMIÈS, M., ÉLIE WEISS, P., GARNIER, E., DECK, S., AND SAGAUT, P. Generation of synthetic turbulent inflow data for large eddy simulation of spatially evolving wall-bounded flows. *Physics of Fluids* (2009). 83

- [84] PASQUALI, A. *Enabling the cumulant lattice Boltzmann method for complex CFD engineering problems*. PhD thesis, Fakultät Architektur, Bauingenieurwesen und Umweltwissenschaften, der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina, Braunschweig, 2017. 29
- [85] PESKIN, C. S. Numerical analysis of blood flow in the heart. *Journal of Computational Physics* (1977). 48
- [86] PINON, G., MYCEK, P., GERMAIN, G., AND RIVAOLEN, E. Numerical simulation of the wake of marine current turbines with a particle method. *Renewable Energy* 46 (2012), 111–126. 27
- [87] POLLETO, R., CRAFT, T., AND REVELL, A. A new divergence free synthetic eddy method for the reproduction of inlet flow conditions for les. *Flow, Turbulence and Combustion* 91, 3 (2013), 519–539. 117
- [88] POPE, S. B. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000. 20, 23, 84
- [89] PREMNATH, K. N., PATTISON, M. J., AND BANERJEE, S. Dynamic sub-grid scale modeling of turbulent flows using lattice boltzmann method. *arXiv* (2009). 52
- [90] QIAN, Y. H., D’HUMIÈRES, D., AND LALLEMAND, P. Lattice bgk models for the navier-stokes equations. *Europhysics Letters* 17, 6 (1992), 479–484. 36
- [91] ROBERTS, A., THOMAS, B., SEWELL, P., KHAN, Z., BALMAIN, S., AND GILLMAN, J. Current tidal power technologies and their suitability for applications in coastal and marine areas. *Journal of Ocean Engineering and Marine Energy* 2, 2 (2016), 227–245. 16, 17, 161, 167
- [92] ROBINSON, S. K. Coherent motions in the turbulent boundary-layer. *Annual Review of Fluid Mechanics* 23 (1991), 601–639. 19
- [93] RUFFIN, S. M., AND LEE, J.-A. Adaptation of a k-epsilon model to a cartesian grid based methodology. *International Journal of Mathematical Models and Methods in Applied Science* 3, 3 (2009). 85, 88, 89, 111
- [94] SAGAUT, P. *Large eddy simulation for incompressible flow*. Springer, 2006. 51, 52
- [95] SCHÄFER, M., AND TUREK, S. *Benchmark Computations of Laminar Flow Around a Cylinder*. Springer, 1996. 64, 66, 162
- [96] SCHLUNTZ, J., AND WILLDEN, R. H. J. The effect of blockage on tidal turbine rotor design and performance. *Renewable Energy* 85 (2015), 432–441. 19
- [97] SHELDAHL, R. E., AND KLIMAS, P. C. Aerodynamics characteristics of seven symmetrical airfoil sections through 180-degree angle of attack for use in aerodynamic analysis of vertical axis wind turbine. Tech. rep., Sandia, Mar. 1981. 91, 94, 163

- [98] SHIELDS, M. A., WOOLF, D. K., GRIST, E. P., KERR, S. A., JACKSON, A., HARRIS, R. E., BELL, M. C., BEHARIE, R., WANT, A., OSALUSI, E., GIBB, S. W., AND SIDE, J. Marine renewable energy : The ecological implications of altering the hydrodynamics of the marine environment. *Ocean and Coastal Management* 54, 1 (2011), 2–9. 18
- [99] SILVA, C. T., AND DONADON, M. V. Unsteady blade element-momentum method including returning wake effects. *Journal of Aerospace Technology and Management* 5, 1 (2013), 27–42. 24
- [100] SKORDOS, P. A. Initial and boundary conditions for the lattice boltzmann method. *Physical Review E* 48, 6 (1993), 4823–4842. 39
- [101] SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review* 91, 3 (1963), 99–163. 24, 51
- [102] SPALDING, D. A single formula for the law of the wall. *Journal of Applied Mechanics* 28, 3 (1961), 455–458. 89
- [103] STALLARD, T., COLLINGS, R., FENG, T., AND WHELAN, J. Interactions between tidal turbine wakes : experimental study of a group of three-bladed rotors. *Philosophical Transactions of the Royal Society A* (2013). 22
- [104] THIÉBOT, J., BAILLY DU BOIS, P., AND GUILLOU, S. Numerical modeling of the effect of tidal stream turbines on the hydrodynamics and the sediment transport - application to the alderney race (raz blanchard), france. *Renewable Energy* (2015). 15
- [105] THOMSON, J., POLAGYE, B., DURGESH, V., AND C., R. M. Measurements of turbulence at two tidal energy sites in puget sound, wa. *IEEE Journal of Oceanic Engineering* 37, 3 (363-374 2012). 21
- [106] VERSCHAEVE, J. C. G., AND MÜLLER, B. A curved no-slip boundary condition for the lattice boltzmann method. *Journal of Computational Physics* 229, 19 (2010), 6781–6803. 92
- [107] VITOUSEK, S., BARNARD, P. L., FLETCHER, C. H., FRAZER, N., ERIKSON, L., AND STORLAZZI, C. D. Doubling of coastal flooding frequency within decades due to sea-level rise. *Scientific Reports* 7, 1399 (2017). 11
- [108] WANG, M., AND MOIN, P. Dynamic wall modeling for large-eddy simulation of complex turbulent flows. *Physics of Fluids* (2002). 88, 92
- [109] WANTMAN, S. Wikimedia commons, cc by-sa 3.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=225283>. 14, 161
- [110] WOOD, S. L., AND DEITERDING, R. A lattice boltzmann method for horizontal axis wind turbine simulation. In *14th International Conference on wind engineering* (Porto Alegre, Brazil, 2015). 28
- [111] XU, H., MALASPINAS, O., AND SAGAUT, P. Sensitivity analysis and determination of free relaxation parameters for the weakly-compressible mrt-lbm schemes. *Journal of Computational Physics* 231, 21 (2012), 7335–7367. 46

- [112] XU, H., AND SAGAUT, P. Analysis of the absorbing layers for the weakly-compressible lattice boltzmann schemes. *Journal of Computational Physics* 245 (Mar. 2012). 42
- [113] ZOU, Q., AND HE, X. On pressure and velocity boundary conditions for the lattice boltzmann bgk model. *Physics of Fluids* 9 (1997), 1592–1598. 39



# Table des figures

1.1	Schématisation de l'effet de serre. . . . .	12
1.2	Influence d'un astre sur le champ gravitationnel d'une planète océan [50]. . . . .	13
1.3	Baie de Fundy, marée basse à gauche et marée haute à droite [109].	14
1.4	Vitesse maximale du courant de marée à mi-profondeur dans la passage du Fromveur pour un coefficient 95 - source : SHOM. . . . .	15
1.5	Hydroliennes à flux axial à gauche et à flux transverse à droite [91].	16
1.6	Hydrolienne carénée à flux axial OpenHydro [1]. . . . .	17
1.7	Comparaison du $C_p$ entre plusieurs concepts d'éolienne, [16]. . . . .	18
1.8	La turbulence dessinée par Léonard De Vinci - source : Leonard de Vinci / CC. . . . .	19
1.9	LDV et hydroliennes tri-pales utilisées dans [19]. . . . .	21
1.10	Échelles de la turbulence résolues par les modèles RANS, LES et DNS. . . . .	23
1.11	Répartition des contraintes de Von-Mises sur le rotor pour un profil de vitesse non-constant sur la hauteur d'eau [13]. . . . .	25
1.12	Profil de vitesse axiale et de turbulence à 4D, 7D, 11D, 15D et 20D en aval de la turbine. Comparaison entre les résultats de [41] et plusieurs modélisations [78]. . . . .	26
1.13	Vitesse axiale moyenne dans le sillage d'une maquette d'hydrolienne, modèle <i>actuator line</i> LES [32]. . . . .	27
1.14	Iso-surface du critère Q [49] autour d'une hydrolienne tri-pales, modèle LES [12]. . . . .	27
1.15	Energie cinétique turbulente dans le sillage d'un <i>Micro Air Vehicle</i> . a) expérience b) LBM-LES c) URANS [36]. . . . .	29
1.16	Norme de la vorticité dans le sillage d'une éolienne [27]. . . . .	30
2.1	Discrétisation spatiale en LBM. . . . .	35
2.2	Arrangement <i>D2Q9</i> . . . . .	36
2.3	Fonctions de distribution à la frontière. . . . .	39
2.4	Onde de densité autour d'une hydrolienne modélisée en LBM. . . . .	42
2.5	Full-way bounce-back. . . . .	47
2.6	écoulement au-dessus d'une dune modélisée en LBM-LES avec une condition de <i>bounce-back</i> . . . . .	47
2.7	Schéma de l'Immersed Boundary Method. . . . .	48

2.8	Fonctionnement de l'Immersed Boundary Method. . . . .	49
2.9	Évolution spatiale de $\delta$ en fonction de la distance $r_i$ . . . . .	50
2.10	Description du découpage multi-domaine. . . . .	53
2.11	Couplage entre le niveau fin et le niveau grossier. . . . .	55
2.12	Processus du raffinement dans Palabos - exemple autour d'un cercle en 2D. . . . .	57
2.13	Fonctionnement de Palabos : Distribution des cuboïdes autour d'une frontière de raffinement. . . . .	58
2.14	Fonctionnement de Palabos : enveloppe de 1 nœud autour d'un cuboïde. . . . .	59
3.1	Erreur et droite de tendance - Analyse spatiale sur l'écoulement de Poiseuille 2D. . . . .	63
3.2	Erreur et droite de tendance - Analyse temporelle sur l'écoulement de Poiseuille 2D. . . . .	63
3.3	Erreur et droite de tendance - Évolution en $\Delta t = \Delta x^2$ sur l'écoulement de Poiseuille 2D. . . . .	64
3.4	Domaine de la modélisation LBM d'un cylindre plan [95]. . . . .	64
3.5	Écoulement laminaire autour d'un cylindre en fonction du nombre de Reynolds - Écoulement théorique et modélisé en LBM. . . . .	65
3.6	$C_L$ , $C_D$ et $S_T$ du cylindre 2D, simulation LBM à $Re = 100$ . . . . .	66
3.7	Définition du canal turbulent (coupe $y = 0.5$ ). . . . .	67
3.8	Canal turbulent : profil de vitesse moyenne adimensionnée. . . . .	69
3.9	Canal turbulent : composantes moyennes du tenseur de Reynolds. . . . .	69
3.10	Vue en perspective du cas <i>wavy wall</i> étudié par Maaß <i>et al.</i> (1996) [63]. . . . .	70
3.11	Vue en coupe xz du domaine <i>wavy wall</i> : évolution spatiale du Csmago. . . . .	71
3.12	Vue en coupe xz du domaine <i>wavy wall</i> : maillage sur une longueur d'onde. . . . .	71
3.13	Cas <i>wavy wall</i> : $\langle U_x \rangle$ en $x/\lambda = 0.2$ et $x/\lambda = 0.8$ . . . . .	74
3.14	Cas <i>wavy wall</i> : $\langle U_z \rangle$ en $x/\lambda = 0.2$ et $x/\lambda = 0.8$ . . . . .	74
3.15	Cas <i>wavy wall</i> : $\langle u_x'^2 \rangle$ en $x/\lambda = 0.2$ et $x/\lambda = 0.8$ . . . . .	75
3.16	Cas <i>wavy wall</i> : $\langle u_z'^2 \rangle$ en $x/\lambda = 0.2$ et $x/\lambda = 0.8$ . . . . .	75
3.17	Cas <i>wavy wall</i> : $\langle u_x' u_z' \rangle$ en $x/\lambda = 0.2$ et $x/\lambda = 0.8$ . . . . .	75
3.18	Cas <i>wavy wall</i> : $\langle P \rangle$ en $x/\lambda = 0.2$ et $x/\lambda = 0.8$ . . . . .	76
3.19	Cas <i>wavy wall</i> : $\langle p'^2 \rangle$ en $x/\lambda = 0.2$ et $x/\lambda = 0.8$ . . . . .	76
3.20	Schéma général du fonctionnement de la SEM. . . . .	79
3.21	Canal turbulent : vitesse moyenne et composante du tenseur de Rey- nolds - comparaison entre la simulation LBM-SEM et la simulation DNS de référence [48]. . . . .	81
3.22	Cas <i>wavy wall</i> : Vitesses moyennes et composantes du tenseur de Reynolds - comparaison des simulations LBM périodique et LBM- SEM en $x/\lambda = 0.5$ . . . . .	82
3.23	Visualisation des triangles du STL d'un foil NACA0015. . . . .	84

---

3.24	Profil de vitesse en proche paroi (Ansys). . . . .	84
3.25	Modèle de paroi dans Palabos - position des points de référence et d'application des modèles. . . . .	86
3.26	Modèle de paroi dans Palabos : particularité du bord de fuite d'une aile. . . . .	87
3.27	Modèle de paroi dans Palabos : surfaces immergées proches. . . . .	90
3.28	Profil de l'aile NACA0015 à 0 degré d'incidence. . . . .	91
3.29	Maillage de Palabos autour du profil NACA0015 avec un angle d'incidence de 7 degrés. . . . .	92
3.30	Vitesse axiale instantanée autour d'un NACA0015 modélisé en LBM-LES avec $\alpha = 7$ degrés. . . . .	93
3.31	Coefficient de portance $C_L$ et de traînée $C_D$ en fonction de l'angle d'incidence $\alpha$ de l'aile NACA0015 [97]. . . . .	94
3.32	Vitesse axiale instantanée proche du bord d'attaque d'un NACA0015 modélisé en LBM-LES avec $\alpha = 7$ degrés. . . . .	94
3.33	Profil du modèle $B$ avec un angle d'incidence de 0 degré [76]. . . . .	95
3.34	Cuboïdes ( $16 \times 16 \times 16$ mailles) du maillage de Palabos avec champ de vitesse axiale adimensionnée autour du modèle $B$ avec un angle d'incidence de 4 degrés [76]. . . . .	96
3.35	Aile de Nakayama modélisée en LBM-LES avec modèle de paroi de type 1 pour Palabos - vitesse axiale moyenne à la paroi loin du bord de fuite. . . . .	97
3.36	Aile de Nakayama modélisée en LBM-LES avec modèle de paroi de type 1 pour Palabos - vitesse axiale moyenne à la paroi proche du bord de fuite. . . . .	98
3.37	Aile de Nakayama modélisée en LBM-LES avec modèle de paroi de type 1 pour Palabos - vitesse axiale moyenne dans le sillage. . . . .	99
3.38	Aile de Nakayama modélisée en LBM-LES avec modèle de paroi de type 2 pour Palabos - vitesse axiale moyenne proche de la paroi (extrados). . . . .	102
3.39	Aile de Nakayama modélisée en LBM-LES avec modèle de paroi de type 2 pour Palabos - vitesse axiale moyenne proche de la paroi (intrados). . . . .	103
3.40	Aile de Nakayama modélisée en LBM-LES avec modèle de paroi de type 2 pour Palabos - vitesse axiale moyenne dans le sillage. . . . .	104
3.41	Aile de Nakayama modélisée en LBM-LES avec modèle de paroi de type 2 pour Palabos - fluctuations moyenne de la vitesse dans le sillage. . . . .	105
4.1	Hydrolienne générique utilisée pour les essais d'Ifremer, Mycek <i>et al.</i> (2014) [74]. . . . .	108
4.2	Dispositif expérimental des essais de Mycek <i>et al.</i> (2014) [74]. Origine du repère au centre de rotation des pales. . . . .	108

4.3	Mode dégradé sur les pales de l'hydrolienne [74] modélisée en LBM-LES-IBM. . . . .	110
4.4	Simulation LBM-LES sans turbulence à $TSR = 3.67$ de l'hydrolienne [74] - Vitesse axiale en $x = -0.5 D$ pour $\Delta x = 9.77 \times 10^{-4} m$ . . . . .	111
4.5	Simulation LBM-LES sans turbulence à $TSR = 3.67$ de l'hydrolienne [74] - Pression instantanée sur les pales à $r/R = 0.5883$ et $0.8483$ . . . . .	112
4.6	Maillage à proximité de l'hydrolienne [74] pour la simulation LBM-LES - Représentation en cuboïde de $14 \times 14 \times 14$ mailles. . . . .	114
4.7	Maillage lointain de l'hydrolienne [74] pour la simulation LBM-LES - Plan $xy$ du champ de vitesse axiale instantanée pour $I = 12.5 \%$ et $TSR = 3.67$ - Représentation en cuboïde de $14 \times 14 \times 14$ mailles. . . . .	115
4.8	Domaine de la simulation LBM-LES de l'hydrolienne [74] - Plan $xz$ du champ de vitesse axiale instantanée pour $I = 3 \%$ et $TSR = 3.67$ . . . . .	115
4.9	Fluctuations stationnaires de la pression sur le face d'entrée du domaine LBM-LES avec utilisation de la SEM. . . . .	116
4.10	Fluctuations de pression moyenne au centre du domaine pour une simulation SEM et DFSEM à $I = 12.5\%$ . . . . .	118
4.11	Évolution de $I_{1D}$ au centre du canal pour une turbulence ambiante de $3 \%$ . . . . .	120
4.12	Densité spectrale de puissance calculée à partir de la vitesse axiale pour $I = 3 \%$ . . . . .	120
4.13	Densité spectrale de puissance proche de la face d'entrée calculée à partir de la vitesse axiale pour $I = 3 \%$ . . . . .	121
4.14	Résultat de la fonction d'autocorrélation dans une simulation LBM-LES utilisant la DFSEM avec des tourbillons de $1.0 m$ et $I = 3 \%$ . . . . .	122
4.15	Évolution de $I_{1D}$ au centre du canal suivant la direction de l'écoulement pour différents paramètres de la DFSEM. . . . .	123
4.16	Résultat de la fonction d'autocorrélation pour plusieurs tailles de tourbillons DFSEM avec $u'^2 = 0.01638$ et $\Delta x = 0.035 m$ . . . . .	124
4.17	Densité spectrale de puissance calculée à partir de la vitesse axiale pour $I = 12.5 \%$ et $\Delta x = 0.035 m$ et $0.025 m$ . . . . .	126
4.18	Profil de vitesse moyenne dans le sillage proche de l'hydrolienne [74] à $TSR = 3.67$ et $I = 3 \%$ . . . . .	128
4.19	Profil d'intensité turbulente $I_{2D}$ moyenne dans le sillage proche de l'hydrolienne [74] à $TSR = 3.67$ et $I = 3 \%$ . . . . .	129
4.20	Taille de maille dans le sillage des simulations LBM-LES et NS-LES de l'hydrolienne [74]. . . . .	130
4.21	Isocontour de critère $\lambda_2$ des tourbillons de bout de pale de l'hydrolienne [74] sans turbulence ambiante ( $I = 0 \%$ ). . . . .	131
4.22	Isocontour de critère $\lambda_2$ des tourbillons de bout de pale de l'hydrolienne [74] pour une turbulence ambiante de $I = 3 \%$ . . . . .	131

4.23	Profil de vitesse moyenne dans le sillage proche de l'hydrolienne [74] à $TSR = 3.67$ et $I = 12.5\%$ . . . . .	133
4.24	Profil d'intensité turbulente moyenne dans le sillage proche de l'hydrolienne [74] à $TSR = 3.67$ et $I = 12.5\%$ . . . . .	134
4.25	Isocontour de critère $\lambda_2$ des tourbillons de bout de pale de l'hydrolienne [74] pour une turbulence ambiante de $12.5\%$ . . . . .	135
4.26	Profil de vitesse moyenne dans le sillage proche de l'hydrolienne [74] modélisée en LBM-LES à $TSR = 3.67$ . . . . .	137
4.27	Profil d'intensité turbulente moyenne $I_{2D_{bis}}$ (calculée avec $U_{x\infty}$ ) dans le sillage proche de l'hydrolienne [74] modélisée en LBM-LES à $TSR = 3.67$ . . . . .	138
4.28	Profil du cisaillement moyen $\langle u'_x u'_y \rangle$ dans le sillage proche de l'hydrolienne [74] modélisée en LBM-LES à $TSR = 3.67$ . . . . .	139
4.29	Modélisation LBM-LES de l'hydrolienne [74] à $TSR = 3.67$ - Densité spectrale de puissance calculée à partir de la vitesse axiale $U_x$ pour $I = [3, 8, 12.5]\%$ à $x = 4 D$ et $x = -0.5 D$ sur l'axe de rotation. . . . .	141
4.30	Modélisation LBM-LES de l'hydrolienne [74] à $TSR = 3.67$ - Densité spectrale de puissance calculée à partir de la vitesse axiale $U_x$ pour $I = [3, 8, 12.5]\%$ à $x = 8 D$ sur l'axe de rotation. . . . .	142
4.31	Modélisation LBM-LES de l'hydrolienne [74] à $TSR = 3.67$ - Densité spectrale de puissance calculée à partir de la vitesse axiale $U_x$ pour $I = [3, 8, 12.5]\%$ en $x = [1, 2] D$ , $y = R$ et $z = 0 m$ . . . . .	143
4.32	Modélisation LBM-LES de l'hydrolienne [74] - Taux d'intersections $N_t$ aux centres des tronçons pour $I = [0, 3, 8, 12.5]\%$ . . . . .	145
4.33	Modélisation LBM-LES de l'hydrolienne [74] - Hauteurs moyennes des intersections des tourbillons de bout de pale pour $I = [0, 3, 8, 12.5]\%$ . . . . .	145
4.34	Modélisation LBM-LES de l'hydrolienne [74] - Dispersion des tourbillons de bout de pale dans le sillage. . . . .	146



# Liste des tableaux

1.1	Comparaison des caractéristiques de quelques hydroliennes marines [91]. . . . .	16
1.2	Mesures de la turbulence sur site, avec $U_{moyen}$ la vitesse axiale moyenne mesurée à la hauteur par rapport au fond $z$ . . . . .	21
3.1	Dimensions et grandeurs caractéristiques du cas <i>wavy wall</i> . . . . .	70
3.2	Paramètres de la modélisation LBM-LES du cas <i>wavy wall</i> . . . . .	72
3.3	Paramètres de la modélisation NS-LES du cas <i>wavy wall</i> . . . . .	73
4.1	Temps de calcul pour la simulation LBM-LES de l'hydrolienne [74].	113
4.2	Nombre de mailles par niveau pour la simulation LBM-LES d'une maquette d'hydrolienne. . . . .	114
4.3	Taux de turbulence le long du canal LBM-LES pour $L = 1.2 m$ , $u'^2 = 0.01638 m^2.s^{-2}$ et $\Delta x = 0.025 m$ . . . . .	125
4.4	Coefficient de puissance $C_P$ et de poussée $C_T$ et écart type $\sigma_{C_T}$ et $\sigma_{C_P}$ pour l'expérience de Mycek <i>et al.</i> (2014) [74] et les simulations LBM-LES et NS-LES à $I = 3 \%$ et $TSR = 3.67$ . . . . .	127
4.5	Coefficient de puissance $C_P$ et de poussée $C_T$ et écart type $\sigma_{C_T}$ et $\sigma_{C_P}$ pour l'expérience de Mycek <i>et al.</i> (2014) [74] et les simulations NS-LES et LBM-LES à $I = 12.5 \%$ et $TSR = 3.67$ . . . . .	132
4.6	Coefficient de puissance $C_P$ et de poussée $C_T$ et écart type $\sigma_{C_T}$ et $\sigma_{C_P}$ pour les simulations LBM-LES à $TSR = 3.67$ et $I = [3, 8, 12.5] \%$ . 136	
4.7	Diamètre du sillage de l'hydrolienne [74] calculé à partir de la vitesse moyenne $\langle U_x \rangle$ pour des simulations LBM-LES avec une turbulence amont de $I = [3, 8, 12.5] \%$ . . . . .	140

# Modélisation des effets de sillage d'une hydrolienne avec la méthode de Boltzmann sur réseau

**Résumé :** Dans un contexte mondial où l'accès à l'énergie est un problème de premier plan, l'exploitation des courants de marée avec des hydroliennes revête un intérêt certain. Les écoulements dans les zones à fort potentiel énergétique propices à l'installation d'hydroliennes sont souvent fortement turbulents. Or la turbulence ambiante impacte fortement l'hydrodynamique avoisinante et le fonctionnement de la turbine. Une prédiction fine de la turbulence et du sillage est fondamentale pour l'optimisation d'une ferme d'hydroliennes. Un modèle de simulation de l'écoulement autour de la turbine doit donc être précis et tenir compte de la turbulence ambiante. Un outil basé sur la méthode de Boltzmann sur réseau (LBM) est utilisé à ces fins, en association avec une approche de simulation des grandes échelles (LES). La LBM est une méthode instationnaire de modélisation d'écoulement fluide. Une méthode de génération de turbulence synthétique est implémentée afin de prendre en compte la turbulence ambiante des sites hydroliens. Les géométries complexes, potentiellement en mouvement, sont modélisées avec la méthode des frontières immergées (IBM). La mise en place d'un modèle de paroi est réalisée afin de réduire le coût en calcul du modèle. Ces outils sont ensuite utilisés pour modéliser en LBM-LES une hydrolienne dans un environnement turbulent. Les calculs, réalisés à deux taux de turbulence différents, sont comparés avec des résultats expérimentaux et des résultats NS-LES. Les modélisations LBM-LES sont ensuite utilisées pour analyser le sillage de l'hydrolienne. Il est notamment observé qu'un faible taux de turbulence impacte de manière significative la propagation des tourbillons de bout de pale.

**Mots-clés :** Hydrodynamique, Hydrolienne Marine, Modélisation Numérique, Méthode de *Lattice* Boltzmann, Simulation aux Grandes Échelles, Sillage.

## Modelling of the wake effects of a tidal turbine with the lattice Boltzmann method

**Abstract :** In a global context where access to energy is a major problem, the exploitation of tidal currents with tidal turbines is of particular interest. Flows in areas with high energy potential suitable for the installation of tidal turbines are often highly turbulent. However, the ambient turbulence has a strong impact on the surrounding hydrodynamics and the turbine operation. A precise prediction of turbulence and wake is fundamental to the optimization of a tidal farm. A numerical model of the flow around the turbine must therefore be accurate and take into account the ambient turbulence. A tool based on the Lattice Boltzmann Method (LBM) is used for this purpose, in combination with a Large Eddy Simulation (LES) approach. The LBM is an unsteady method for modelling fluid flows. A synthetic turbulence method is implemented to take into account the ambient turbulence of tidal sites. Complex geometries, potentially in motion, are modelled using the Immersed Boundary Method (IBM). The implementation of a wall model is carried out in order to reduce the cost of the simulations. These tools are then used to model a turbine in a turbulent environment. The calculations, performed at two different turbulence rates, are compared with experimental and NS-LES results. The LBM-LES models are then used to analyze the wake of the turbine. In particular, it is observed that a low turbulence rate has a significant impact on the propagation of tip-vortices.

**Keywords :** Hydrodynamic, Marine Tidal Turbine, CFD, Lattice Boltzmann Method, Large Eddy Simulation, Wake.