



**HAL**  
open science

# Modélisation numérique de sillages lointains d'hydroliennes par une approche volumes finis faiblement compressible

Baptiste Elie

## ► To cite this version:

Baptiste Elie. Modélisation numérique de sillages lointains d'hydroliennes par une approche volumes finis faiblement compressible. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Ecole Centrale de Nantes (ECN), 2015. Français. <NNT : >. <tel-01406108>

**HAL Id: tel-01406108**

**<https://hal.science/tel-01406108v1>**

Submitted on 30 Nov 2016

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.



HAL Authorization

# Thèse de Doctorat

**Baptiste ELIE**

*Mémoire présenté en vue de l'obtention du  
grade de Docteur de l'Ecole Centrale de Nantes  
sous le label de L'Université Nantes Angers Le Mans*

**École doctorale : Sciences pour l'Ingénieur, Géosciences, Architecture**

**Discipline : Mécanique des milieux fluides**

**Unité de recherche : Laboratoire de recherche en Hydrodynamique, Énergétique et  
Environnement Atmosphérique**

**Soutenue le 14 décembre 2015**

## **Modélisation numérique de sillages lointains d'hydroliennes par une approche volumes finis faiblement compressible**

### **JURY**

Président :	<b>M. Jean-Yves BILLARD</b> , Professeur des universités, IRENav
Rapporteurs :	<b>M. Thierry MAITRE</b> , Maître de conférences, H.D.R., LEGI <b>M. Michel BENOIT</b> , Professeur des universités, Ecole Centrale de Marseille / IRPHE
Examineurs :	<b>M. David LE TOUZE</b> , Professeur des universités, Ecole Centrale de Nantes / LHEEA <b>M. Gregory PINON</b> , Maître de Conférences, Université du Havre / LOMC <b>M. Jean-François HETET</b> , Professeur des universités, Ecole Centrale de Nantes / LHEEA
Invité(s) :	<b>M. Jonathan BOSSARD</b> , Docteur, Alstom Hydro France Nantes
Directeur de Thèse :	<b>M. Bertrand ALESSANDRINI</b> , Docteur, H.D.R., Ecole Centrale de Nantes / LHEEA
Co-encadrant :	<b>M. Pierre-Emmanuel GUILLERM</b> , Docteur, Ecole Centrale de Nantes / LHEEA



# Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier mon directeur de thèse Bertrand Alessandrini pour la confiance qu'il m'a accordé en acceptant de diriger ce travail doctoral. Grâce à lui j'ai développé de solides compétences d'autonomie et de persévérance. Je tiens également à remercier Pierre-Emmanuel Guillermin pour avoir encadré ce travail en indiquant les grandes lignes de recherche à suivre et pour ses conseils avisés.

Je tiens tout particulièrement à remercier Guillaume Oger qui a encadré mon travail au quotidien. Sa passion pour les sciences physiques et sa grande ouverture d'esprit ont donné lieu à de belles discussions autour de mon sujet de thèse et plus loin encore, qui m'ont permis de m'ouvrir sur de nombreux domaines. Guillaume je te remercie d'avoir mis tes compétences, ton temps et ta bienveillance à ma disposition, tout particulièrement pendant la dernière année de mon doctorat qui, comme chacun le sait, n'est généralement pas la plus calme.

Je tiens également à remercier les quatre personnes qui ont partagé mes bureaux successifs. Le premier Daniel Barcarolo, compagnon de stage de fin d'études d'ingénieur, que j'ai eu le plaisir de retrouver par la suite lors de mon année en contrat, puis pendant le début de ma thèse. Daniel, je me souviens de nos discussions plus qu'intéressantes sur de multiples sujets de société. Merci de m'avoir fait découvrir l'univers de la musique brésilienne. François, Thomas, je vous remercie pour votre bonne humeur. Mon passage dans le BBOTW a été un réel plaisir. Enfin Benjamin, je te remercie pour ton sérieux et ton calme qui m'ont permis de rédiger mon manuscrit de thèse dans une ambiance studieuse.

Je n'oublie pas les équipes du LMF/LHEEA que j'ai côtoyé au quotidien et qui regorgent de compétences, de savoirs, de bienveillance. Je voudrais tous vous remercier pour votre disponibilité, votre sérieux et la passion qui vous anime au quotidien dans votre métier. Cela a été un réel atout pour le candidat au diplôme de doctorat que je fût et continue à l'être aujourd'hui.

Je tiens aussi à remercier l'équipe d'Alstom Hydro France qui m'a accueilli en son sein pendant trois années, de manière certes délocalisée, mais avec qui j'ai pu développer de solides relations de travail et parfois d'amitié.

Je remercie également messieurs Michel Benoit et Thierry Maitre, qui ont accepté d'être rapporteurs de mon manuscrit de thèse, ainsi que messieurs Jean-Yves Billard, David Le Touzé, Grégory Pinon, Jean-François Hetet et Jonathan Bossard, membres du jury, d'avoir été présents, d'avoir évalué mon travail et pour les avis et conseils constructifs qu'ils m'ont donné lors de ma soutenance.

Mes remerciements vont aussi à ma famille qui a été d'un réel soutien tout au long de ce travail de doctorat. Luc, je te remercie pour nos discussions qui m'ont permis de faire le lien entre les thématiques énergétiques au sens large et les théories

économiques contemporaines. À mes parents, pilier sans faille depuis 30 ans, qui m'ont sans aucun doute donné le goût de la recherche en lien avec l'environnement. À mes beaux-parents Florence et Philippe pour leur soutien et leur intérêt pour ma recherche.

À Mathilde, ma femme, partenaire de toutes mes réflexions et à Falinova, qui m'a tenu compagnie pendant de longues nuits de rédaction.

À mes amis et camarades musiciens, Flo, Alex et Franck, grâce à qui j'ai gardé les pieds sur terre en venant en répétition. S'il y a une raison pour laquelle j'ai tenu bon en période de rédaction, c'est la musique. Que ce soit par l'émerveillement provoqué par la découverte d'artistes, celui ressenti par l'exercice de la composition, ou encore les multiples rencontres et expériences que nous avons vécu ensemble. À tous mes amis, merci pour nos soirées et week-ends de détente.

Ces années de doctorat ont été pour moi une expérience hors du commun. Elles ont été une période d'émancipation de l'esprit et d'ouverture sur le monde. Je suis vraiment très heureux de les avoir vécues.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Motivation et contexte</b>	<b>9</b>
1.1 Objectifs . . . . .	9
1.1.1 Méthodologie de développement . . . . .	9
1.1.2 La phénoménologie . . . . .	10
1.1.3 Critères et propriétés attendus de l'outil . . . . .	11
1.2 Etat de l'art . . . . .	11
1.2.1 Outils orientés calculs de performances et de chargements . . .	12
1.2.2 Outils de prise en compte de sillages . . . . .	13
1.3 Formulation choisie . . . . .	15
1.4 Équations de Navier-Stokes . . . . .	18
1.5 Caractère explicite de la méthode . . . . .	19
1.6 Formulation faiblement compressible . . . . .	19
1.7 Résolution du problème hyperbolique . . . . .	20
1.7.1 Équations d' Euler . . . . .	20
1.7.2 Approche volumes finis . . . . .	20
1.7.3 Détermination des flux . . . . .	21
1.8 Reconstruction des variables conservatives aux interfaces . . . . .	23
1.8.1 Discrétisation temporelle . . . . .	24
1.9 Parallélisation et méthode de raffinement de maillage . . . . .	25
1.9.1 Méthode . . . . .	25
1.9.2 Performances parallèles . . . . .	27
1.10 Prise en compte de la viscosité . . . . .	28
1.10.1 Méthode . . . . .	28
1.10.2 Conditions aux limites au bord du domaine . . . . .	29
1.11 Validation sur le cas de la cavité entraînée . . . . .	30
1.11.1 Cavité entraînée : cas à $Re = 100$ . . . . .	31
1.11.2 Cavité entraînée : cas à $Re = 1000$ . . . . .	32
<b>2 Modélisation de sillages tourbillonnaires</b>	<b>37</b>
2.1 Nécessité d'un schéma faiblement dissipatif . . . . .	37
2.1.1 Tourbillons de Taylor-Green bi-dimensionnels non-visqueux . .	37
2.1.2 Advection d'un tourbillon . . . . .	40
2.2 Montée en ordre du schéma de discrétisation spatiale : développement d'un schéma WENO5 . . . . .	44

2.2.1	Tourbillons de Taylor-Green bi-dimensionnels non-visqueux . . .	45
2.2.2	Advection d'un tourbillon . . . . .	48
2.2.3	Application sur un cas d'hydrolienne . . . . .	49
2.3	Prise en compte de la turbulence . . . . .	51
2.3.1	Approche LES : formalisme général . . . . .	52
2.3.1.1	Opérateurs de filtrage . . . . .	52
2.3.1.2	Equations de Navier-Stokes filtrées . . . . .	53
2.3.2	Modèle de sous-maille (SGS) : Le modèle de Smagorinsky . . .	54
2.4	Mise en place des simulations d'hydroliennes . . . . .	55
2.4.1	Conditions d'entrée sortie . . . . .	55
2.4.2	Génération de conditions d'entrée turbulente (Modèle Von Karman isotrope) . . . . .	56
<b>3</b>	<b>Modélisation des hydroliennes</b>	<b>59</b>
3.1	La physique des hydroliennes . . . . .	59
3.2	Les méthodes actuatrices . . . . .	64
3.2.1	Attribution des termes source sur la grille cartésienne . . . . .	64
3.2.1.1	Le support cylindrique . . . . .	66
3.2.1.2	Interpolation par noyau régularisant à support com- pact . . . . .	67
3.2.2	Actuator-disc (AD) . . . . .	71
3.2.3	Actuator-line (AL) . . . . .	73
3.2.4	Comparaison des modèles actuator-disc et actuator-line . . . .	75
3.3	Prise en compte de corps : moyeu, topographie de fond marin, piles. .	79
<b>4</b>	<b>Validation du modèle et analyse des résultats obtenus</b>	<b>81</b>
4.1	Comparaison aux résultats de simulation CFX-ALSTOM . . . . .	81
4.1.1	Description des simulations . . . . .	81
4.1.2	Analyse et comparaison des résultats . . . . .	85
4.2	Comparaison aux résultats expérimentaux IFREMER . . . . .	90
4.2.1	Description des expérimentations . . . . .	90
4.2.2	Description des simulations réalisées . . . . .	91
4.2.3	Comparaisons expérimental/numérique des performances glo- bales de l'hydrolienne . . . . .	93
4.2.3.1	Coefficient de puissance . . . . .	94
4.2.3.2	Coefficient de poussée . . . . .	96
4.2.4	Comparaison expérimental/numérique des sillages en aval de l'hydrolienne . . . . .	97
4.2.4.1	Présentation des grandeurs utilisées . . . . .	97
4.2.4.2	Taille des calculs et post-traitements associés . . . . .	99
4.2.4.3	Convergence en maillage . . . . .	108
4.2.4.4	Analyse et validation des résultats obtenus . . . . .	115
4.2.4.4.1	Taux d'intensité turbulente ambiant $I_\infty=3\%$	115
4.2.4.4.2	Taux d'intensité turbulente ambiant $I_\infty=15\%$	132
4.2.5	Synthèse globale sur les résultats . . . . .	138

<b>5 Cas démonstratifs et évaluation des ressources CPU nécessaires</b>	<b>141</b>
5.1 Production énergétique dans une ferme de sept hydroliennes . . . . .	141
5.2 Topographie de fond marin variable : le cas du Raz-Blanchard . . . . .	145
5.3 Évaluation des ressources de calcul nécessaires pour les applications visées . . . . .	150
<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>152</b>



# Table des figures

1	Marnage quotidien moyen mondial (NASA) . . . . .	6
1.1	Architecture globale de notre outil . . . . .	10
1.2	Description d'une cellule cartésienne dans l'espace $x,y,z$ . . . . .	22
1.3	Description mono-dimensionnelle du calcul des flux aux interfaces. . . . .	23
1.4	Reconstruction de $W_{i+\frac{1}{2}}^G, W_{i+\frac{1}{2}}^D, W_{i-\frac{1}{2}}^G$ et $W_{i-\frac{1}{2}}^D$ par le schéma MUSCL. . . . .	24
1.5	Découpages récursifs du domaine pour l'obtention du raffinement adaptatif de maillage (AMR). . . . .	26
1.6	Etude de scalabilité de 16 à 1024 coeurs en scalabilité forte à gauche (à gauche) et faible (à droite). . . . .	27
1.7	Calcul des dérivées premières sur une interface de normale $\vec{x}$ dans un domaine bi-dimensionnel. . . . .	29
1.8	Schéma des vitesses $v_g$ attribuées aux cellules fantômes (ghost) en fonction de la condition souhaitée à la paroi $v_p$ et des vitesses des cellules fluides de bord $v_f$ . . . . .	30
1.9	Présentation du cas test de la cavité entraînée bi-dimensionnelle. . . . .	31
1.10	Comparaison des lignes de courant sur le cas test de la cavité entraînée à $Re = 100$ . A gauche le cas de référence issu de Ghia <i>et al.</i> (129 mailles par dimensions), à droite la solution obtenue par notre code en formulation MUSCL Van Leer sur une grille cartésienne régulière de 128 mailles par dimensions. . . . .	32
1.11	Tableau de comparaison de la position des tourbillons dans la cavité entraînée pour $Re = 100$ . . . . .	32
1.12	Etude des profils de vitesse $V_x$ obtenus en $x = 0.5 m$ pour $y$ allant de 0 à 1 $m$ (à gauche) et $V_y$ obtenus en $y = 0.5 m$ pour $x$ allant de 0 à 1 $m$ (à droite), en fonction de la densité de maillage sur le cas test de la cavité entraînée à $Re = 100$ . . . . .	33
1.13	Comparaison des lignes de courant sur le cas test de la cavité entraînée à $Re = 1000$ . A gauche le cas de référence issu de Ghia <i>et al.</i> (129 mailles par dimensions), à droite la solution obtenue par notre code en formulation MUSCL Van Leer sur une grille cartésienne régulière de 128 mailles par dimensions. . . . .	34
1.14	Tableau de comparaison de la position des tourbillons dans la cavité entraînée pour $Re = 1000$ . . . . .	34

1.15	Etude des profils de vitesse $V_x$ obtenus en $x = 0.5 m$ pour $y$ allant de 0 à 1 $m$ (à gauche) et $V_y$ obtenus en $y = 0.5 m$ pour $x$ allant de 0 à 1 $m$ (à droite), en fonction de la densité de maillage sur le cas test de la cavité entraînée à $Re = 1000$ . . . . .	35
2.1	Initialisation du cas test des tourbillons de Taylor-Green bi-dimensionnels. A gauche le champ de vecteurs vitesse coloré en pression, à droite les lignes de courant colorées en valeur absolue de vorticité. . . . .	38
2.2	Comparaison des champs de pression pour le cas test de Taylor-Green bi-dimensionnel à $t = 10s$ , pour trois discrétisations spatiales (gauche : $32^2$ , milieu : $64^2$ , droite : $128^2$ ), obtenus avec le schéma MUSCL VanLeer. . . . .	39
2.3	Comparaison de la vitesse locale obtenue au point de coordonnées $x = 0.75m ; y = 0.5m$ avec le schéma MUSCL VanLeer pour différentes discrétisations spatiales. . . . .	39
2.4	Présentation du cas test de convection de tourbillon bi-dimensionnel (source :CERFACS). . . . .	40
2.5	Champs de pression et de vitesse relative à l'initialisation pour le cas test de convection de tourbillon bi-dimensionnel (de gauche à droite : initial, 1 passage, 40 passages). . . . .	41
2.6	Champs de vitesse relative $U - U_0$ après 40 périodes : Elsa (à gauche), ABVP (au milieu) et OpenFoam (à droite) avec une discrétisation spatiale de $80^2$ . . . . .	42
2.7	Comparaison des profils de vitesse verticale $V$ en $y = 0$ à $t = 40 \frac{L}{U_0} s$ entre différents codes et WCCH utilisant la méthode MUSCL - Van Leer . . . . .	43
2.8	Illustration du schéma WENO basé sur 5 points d'appui. . . . .	45
2.9	Comparaison des champs de pression pour le cas test de Taylor-Green bi-dimensionnel à $t = 10s$ , pour trois discrétisations spatiales (gauche : $32^2$ , milieu : $64^2$ , droite : $128^2$ ), obtenus avec le schéma MUSCL VanLeer (en haut) et WENO5 (en bas). . . . .	46
2.10	Comparaison de la vitesse locale obtenue au point de coordonnées $x = 0.75m ; y = 0.5m$ pour les schémas MUSCL VanLeer et WENO5 pour différentes discrétisations spatiales. . . . .	47
2.11	Champs de pression et de vitesse relative $U - U_0$ avec le schéma WENO5 et pour une discrétisation de $128^2$ . Etat initial (à gauche) et après 40 périodes (à droite). . . . .	48
2.12	Comparaison des profils de $V$ en $y = 0$ à $t = 40 \frac{L}{U_0}$ entre différents codes et WCCH . . . . .	49
2.13	Comparaison des iso-contours de vorticité dans le sillage d'une hydrolienne obtenus en formulation MUSCL VanLeer (à gauche) et WENO5 (à droite). . . . .	50
2.14	Illustration du spectre de Kolmogorov. . . . .	51
2.15	Schéma descriptif des conditions aux limites. . . . .	55

2.16	Comparaison d'un champ instantané de vitesse axiale turbulent discret TurbSim obtenu avec $64^2$ points (en haut) avec le champ correspondant interpolé sur la grille cartésienne (en bas à gauche). La vue du bas à droite présente le maillage cartésien utilisé. . . . .	58
3.1	Schéma d'un tube de courant autour d'une hydrolienne avec $P_\infty$ et $U_\infty$ les pressions et vitesses non perturbées, $P_{d+}$ , $P_{d-}$ et $U_d$ respectivement la pression immédiatement en amont du disque, la pression immédiatement en aval du disque et la vitesse au milieu du disque, $U_w$ la vitesse dans le sillage. . . . .	59
3.2	Vitesses et forces agissant sur un élément de pale. . . . .	62
3.3	Procédure de calcul des coefficients hydrodynamiques. . . . .	63
3.4	Illustration des difficultés rencontrées lorsque le champ de force d'un modèle actuateur est directement discrétisé sur une grille cartésienne. . . . .	65
3.5	Discrétisation volumique du support polaire en chaque point duquel les forces discrètes sont définies. . . . .	66
3.6	Interpolation du champ de force sur la grille cartésienne par noyau régularisant. . . . .	67
3.7	Illustration de l'interpolation par un noyau $W_q$ dans le cas d'un champ 2D (dans ce cas, le support du noyau est un disque de rayon $R$ ). . . . .	68
3.8	Représentation bi-dimensionnelle du noyau utilisé pour une cellule cartésienne $i$ et des volumes polaires $j$ . . . . .	69
3.9	Cas particulier de noyau partiellement rempli pour une cellule cartésienne $i$ et des volumes polaires $j$ . Vue de face sur le support cylindrique pour un actuator-disc (axe du support cylindrique perpendiculaire au plan $\vec{z}\vec{y}$ ). . . . .	69
3.10	Cas particulier de noyau partiellement remplis pour une cellule cartésienne $i$ et des volumes polaires $j$ . Vue de face sur le support cylindrique pour un actuator-line (axe du support cylindrique perpendiculaire au plan $\vec{z}\vec{y}$ ). . . . .	70
3.11	Correspondance entre le repère lié à chaque élément et le repère du domaine de simulation. . . . .	72
3.12	Exemple de chargements $\mathbf{a} : F_x^{vol}$ , $\mathbf{b} : F_y^{vol}$ , $\mathbf{c} : F_z^{vol}$ sur le support cylindrique pour un actuator-disc. . . . .	73
3.13	Principe de sélection des $n$ éléments de volume et attribution des forces pondérées sur ces éléments pour un modèle actuator-line. . . . .	74
3.14	Exemple de chargements $\mathbf{a} : F_x^{vol}$ , $\mathbf{b} : F_y^{vol}$ , $\mathbf{c} : F_z^{vol}$ sur le support cylindrique pour un actuator-line. . . . .	75
3.15	Exemple de chargements axiaux sur un actuator-line pour quatre largeurs de bande différentes. $\mathbf{a} : n = 2$ , $\mathbf{b} : n = 6$ , $\mathbf{b} : n = 10$ et $\mathbf{d} : n = 14$ . . . . .	76
3.16	Evolution des lignes de courant et iso-contours de vorticité sur un modèle actuator-disc au cours du temps pour un taux d'intensité turbulente moyen $I_\infty=3\%$ . . . . .	77

3.17	Evolution des lignes de courant et iso-contours de vorticité sur un modèle actuator-line au cours du temps pour un taux d'intensité turbulente moyen $I_\infty=3\%$ . . . . .	78
4.1	Vues du domaine de simulation CFX. En rouge, la partie qui contient le maillage fixe et en gris (vue de gauche) la partie qui contient le maillage tournant. . . . .	82
4.2	Vues du maillage tournant autour de l'hydrolienne pour la simulation CFX. . . . .	83
4.3	Présentation du raffinement local autour de l'actuator-disc et de la zone où le sillage est attendu. . . . .	85
4.4	Comparaison des champs de vitesse axiale obtenus avec CFX (haut), WCCH avec actuator-disc sans moyeu (milieu), WCCH avec actuator-disc avec moyeu sphérique (bas). . . . .	87
4.5	Comparaison des profils de vitesse axiale moyenne dans le sillage obtenus avec CFX, WCCH avec actuator-disc sans moyeu et WCCH avec actuator-disc avec moyeu sphérique. . . . .	88
4.6	Présentation de l'évolution du profil de vitesse axiale moyenne obtenu dans le sillage pour $x \in [95\text{ m}; 145\text{ m}]$ pour WCCH avec actuator-disc et moyeu sphérique. . . . .	89
4.7	Photo de la maquette d'hydrolienne utilisée lors des expériences (IFREMER [1]). . . . .	91
4.8	Schéma descriptif des simulations réalisées ( <b>D</b> correspond au diamètre du rotor de l'hydrolienne). . . . .	92
4.9	Schéma des différentes formes de moyeu (a : cas de référence, b : moyeu cylindre plat, c : moyeu sphérique, d : moyeu cylindre long). . . . .	94
4.10	Comparaison expérience/simulation du coefficient de puissance $C_P$ en fonction du TSR. . . . .	95
4.11	Comparaison expérience/simulation du coefficient de poussée $C_T$ en fonction du TSR. . . . .	96
4.12	Champs moyens $u_x^*$ (� gauche), $u_y^*$ (au milieu) et $u_z^*$ (� droite) obtenus sur les périodes temporelles <b>a</b> :[40 s;80 s], <b>b</b> :[60 s;80 s], <b>c</b> :[70 s;80 s], <b>d</b> :[75 s;80 s], dans le plan $xy$ . . . . .	102
4.13	Champs moyens $u_x^*$ (� gauche), $u_y^*$ (au milieu) et $u_z^*$ (� droite) obtenus sur les périodes temporelles <b>a</b> :[40 s;60 s], <b>b</b> :[40 s;50 s], <b>c</b> :[40 s;45 s], <b>d</b> :[50 s;70 s], dans le plan $xy$ . . . . .	103
4.14	Champs moyens $u_x^*$ (� gauche), $u_y^*$ (au milieu) et $u_z^*$ (� droite) obtenus sur les périodes temporelles <b>a</b> :[40 s;80 s], <b>b</b> :[60 s;80 s], <b>c</b> :[70 s;80 s], <b>d</b> :[75 s;80 s], dans le plan $xz$ . . . . .	104
4.15	Champs moyens $u_x^*$ (� gauche), $u_y^*$ (au milieu) et $u_z^*$ (� droite) obtenus sur les périodes temporelles <b>a</b> :[40 s;60 s], <b>b</b> :[40 s;50 s], <b>c</b> :[40 s;45 s], <b>d</b> :[50 s;70 s], dans le plan $xz$ . . . . .	105
4.16	Champs moyens $u_x^*$ (� gauche), $u_y^*$ (au milieu) et $u_z^*$ (� droite) obtenus sur la période temporelle [40 s;80 s] pour différentes périodes d'échantillonnage <b>a</b> : $\delta t = 2.5s$ , <b>b</b> : $\delta t = 1.25s$ , <b>c</b> : $\delta t = 0.5s$ , <b>d</b> : $\delta t = 0.25s$ , dans le plan $xy$ . . . . .	106

4.17	Champs moyens $u_x^*$ (à gauche), $u_y^*$ (au milieu) et $u_z^*$ (à droite) obtenus sur la période temporelle [40 s ; 80 s] pour différentes périodes d'échantillonnage <b>a</b> : $\delta t = 2.5s$ , <b>b</b> : $\delta t = 1.25s$ , <b>c</b> : $\delta t = 0.5s$ , <b>d</b> : $\delta t = 0.25s$ , dans le plan $xz$ . . . . .	107
4.18	Les différents maillages utilisés pour l'étude de convergence en espace (a : raf0, b : raf-1, c : raf-2, d : raf-3). . . . .	110
4.19	Comparaison des champs de vitesse axiale moyens dans le sillage pour une intensité turbulente ambiante de 3% (a : raf0, b : raf-1, c : raf-2, d : raf-3) . . . . .	111
4.20	Comparaison des champs d'intensité turbulente moyens dans le sillage pour une intensité turbulente ambiante de 3% (a : raf0, b : raf-1, c : raf-2, d : raf-3) . . . . .	112
4.21	Profils de vitesse axiale dans le sillage pour différents raffinements de maillage (intensité turbulente ambiante de 3%). . . . .	113
4.22	Profils d'intensité turbulente dans le sillage pour différents raffinements de maillage (intensité turbulente ambiante de 3%). . . . .	114
4.23	Comparaison des champs de pressions moyens obtenus autour d'un modèle actuator-disc pour une intensité turbulente ambiante de 3% sans moyeu (à gauche) et avec moyeu sphérique (à droite), dans le plan $xy$ . . . . .	116
4.24	Comparaison des profils de pressions et de vitesse axiales moyens obtenus autour d'un modèle actuator-disc pour une intensité turbulente ambiante de 3% sans moyeu (à gauche) et avec moyeu sphérique (à droite), dans le plan $xy$ . . . . .	116
4.25	Champs de pression instantanés observés dans la périphérie du modèle actuator-disc, à $t = 4.25 s$ dans les plan $yz$ en $x = -0.1m$ , $x = -0.05m$ , $x = 0m$ , $x = 0.05m$ et $x = 0.1m$ , pour une intensité turbulente ambiante de 3% et le niveau de raffinement raf-1. . . . .	117
4.26	Champs de pression instantanés observés dans la périphérie du modèle actuator-line, à $t = 4.25 s$ dans les plan $yz$ en $x = -0.1m$ , $x = -0.05m$ , $x = 0m$ , $x = 0.05m$ et $x = 0.1m$ , pour une intensité turbulente ambiante de 3% et le niveau de raffinement raf-1. . . . .	118
4.27	Comparaison des champs de vitesse moyens dans le sillage pour un taux d'intensité turbulente ambiant $I_\infty=3\%$ (a : Mycek et al., b : pas de moyeu, c : moyeu cylindrique, d : moyeu sphérique, e : moyeu cylindrique long.) . . . . .	121
4.28	Influence du moyeu sur les profils de vitesse axiale moyenne dans le sillage pour un taux d'intensité turbulente moyen $I_\infty=3\%$ . . . . .	122
4.29	Champs instantanés de vitesse axiale à $t = 75 s$ autour du modèle actuator-disc (haut) et du modèle actuator-line (bas) pour une intensité turbulente ambiante de 3% sans moyeu et pour le raffinement raf-1. . . . .	123
4.30	Comparaison des champs de vitesse axiale moyenne dans le sillage pour un taux d'intensité turbulente ambiant $I_\infty=3\%$ entre le modèle actuator-line (colonne de gauche) et le modèle actuator-disc (colonne de droite). . . . .	124

4.31	Influence du modèle d'hydrolienne (AD ou AL) sur les profils de vitesse axiale moyenne dans le sillage pour un taux d'intensité turbulente moyen $I_{\infty}=3\%$ . . . . .	124
4.32	Comparaison des champs de taux d'intensité turbulente moyens dans le sillage pour un taux d'intensité turbulente ambiant $I_{\infty}=3\%$ (a : Mycek et al., b : pas de moyeu, c : moyeu cylindrique, d : moyeu sphérique, e : moyeu cylindrique long.) . . . . .	127
4.33	Comparaison des champs de taux de cisaillement moyens dans le sillage pour un taux d'intensité turbulente ambiant $I_{\infty}=3\%$ (a : Mycek et al., b : pas de moyeu, c : moyeu cylindrique, d : moyeu sphérique, e : moyeu cylindrique long.) . . . . .	128
4.34	Influence du moyeu sur les profils de taux d'intensité turbulente moyenne dans le sillage pour un taux de turbulence moyen $I_{\infty}=3\%$ . . . . .	129
4.35	Champs instantanés de vorticit�� à $t = 75 s$ autour du mod��le actuator-disc (haut) et du mod��le actuator-line (bas) pour une intensit�� turbulente ambiante de 3% sans moyeu et pour le raffinement raf-1. . . . .	130
4.36	Influence du mod��le d'hydrolienne (AD ou AL) sur les profils de taux d'intensit�� turbulente moyenne dans le sillage pour un taux de turbulence moyen $I_{\infty}=3\%$ . . . . .	131
4.37	Comparaison des taux d'intensit�� turbulente moyens ( <b>a</b> ) et de taux de cisaillement moyens ( <b>b</b> ) dans le sillage pour un taux d'intensit�� turbulente ambiant $I_{\infty}=3\%$ entre le mod��le actuator-line (colonne de gauche) et le mod��le actuator-disc (colonne de droite). . . . .	132
4.38	Comparaison des champs de vitesse moyens dans le sillage pour un taux d'intensit�� turbulente moyen ambiant $I_{\infty}=15\%$ (a : Mycek et al., b : pas de moyeu, c : moyeu cylindrique, d : moyeu sphérique, e : moyeu cylindrique long) . . . . .	133
4.39	Influence du moyeu sur les profils de vitesse axiale moyenne dans le sillage pour un taux d'intensit�� turbulente moyen ambiant $I_{\infty}=15\%$ . . . . .	134
4.40	Comportement dynamique du sillage derri��re une hydrolienne dans le cas d'un courant incident faiblement turbulent ( <b>a</b> ) et dans le cas d'un courant incident moyennement turbulent ( <b>b</b> ). . . . .	135
4.41	Comparaison des champs de taux d'intensit�� turbulente moyens dans le sillage pour un taux d'intensit�� turbulente moyen ambiant $I_{\infty}=15\%$ (a : Mycek et al., b : pas de moyeu, c : moyeu cylindrique, d : moyeu sphérique, e : moyeu cylindrique long) . . . . .	136
4.42	Influence du moyeu sur les profils de taux d'intensit�� turbulente moyen dans le sillage pour un taux de turbulence moyen ambiant $I_{\infty}=15\%$ . . . . .	137
5.1	Agencement des hydroliennes pour le cas d��monstratif de production ��nerg��tique. . . . .	142
5.2	Cas d��monstratif de production ��nerg��tique pour une ferme de sept hydroliennes. . . . .	144
5.3	Topographie de fond marin : Zone du Raz-Blanchard utilis��e pour le cas d��monstratif de trois hydroliennes en fonctionnement sur une topographie de fond marin variable. . . . .	147

5.4	Description du domaine de simulation et du maillage spatial associé. .	148
5.5	Cas démonstratif de trois hydroliennes en fonctionnement sur une topographie de fond marin variable à différents instants. . . . .	149
5.6	Estimation des ressources de calcul nécessaires pour faire fonctionner l'outil de simulation. Application à trois scénarios de calcul : une hydrolienne seule, une ferme pilote de 10 hydroliennes et une ferme à pleine échelle de 100 hydroliennes. . . . .	151



## Résumé

L'objectif principal de ce doctorat constitue la première étape de création d'un outil dédié à l'optimisation de fermes d'hydroliennes. Un tel outil devrait permettre, à terme, de déterminer l'agencement optimal des machines sur un site donné, pour en extraire la ressource de manière efficace et rationnelle. Le travail présenté dans ce manuscrit décrit cette première étape. L'outil est composé d'un solveur dédié à la résolution des équations de Navier-Stokes avec une approche faiblement compressible. Elles sont résolues de manière explicite dans un formalisme volumes-finis et sur une grille pleinement cartésienne. Afin d'obtenir un bon compromis entre temps de calcul et précision, la prise en compte des hydroliennes est réalisée par l'intermédiaire de modèles basés sur les méthodes actuatrices qui sont couplés au solveur fluide. En premier lieu, la formulation du solveur et le développement d'une méthode de prise en compte de la viscosité sont présentés et validés. Cette formulation est ensuite adaptée à notre problématique en introduisant un premier modèle de turbulence en approche LES. Des conditions de vitesses d'entrée turbulentes sont mises en place de manière à pouvoir prendre en compte des écoulements réalistes. Une attention toute particulière est portée à la minimisation de la diffusion numérique, garantissant ainsi la bonne prise en compte des sillages en aval des hydroliennes. Enfin, deux modèles (actuator-disc et actuator-line) sont présentés et validés sur des cas numériques et expérimentaux d'écoulements autour d'hydroliennes.



# Introduction

A la cité de la mer de Cherbourg, le 30 septembre 2013, le président de la République Française a affirmé, en ouverture d'une table ronde sur les énergies marines renouvelables, que « La France peut être leader en matière d'énergies renouvelables et surtout d'énergies renouvelables marines » et rappelé qu'elle s'est fixée un objectif ambitieux : porter à au moins 23 % la consommation d'énergie produite à partir de gisements renouvelables d'ici à 2020. Il a également annoncé à cette occasion, le lancement d'un appel pour construire quatre fermes pilotes hydroliennes, dont l'une au Raz Blanchard, une passe connue pour détenir l'un des plus puissants courants d'Europe (vitesses maximales observées en vives-eaux comprises entre  $2.5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $4.5 \text{ m.s}^{-1}$  pour un coefficient de marée de 95).

Aujourd'hui, la consommation croissante d'énergie (9943,8 MTep en 2003 et 12730,4 MTep en 2013 [2]) couplée aux bilans alarmants des spécialistes de l'environnement et du climat, et à de nombreux rapports d'experts qui annoncent une diminution drastique des stocks d'énergies fossiles, tend à favoriser un retour vers ces sources d'énergies renouvelables et durables.

Très récemment, un engouement tout particulier s'est développé pour les énergies marines telles que : l'énergie de la houle, l'énergie des courants marins, l'éolien offshore, l'énergie thermique des mers (ETM), mais aussi l'énergie osmotique et celle de la biomasse algale. En effet, certains pays, comme la France, ont un domaine maritime très important et souhaitent profiter de ces ressources durables et renouvelables. Enfin, la littoralisation croissante et globale de la population mondiale vient renforcer l'intérêt porté aux Energies Marines Renouvelables (EMR) [3]. De manière à accompagner le développement de ces technologies, différents scénarios ont été envisagés à l'échelle européenne, mais aussi aux échelles nationales. Leur but est de planifier et d'organiser le développement des filières, en vue d'une utilisation rationnelle des gisements. Une étude prospective à horizon 2030 a d'ailleurs été réalisée en 2011 à ce propos [3]. Cette étude souligne notamment que la coopération des acteurs industriels avec ceux de la recherche et les différents acteurs de la mer est nécessaire pour permettre de mutualiser les études d'impact, les coûts d'entretien et minimiser les conflits d'usages. Le partenariat entre le laboratoire de recherche LHEEA et l'entreprise Alstom, qui a financé ce doctorat, rentre donc totalement dans ces préconisations. Cette synthèse prospective montre également, dans le cadre de ce scénario normatif, que l'apport d'énergie renouvelable française issue du milieu marin représenterait en 2020 2.5% (7.7% énergie éolienne comprise) de l'énergie renouvelable totale produite si la France respecte les objectifs européens en matière d'énergie, soit + 20 MTep d'énergies renouvelables à l'horizon 2020. On voit donc, au regard de cette étude, qu'il est tout à fait possible au niveau national de contri-

buer de manière significative aux objectifs de l'Union Européenne en développant la filière des énergies Renouvelables Marines (EMR) et de cette manière, aider la France à tenir ses engagements en matière de production et de consommation énergétique. Dans ce contexte, l'entreprise Alstom, qui est un des acteurs principal du domaine des énergies dans le monde souhaite développer et diversifier ses filières. Étant donné le potentiel énergétique marin français, l'hydrolien fait partie des axes de développement menés par Alstom au sein de son entreprise. De manière à être capable de concevoir et réaliser des projets de centrales de production d'énergie hydrolienne, les bureaux d'études d'Alstom souhaitent se doter d'un certain nombre d'outils dédiés.

Cette thèse, qui s'intéresse à la création d'un outil capable de modéliser de la manière la plus précise possible les sillages lointains d'hydroliennes, va dans ce sens. En effet, pour être capable d'exploiter de manière optimale le gisement hydrolien d'une zone donnée, les hydroliennes seront probablement disposées sous forme de ferme (ou champs). Il sera alors nécessaire d'optimiser leur agencement en tenant compte des effets de sillages de chacune des machines de manière à maximiser le rendement global de l'installation et donc l'énergie qui sera extraite.

**La technologie hydrolienne :** Une hydrolienne peut se définir comme un système qui extrait l'énergie d'un courant marin ou fluvial à l'état naturel et qui la restitue sous forme d'électricité. C'est à dire que l'on peut éliminer de cette catégorie toutes les applications de turbines liées à l'hydroélectricité, dans lesquels le fluide est canalisé et contraint afin de maximiser son potentiel énergétique et extraire au mieux l'énergie qu'il renferme. Il est à noter que les usines marémotrices sont en général incluses dans la catégorie des hydroliennes, mais on distingue ce type d'installation, dite installation en barrage ou en clôture, de celles où les hydroliennes sont directement et simplement disposées dans la zone que l'on souhaite exploiter. C'est ce dernier type de systèmes qui est le sujet central de notre travail.

L'hydrolienne est une technologie considérée comme émergente, car encore jeune d'un point de vue industriel. En revanche elle bénéficie en partie du retour d'expérience que l'ont peut avoir dans le domaine de l'éolien et plus généralement encore dans les domaines où des hélices sont présentes (aéronautique, propulsion navale, hydroélectricité,...).

Cette technologie, qui a pour vocation à moyen terme de s'intégrer au mix énergétique existant, présente des avantages non négligeables, dont un principal qui la démarque des autres : la prédictibilité de la ressource qu'elle exploite. De la même manière que les éoliennes ou les panneaux solaires, les hydroliennes exploitent une source d'énergie naturelle et renouvelable. Elles ont un impact moindre, par rapport aux éoliennes, sur le milieu qui les entourent du fait de leur faible vitesse de rotation et de la surface réduite balayée par les pales. En effet, à puissance égale, les installations hydroliennes nécessitent un diamètre de rotor réduit par rapport aux installations éoliennes, car la masse volumique du fluide exploité, l'eau, est à peu près huit cent fois supérieure à celle de l'air. De plus, du fait de leur localisation, les hydroliennes produisent également très peu de perturbations visuelles et sonores pour l'homme. Comparées aux usines marémotrices, les hydroliennes ont un impact moindre sur leur environnement en terme de perturbations anthropiques pour leur

installation. En effet, leur installation étant plus rapide et moins conséquente, l’empreinte et l’impact engendré sur l’environnement est plus faible [4]. Du fait de leur propriété ponctiforme (à mettre en opposition avec les installations sous forme de barrage), elles n’engendrent pas non plus de modification des cycles de marées lors de leur fonctionnement. Cependant, les hydroliennes présentent quelques désavantages qu’il convient de citer. En effet, même si leur impact sur l’environnement est minimum et très localisé par rapport à d’autres systèmes énergétiques, les hydroliennes peuvent modifier le transport sédimentaire environnant et ainsi influencer sur la faune et la flore. Globalement, les études d’impact restent très peu nombreuses à l’heure actuelle du fait de la jeunesse de cette technologie et de l’absence de fermes industrielles. Il faudra donc être prudent lorsque la taille des projets hydroliens deviendra importante [4]. Une autre classe de désavantages liés à cette technologie concerne l’aspect fonctionnel des machines. En effet, elles évoluent dans un milieu très rude du point de vue de la résistance des matériaux, notamment en terme de corrosion et de biofouling.

Différents types d’hydroliennes existent : les plus connues sont les hydroliennes à axe horizontal et celles à axe vertical (ou axe transverse). Dans ce dernier cas, l’axe de rotation de la machine est perpendiculaire au fond marin. D’autre type d’hydroliennes existent comme les hydroliennes à ailes battantes ou encore les hydroliennes à roue à aube dignes descendantes des moulins à eaux. On trouve également des technologies qui intègrent un convergent (tuyère) dans le but de maximiser l’énergie extraite, mais cela peut se révéler préjudiciable pour des machines de grande taille, leur prix augmentant alors de façon très conséquente.

D’autre part, différents choix technologiques peuvent et doivent être fait pour "habiller" la partie extractrice de l’énergie du courant. En effet, une turbine et son moyeu ne peuvent exister sans une structure qui les maintienne et qui permette à l’ensemble ainsi constitué de rester en place pendant son fonctionnement. Il existe plusieurs type de support qui dépendent de la technologie d’hydrolienne choisie :

- Des supports flottants peuvent être utilisés dans le cas d’hydroliennes qui opèrent proche de la surface libre. Ces supports maintiennent la machine proche de la surface et sont en général ancrés.

- D’autres, dit à base gravitaires ou à pieux, sont utilisés pour les hydroliennes qui opèrent sur les fonds marins. Ces supports lestent ou fixent la machine au fond de la mer et lui permettent de rester en place pendant son fonctionnement.

- Enfin il existe d’autres supports pour les hydroliennes qui opèrent entre deux eaux. Ils peuvent être constitués d’ancrages associés à des flotteurs, ou bien d’ancrages associés à des profils portants qui maintiennent la machine à une certaine distance du fond marin.

Pour extraire de façon optimale l’énergie de la ressource, on cherche à maximiser les performances globales des hydroliennes. En général, les machines sont construites de manière à être adaptées aux grandeurs moyennes des écoulements présents sur le site sur lequel elles vont évoluer. Néanmoins la ressource présente souvent des aléas physiques (incidence et "intensité" du courant changeante) et il peut être opportun de veiller à augmenter leur adaptativité, en mettant en place des organes et stratégies de contrôle, qui peuvent concerner l’orientation globale de la machine par rapport au courant incident, l’angle d’attaque des pales ou enfin la vitesse de rotation globale

de la machine. Certains constructeurs préfèrent néanmoins minimiser ces organes et rester sur des machines "simples" pour minimiser les coûts de maintenance.

Enfin un dernier aspect à prendre en compte, d'un point de vue industriel est la durée de vie de telles machines, le coût financier et l'impact écologique qui lui est associé dans le cas d'une désinstallation ou bien d'une rénovation par exemple.

**Sites potentiels et stratégies d'implantation :** Différentes visions existent en ce qui concerne l'implantation et le développement de la technologie hydrolienne. Certains voient en elle un moyen de production local qui permettrait par exemple à des zones géographiquement reculées d'avoir accès à l'électricité. D'autres adoptent une vision industrielle (à grande échelle) qui aurait pour but d'extraire le plus efficacement possible l'énergie présente sur un site potentiel, en maximisant sa production et en mutualisant les structures de transport et de maintenance pour réduire le coût [5]. Dans cette dernière configuration, pour extraire de manière économiquement viable l'énergie des courants marins, les hydroliennes sont installées sous forme de parcs ou fermes, qui sont en fait un regroupement, sur une zone donnée, de machines inter-connectées et qui obéissent à une loi de régulation commune. On cherche alors à maximiser le rendement global de la ferme et non plus celui de chaque machine. La majeure partie des projets, même s'ils sont pour le moment de petite taille, sont des démonstrateurs, qui ont pour vocation de montrer la viabilité de la technologie pour, *in fine*, développer la filière industrielle propre à chaque pays.

Pour le moment il n'existe pas de parc à l'échelle industrielle à proprement parler, les hydroliennes qui sont en fonctionnement en zone maritime sont des démonstrateurs. Cependant, quelques exemples localisés de «mini-fermes» en fonctionnement existent. Par exemple, le parc construit par l'entreprise Verdant Power sur la Roosevelt Island autour de Manhattan dans le cadre du projet RITE (Roosevelt Island Tidal Energy) extrait l'énergie de la East river depuis 2002, année durant laquelle ont commencé deux phases de test sur 6 machines en fonctionnement. En février 2012, l'état de New York a commandé une ferme de 30 machines d'un peu moins de 5 m de diamètre qui représenteront une puissance totale de 1.05 MW et qui devrait entrer en opération en 2015 [6]. En France, deux projets de fermes pilotes (entre 5 et 10 hydroliennes de puissance supérieure à 1 MW) ont été retenus début décembre 2014. Ces projets qui seront localisés dans le Raz-Blanchard au large du Cotentin sont portés par les alliances d'entreprises EDF énergie nouvelle/DCNS ainsi que celle de GDF-Suez/Alstom. Bien que ces projets de ferme soient les premiers en passe d'être concrétisés au monde, ils sont pour le moment loin des objectifs que les états se sont fixés en terme de pourcentage d'énergie d'origine renouvelable.

Mis à part ces quelques exemples de faible puissance, il n'existe pas encore de grande centrale de production d'énergie hydrolienne et la plupart des gisements restent à l'heure actuelle inexploités. Dans les paragraphes suivants, nous décrirons ces gisements, qui sont communément regroupés sous le nom de sites potentiels. Ce qu'on appelle un site potentiel est en fait une zone propice à l'installation d'hydroliennes. Pour comprendre comment sont définis ces sites, il faut en premier lieu comprendre d'où viennent les courants marins. Les courants marins peuvent être séparés en deux catégories. La première est celle des grands courants océaniques, aussi appelée circulation thermohaline, qui est le fruit des différences de températures et de salinités

entre les masses d'eau associée à différents phénomènes de surface qui modifient cette circulation (transport d'Ekman et courants géostrophiques). La deuxième catégorie, est celle des courants de marée, qui sont engendrés par la montée et descente périodique du niveau de la mer provoqué par le phénomène de gravitation due à la position de la lune et du soleil par rapport à la terre.

La première catégorie de courants, n'est pas celle qui est visée par les développeurs hydroliens pour l'instant. En effet, ils sont situés en eaux profondes, et cela pose des problèmes évidents de raccordement. Ces courants sont également assez faibles et les machines utilisées devraient donc être beaucoup plus grandes pour extraire une quantité suffisante d'énergie. Ces deux problèmes sont des freins à l'exploitation potentielle des grands courants océaniques et les professionnels du domaine se concentrent donc en premier lieu sur la deuxième catégorie de courants que sont les courants de marée.

Au niveau mondial, la capacité de production énergétique d'origine hydrolienne est estimée entre 50 et 100 GW pour des courants d'un minimum de 2,5 m/s [7]. Les sites potentiels identifiés se trouvent en général sur les zones de fort marnage, où la configuration topographique favorise des effets venturi locaux, par exemple dans les rias (ou abers), les détroits (ou goulets), ou encore les baies et les golfes. La figure 1 représente une vue globale du marnage quotidien moyen dans le monde. Cette carte permet donc d'identifier les sites potentiellement intéressants, mais n'est pas suffisante pour déterminer avec précision au niveau local les endroits qui présentent un réel intérêt. Il sera donc nécessaire de compléter cette étude avec des cartes locales de courantologie, de bathymétrie et de nature des fonds pour distinguer les zones qui sont réellement intéressantes d'un point de vue hydrodynamique mais aussi exploitables sans perturbations majeures de l'environnement.

De la même manière qu'au niveau mondial, les estimations du potentiel énergétique hydrolien européen ne sont pas très précises et font souvent l'amalgame entre l'énergie qu'il serait possible d'extraire au moyen de systèmes marémoteurs et celle que l'on peut extraire au moyen d'hydroliennes. Par exemple, le gouvernement du Royaume-Uni estime ses ressources totales provenant des marées entre 25 et 30 GW. Cependant, si on prend en compte les considérations topographiques et technologiques, le potentiel hydrolien du Royaume-Uni se réduit à 6 GW [7].

Le rapport de la mission d'étude sur les énergies renouvelables de Mars 2013 présente un tableau récapitulatif qui estime un gisement de 11 GW en Europe, avec plus de la moitié au Royaume-Uni (6 GW) et un peu moins du tiers en France (3,4 GW) (référence :Etude sur le marché hydrolien (cabinet Business Crescendo - 2012)), ce qui fait de ces deux pays les plus concernés par cette ressource. De plus, cette étude sous estime légèrement le gisement. En effet, plus loin dans ce même rapport, on trouve un gisement français estimé à 6 GW quand on y ajoute les zones fluviales, estuariennes, et le potentiel de l'île anglo-normandes d'Aurigny. Deux facteurs font varier les estimations : tout d'abord, la vitesse minimale de courant estimée suffisante d'exploitation du gisement, et ensuite, l'état de l'art de la technologie existante. On comprend donc que plus la technologie va évoluer, plus les estimations de gisement seront optimistes.

En France, différents sites potentiels en mer ont été identifiés. Ils se situent principalement en Basse-Normandie (Raz Blanchard et Raz Barfleur) (> 3 GW), et en

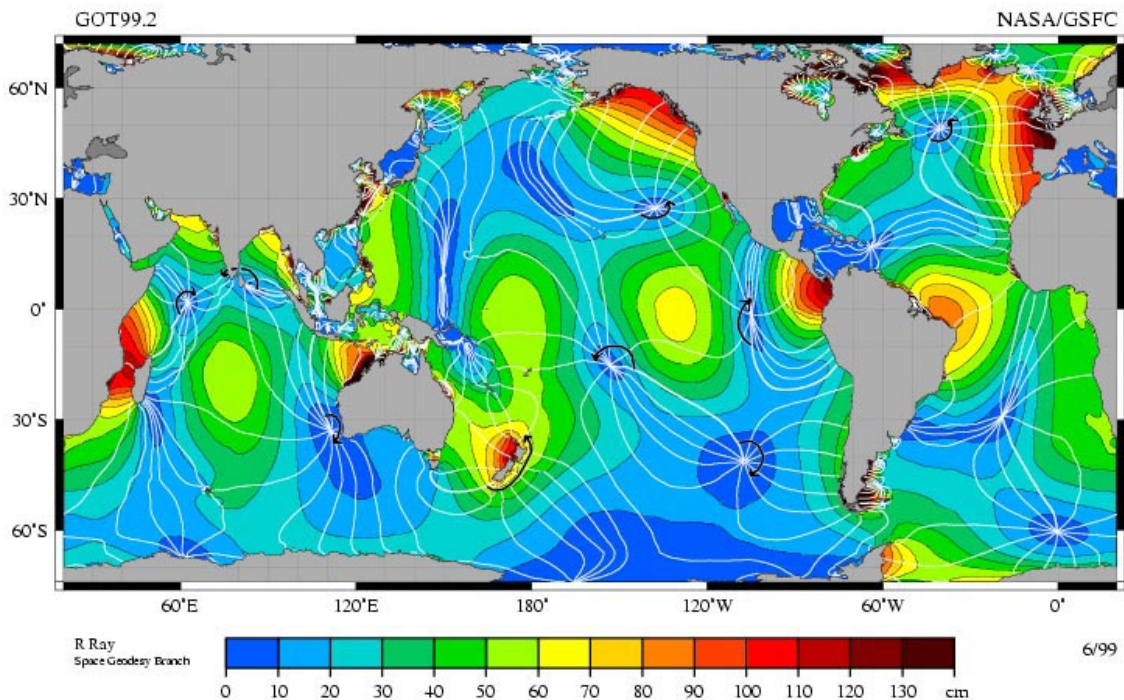


FIGURE 1 – Marnage quotidien moyen mondial (NASA)

Bretagne (passage du Fromveur et Raz de Sein) ( $> 500$  MW). Certains sites potentiels identifiés sont également fluviaux ou estuariens comme par exemple celui de la Gironde qui est estimé à 100 MW. Dans un souci de rationalisation et d'optimisation future de l'exploitation du gisement national, son attribution à de potentiels opérateurs passe par la création de sites dédiés à l'hydrolien. Un site d'essai en mer a d'ailleurs été créé au large de Paimpol-Bréhat dans les Côtes d'Armor. Ce site, qui est l'homologue français du site d'essais écossais EMEC (European Marine Energy Center), va permettre aux développeurs de venir tester leurs prototypes en conditions réelles avant de passer à l'étape ultérieure qui est l'élaboration d'une ferme pilote (il est à noter qu'il existe également un site d'essais fluvial dans la Garonne sous le pont de pierre de Bordeaux (SEENEOH)). De plus, deux fermes pilotes sont également prévues et vont permettre le développement et l'installation des premiers parcs hydroliens commerciaux sur les sites du raz Blanchard et du passage du Fromveur. Différents développeurs se positionnent sur les projets français : Alstom et son hydrolienne Oceade ; Hydrohélix et ses hydroliennes Sabella ; LGI et leur hydrolienne BlueStream ; OpenHydro ; Voith Hydro et leur hydrolienne HyTide ; ou encore les sociétés Hydroquest et Tidalys qui commercialisent des hydroliennes flottantes.

## La recherche

Comme le système étudié (l'hydrolienne) est une production d'ingénierie relativement complexe, elle fait appel à plusieurs corps de métiers lors de son développement et de sa construction. La recherche appliquée qui en découle touche donc naturellement plusieurs domaines, à savoir l'hydrodynamique, qui est une branche de la

mécanique des fluides et à laquelle nous nous intéresserons dans ce doctorat, mais aussi l'électrotechnique et l'électromagnétisme, la mécanique du solide, l'étude des matériaux, ou encore la biologie marine. La recherche en hydrodynamique sur les hydroliennes s'intéresse à différentes composantes : l'étude des performances globales des machines de manière à maximiser l'énergie qu'elles produisent, l'étude de leur sillage en vue de l'optimisation de leur agencement au sein d'une ferme, les comportements globaux de fermes et la maximisation de leurs rendements, les techniques d'ancrage, le transport sur site et le déploiement (commissioning/decommissioning), les études spécifiques concernant les phénomènes de cavitation, ... Les principales sources du financement de ces recherches viennent de projets qui regroupent des industriels et des chercheurs, ou bien simplement d'études directement financées par les industriels et conduites par des unités de recherches. Les problématiques abordées sont donc en général au plus près des besoins et questionnements des développeurs. Comme dans de nombreux domaines de l'ingénierie, des études expérimentales sont généralement menées pour vérifier les performances d'un prototype. Elles mobilisent des moyens d'essais qui peuvent être importants et venir augmenter de façon significative le coût global de développement de la technologie. C'est pourquoi, de plus en plus souvent, les chercheurs essaient de diminuer leur nombre et de les compléter ou les remplacer par des études numériques, qui font appel à des outils de simulation basés sur les équations plus ou moins simplifiées de la mécanique des fluides. Le recours à ce genre d'outils est de plus en plus fréquent du fait de l'augmentation de la puissance des moyens de calculs informatiques. Dans ce cadre, les outils mis à la disposition des ingénieurs et chercheurs qui travaillent dans le domaine de l'énergie hydrolienne sont assez limités. En effet, bien que les outils classiques de la mécanique des fluides numérique puissent être utilisés pour étudier l'écoulement autour d'une machine seule, ils sont en général trop coûteux en temps pour des études qui concernent plusieurs hydroliennes en interaction. À l'opposé on retrouve les outils d'océanographie physique, qui permettent d'étudier des écoulements à des échelles côtières ou estuariennes, mais qui restent très grossiers pour étudier les écoulements au sein d'une ferme d'hydroliennes. Nous voyons donc apparaître un besoin réel d'outils de simulation dédiés à l'optimisation de l'agencement des fermes d'hydroliennes.

Notre travail s'intéresse directement à cette problématique et nous présentons, dans la partie suivante, les objectifs détaillés de ce doctorat en décrivant l'outil final vers lequel nous voulons tendre et les propriétés qu'il devra avoir. Nous présentons également les différentes méthodes et formulations disponibles et motivons les choix qui ont été faits. Nous présentons ensuite le solveur fluide que nous utilisons, et les validations qui ont été réalisées à chaque étape de développement. Dans un second temps nous détaillons les développements additionnels qui ont été ajoutés au code de calcul, de manière à ce qu'il soit capable de prendre en compte des sillages turbulents. Nous présentons également les méthodes qui ont été mises en place pour prendre en compte les hydroliennes. Enfin, nous validons la méthode dans son ensemble sur des cas de comparaison, avec des résultats obtenus avec un code industriel et des essais expérimentaux. Pour conclure, nous mettons en perspective l'outil constitué en présentant deux cas démonstratifs, et ouvrons le sujet à travers une conclusion sur le travail réalisé et des propositions de développement de l'outil.



# Chapitre 1

## Motivation et contexte

### 1.1 Objectifs

#### 1.1.1 Méthodologie de développement

L'objectif principal de ce doctorat constitue la première étape de création d'un outil dédié à l'optimisation de fermes d'hydroliennes. Un tel outil devrait permettre, à terme, de déterminer l'agencement optimal des machines sur un site donné, pour en extraire la ressource de manière efficace. Cette efficacité sera définie suivant un ou plusieurs critères choisis au préalable, comme par exemple la maximisation de l'énergie produite, ou bien la minimisation du coût d'installation.

Avant de pouvoir atteindre cet objectif final, il a été nécessaire de définir l'architecture globale de cet outil et de le penser dans son ensemble, afin d'adopter une stratégie de développement optimale qui permette d'une part, de prévoir les communications entre les différents blocs qui composeront l'outil, et d'autre part de développer en premier les blocs nécessaires au fonctionnement basique de l'outil. La figure numéro 1.1 détaille cette architecture. On voit apparaître une boucle globale d'optimisation qui pilote un solveur dédié de fermes d'hydroliennes. Le bloc solveur peut se décliner en trois sous parties, à savoir une partie solveur fluide qui résout les équations de la mécanique des fluides et permet de prendre en compte l'environnement (turbulence, houle, topographie du fond de la mer), une partie modèles de machines qui représente les hydroliennes, et une partie contrôle qui permet de piloter les machines (pilotage de fermes).

Il a ensuite été nécessaire d'établir un ordre de priorité dans ces développements, afin de choisir ce que nous allons réaliser au cours de ce doctorat. En effet, il n'est pas envisageable de développer et de valider, dans une démarche de recherche minutieuse, la totalité de ces éléments dans le cadre d'une thèse seule. C'est pourquoi les travaux qui concernent l'optimisation de fermes seront menés *a posteriori* et ne sont donc pas traités dans cette thèse. Au cours de ce doctorat, nous avons concentré nos efforts sur la création et la validation de la «partie opérative» de l'outil, c'est à dire le solveur dédié.

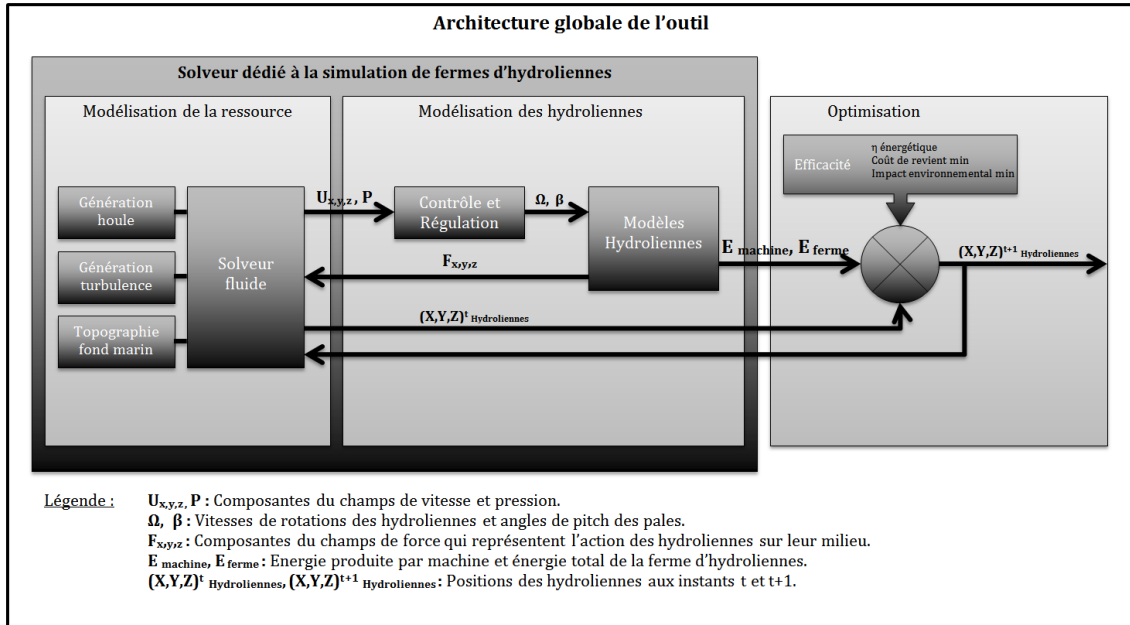


FIGURE 1.1 – Architecture globale de notre outil

## 1.1.2 La phénoménologie

La création de la partie solveur constitue le coeur de cette thèse. Il s'agit de mettre en place un outil dédié permettant de résoudre les équations de la mécanique des fluides, et de fournir l'évolution des grandeurs qui caractérisent l'état du fluide autour des hydroliennes au cours du temps. L'évolution de ces grandeurs dépend à la fois du fonctionnement des hydroliennes mais également des phénomènes physiques présents dans le milieu où l'on exploite la ressource. Il faut donc identifier ces phénomènes, et déterminer ceux qui vont être prédominants dans le fonctionnement d'une ferme d'hydroliennes. On peut dès à présent distinguer 2 parties : la modélisation des hydroliennes et la modélisation de la ressource. En ce qui concerne le premier point, il s'agit de mettre en place une méthode qui est à la fois capable de prendre en compte l'impact d'une hydrolienne sur l'écoulement environnant, et aussi de déterminer l'énergie produite par la machine. On peut soit passer par une méthode maillée où la structure est discrétisée spatialement en utilisant les méthodes classiques de prise en compte de frontières, ou bien, par un modèle qui recrée le comportement global d'une hydrolienne en fonction des propriétés physiques de l'écoulement incident. La modélisation de la ressource est aussi un point important dans la mise en place de cet outil. Sur cet aspect plusieurs paramètres sont à prendre en compte :

- le courant et la turbulence
- la topographie du fond de la mer
- la surface libre (présence de houle notamment).

Le premier des phénomènes à prendre en compte est bien sûr le courant et ses propriétés turbulentes. Pour modéliser cette caractéristique du gisement hydrolien, il est généralement fait appel à des outils statistiques qui, au moyen de spectres caractéristiques obtenus par des mesures ponctuelles faites sur site, génèrent des champs

de vitesses incidents réalistes.

La prise en compte de la topographie du fond de la mer a également une importance majeure puisqu'elle va influencer sur la dynamique du mouvement de l'eau sur un site donné, et notamment sur les profils de vitesse locaux. La prise en compte de la topographie du fond marin sera d'autant plus importante que les hydroliennes opèrent près du fond marin. Cette étape sera initiée en fin de manuscrit.

Enfin, la houle constitue un phénomène important à prendre en compte. Cependant, il a été choisi de ne pas le traiter au cours de ce travail de doctorat, car nous considérons qu'il constitue un sujet à part entière et qu'il est préférable de l'étudier *a posteriori*. Néanmoins, ce phénomène n'est pas négligeable car la dynamique du courant est modifiée par la présence de houle entraînant des chargements souvent conséquents sur les pales des hydroliennes et leur structure support. Ces chargements deviennent plus importants à mesure que l'on se rapproche de la surface libre (interface eau/air). Les projets de fermes hydroliennes actuels étant prévus dans des eaux peu ou moyennement profondes, il sera important, à terme, de prendre en compte ce phénomène. Il constituera donc un des axes principal de développement de l'outil à réaliser à l'issue de ce doctorat.

### 1.1.3 Critères et propriétés attendus de l'outil

L'outil ainsi constitué devra répondre à trois critères et présenter certaines propriétés pour satisfaire à l'objectif final du projet dans lequel s'inscrit ce doctorat. Il devra être capable de prédire la production énergétique d'une ferme en fonctionnement. Pour cela, les modèles utilisés pour représenter les hydroliennes devront donc être suffisamment précis. L'outil devra également être conçu pour pouvoir simuler le comportement de plusieurs dizaines de machines fonctionnant en interaction et être intégré dans une boucle d'optimisation *a posteriori*. Il devra donc être capable de fournir des résultats satisfaisants en un temps raisonnable, et être assez léger d'un point de vue de l'utilisation des ressources de calcul pour une hydrolienne seule, de manière à rester viable dans le cas d'une ferme. Enfin, afin de répondre au problème d'agencement de fermes d'hydroliennes, l'outil devra être en mesure, si besoin, d'advecier les écoulements de manière réaliste et précise partout dans le domaine de simulation, en minimisant les dissipations numériques. En effet, dans ce type d'applications, les effets de sillages seront aussi importants à simuler que la prédiction précise de la production du système énergétique. Nous privilégierons donc des schémas de discrétisation temporels et spatiaux suffisamment précis.

## 1.2 Etat de l'art

Il existe, dans la littérature générale concernant la mécanique des fluides numérique, différentes méthodes pour résoudre les équations de Navier-Stokes. Ces méthodes font des hypothèses simplificatrices plus ou moins fortes et permettent ainsi de simuler les écoulements de manière plus ou moins réaliste. Dans le domaine de l'hydrolien, nous retrouvons ces mêmes méthodologies qui, couplées à un modèle ou une méthode de prise en compte des corps, permettent de simuler l'écoulement fluide autour d'une ou plusieurs machines.

Globalement, on note qu'un grand nombre de méthodologies sont communes aux domaines de l'hydrolien et de l'éolien. Certaines références bibliographiques issues de ce dernier domaine viennent donc naturellement enrichir la réflexion menée dans le cadre de notre travail. Il existe notamment plusieurs notes de synthèses en lien direct avec le sujet que nous traitons, qui nous renseignent sur les avantages et inconvénients des différentes méthodes de CFD (Computational Fluid Dynamics) disponibles. Elles abordent aussi bien les aspects modélisation de la ressource que les aspects modélisation des machines [8] [9]. Un grand nombre d'études plus spécialisées viennent enfin préciser certains aspects, qui peuvent par exemple concerner la turbulence de sillage [10] [11], ou encore les performances globale des hydroliennes [12] [13].

Il est très difficile, au regard de la littérature liée à ce domaine, de décrire de façon séparée la partie modélisation de la ressource et celle de la modélisation des hydroliennes. En effet, les méthodologies adoptées sont souvent imbriquées, et un modèle de machine est souvent dépendant des hypothèses simplificatrices faites sur les équations de Navier-Stokes pour simuler les champs de vitesse et de pression qui caractérisent l'écoulement environnant. Nous décrirons donc dans les paragraphes suivants les différentes formulations existantes à travers une description par outils, qui semble adaptée à notre problématique.

### 1.2.1 Outils orientés calculs de performances et de charge- ments

De manière prédominante, nous trouvons des outils basés sur la méthode Blade Element Momentum (BEM) [14] [15] [12] [16], qui permettent de réaliser des calculs de chargements et de performance. Cette méthode est basée sur le principe de conservation de la quantité de mouvement appliqué de manière discrète le long des pales de l'hydrolienne. En pratique, le rotor est divisé en un nombre fini d'éléments indépendants auxquels sont attribuées des forces calculées à partir de coefficients hydrodynamiques (aérodynamiques dans le cas d'une éolienne) eux-mêmes déterminés en fonction d'un lot de paramètres qui caractérisent l'écoulement incident entrant dans la machine, ainsi que de la configuration et des propriétés géométriques de cette machine. Ces outils n'étant valides (dans leur état le plus basique) que pour des écoulements axiaux, différentes corrections leur sont généralement ajoutées pour qu'ils puissent tenir compte des aléas inhérents au gisement comme :

- le non-alignement de l'écoulement incident avec l'axe du rotor
- les pertes de pied et de bout de pales
- les rotors fortement chargés.

Ce type d'outil est assez efficace pour faire du design de machines et il est très utilisé dans l'industrie de par ses faibles coûts de calcul. Il permet donc très facilement d'optimiser les performances d'une machine au moyen de calculs récursifs. En revanche, ces outils ne sont pas prévus pour modéliser les effets de sillages et il est donc, par conséquent, impossible de les utiliser seuls pour optimiser un agencement de ferme. Or, quand il s'agit de production d'énergie hydrolienne, la prise en compte du sillage prend une importance non négligeable car, dans une optique de rationalisation des gisements hydroliens, les machines sont installées sous forme de ferme et

interagissent les unes avec les autres. Il est donc nécessaire de mettre en place des outils prenant en compte de manière globale l'ensemble des phénomènes essentiels à l'optimisation des rendements énergétiques des fermes d'hydroliennes et non plus uniquement les phénomènes locaux permettant de caractériser la performance d'une machine seule.

### 1.2.2 Outils de prise en compte de sillages

De ce constat sont nées d'autres méthodes prenant en compte à la fois les performances des machines mais aussi les sillages générés :

-Des méthodes basées sur des modèles analytiques [17] qui permettent, à partir de propriétés simplistes d'une hydrolienne (par exemple son coefficient de puissance pour un point de fonctionnement et le diamètre de son rotor), de calculer le champ de vitesse dans son sillage.

-Des méthodes basées sur la méthode des singularités comme la Vortex Wake Method [18] [19], qui modélisent les effets du rotor par lâchés tourbillonnaires sur les surfaces qui le composent. Les tourbillons sont calculés de manière à recréer une condition d'adhérence sur la structure et sont ensuite advectés. Cette méthode permet à la fois de calculer les efforts sur le rotor et le sillage engendré. Il existe deux façons pour prendre en compte la forme géométrique du sillage généré. La première est appelée "prescribed wake" et permet d'advecter les tourbillons le long de lignes ou de spirales tourbillonnaires ayant un angle prédéfini. La deuxième, appelée "free wake", prévoit le calcul de la configuration géométrique du sillage à chaque pas de temps en se basant sur les vitesses locales de l'écoulement. De manière générale, ces méthodes s'appuient sur la théorie des lignes ou surfaces portantes. La Vortex Wake Method était considérée comme très coûteuse en temps, mais elle connaît depuis quelques années un regain d'intérêt auprès de la communauté scientifique du fait de l'augmentation des puissances de calcul disponibles.

La méthode Asymptotic Acceleration Potential (AAP) [20] [19], qui est également basée sur la méthode des singularités, impose une discontinuité de pression sur des éléments de surface qui représentent les pales du rotor. Cette méthode est basée sur la résolution de l'équation de Poisson pour la pression et n'est par conséquent valide que pour un champ de vitesse incident faiblement perturbé. C'est une méthode rapide qui peut être enrichie si besoin, suivant le degré de description de la distribution de pression (suivant l'envergure seulement, suivant l'envergure et la corde, ...), et par des modèles de prise en compte des chargements et de non-alignement de l'écoulement incident avec l'axe du rotor. Le sillage est généralement pris en compte au moyen d'une méthode potentielle.

-On trouve également des codes orientés vers la simulation océanographique, résolvant les équations de Navier-Stokes linéarisées (ou «shallow-water») et ce pour de grandes échelles spatiales (estuariens, littoraux) souvent couplés avec des modèles d'hydroliennes très simplistes (souvent analytiques), qui approchent le comportement d'une hydrolienne par une action ponctuelle dans le domaine de simulation.

Ils sont beaucoup plus rapides que les méthodes pleinement maillées (que nous venons de présenter), mais présentent un degré d'approximation bien trop fort pour être évolutif et pour prendre en compte l'ensemble des phénomènes primordiaux (cf. 1.1.2). En effet, ces formulations permettent difficilement, par exemple, de prendre en compte les effets dus à la houle et à la topographie du fond marin dans le fonctionnement des modèles d'hydroliennes.

-D'autres types de méthodes un peu plus complexes existent. Le courant est pris en compte en résolvant les équations de Navier-Stokes tri-dimensionnelles et l'effet des hydroliennes est représenté au moyen de modèles plus complexes dits modèles non-visqueux (au sens où la couche limite du rotor n'est pas simulée). En effet, bien que les surfaces des parties tournantes des hydroliennes ne soient pas pleinement maillées, ces modèles s'approchent de la forme des hydroliennes et permettent de prendre en compte les effets qu'une machine applique sur le fluide environnant de manière réaliste. Suivant le degré de complexité du modèle, les effets moyennés produits par les pales sont détaillés suivant leur envergure, leur azimut et leur corde. Ces méthodes permettent ainsi de prendre en compte un plus grand nombre de propriétés du rotor à modéliser que les modèles précédents, et donc potentiellement générer des sillages plus réalistes et prédire de façon plus précise la production énergétique engendrée. Elles sont assez plébiscitées par les chercheurs des domaines de l'éolien et de l'hydrolien qui souhaitent étudier les sillages générés par de telles machines. Nous trouvons deux types de modèles d'hydroliennes distincts :

Ceux basés sur la méthode vortex [21] [22] [23] qui est une méthode particulière, sans maillage et lagrangienne. Les champs de vitesse et les tourbillons induits en aval de la structure sont calculés en résolvant les équations de Navier-Stokes formulées en vorticité-vitesse. Cette méthode a une excellente capacité à advecter les sillages turbulents.

Ceux basés sur les méthodes actuatrices («actuator methods» ou bien «source-based methods») [24] [10] [25] [26] [27]. Dans ces méthodes, les effets d'une machine sont pris en compte de manière discrète au moyen d'un champ de force appliqué sur un support qui peut être un disque, des lignes ou des surfaces tournantes. Les modèles ainsi constitués reprennent en majorité les principes de base de la méthode BEM puisqu'ils utilisent eux aussi des coefficients hydrodynamiques pour le calcul de ces forces. En revanche, la condition d'indépendance des éléments annulaires qui représentent les pales dans la méthode BEM disparaît, et les écoulements incident et aval sont directement pris en compte au sein de l'outil au moyen de la résolution tri-dimensionnelle des équations de Navier-Stokes. Le champ de force est directement pris en compte dans les équations de Navier-Stokes au moyen de termes sources. On trouve différentes formulations qui utilisent ce type de modèles.

Le premier modèle qui utilise cette méthode, qui est aussi le plus simpliste des trois, est l'«actuator-disc». Il permet de moyenner les efforts qu'une hydrolienne applique sur le fluide avec lequel elle interagit, sur un disque qui représente la surface balayée par l'hélice de l'hydrolienne lors de ses révolutions autour de son axe de rotation. La surface balayée prend alors le nom de «disque hélice». Bien que ce modèle permette d'obtenir des résultats en bon accord avec l'expérience pour des écoulements axiaux, le fait qu'il ne prenne pas en compte la rotation des pales en fait

un modèle azimutalement moyenné. Il ne permet donc pas de modéliser correctement le fonctionnement d'une hydrolienne pour une configuration où le courant incident n'est pas aligné avec l'axe du rotor. En effet, dans cette configuration les efforts générés par la machine sur le fluide varient azimutalement et radialement, et le sillage modélisé n'est donc pas réaliste [27]. Ce modèle est par ailleurs très souvent utilisé lors d'application à sillages multiples, puisqu'il est peu coûteux en temps et induit une complexité algorithmique modérée.

Les améliorations classiques de ce modèle sont obtenues naturellement en appuyant les termes sources sur des supports dynamiques, afin de palier à ce problème.

Parmi ces améliorations, on trouve un deuxième modèle dit «actuator-line» [27], qui utilise un support de lignes tournantes le long desquelles sont modélisées les termes sources. Les effets instationnaires engendrés par les pales sur le fluide sont alors pris en compte et permettent de mieux décrire le caractère hélicoïdal du sillage. Certaines études montrent cependant une incapacité à correctement prédire le comportement des machines dans les plages de fonctionnement pour lesquels le rotor décroche.

Enfin, le modèle, dit «actuator-blade» (ou «actuator-surface»), utilise un support de surfaces tournantes. C'est une version plus poussée du modèle «actuator-line» permettant de caractériser le comportement hydrodynamique des pales non seulement le long de leur envergure mais également localement en fonction de leur corde. Ce modèle a donc le potentiel de palier au problème rencontré avec l'actuator-line en régime décroché.

-Finalement, les méthodes classiques maillées de prise en compte de corps sont également utilisées sur les rotors d'hydroliennes, bien que de nombreuses recherches soient actuellement en cours au sein de la communauté scientifique sur les différentes techniques de prise en compte de la turbulence en proche sillage, et que le sujet reste par conséquent totalement ouvert. Dans ces méthodes, l'écoulement est également pris en compte au moyen d'une résolution des équations de Navier-Stokes tri-dimensionnelles et résolvent les couches limites de pales d'hydroliennes. Des résultats jugés satisfaisants sont obtenus. Il existe notamment plusieurs codes industriels qui utilisent ces méthodes, couplant en général un maillage tournant englobant le rotor et un maillage fixe permettant de discrétiser les parties statiques et le reste du domaine. L'interface entre les deux domaines peut être gérée au moyen d'une méthode chimère [28] ou bien une méthode de maillages glissants [29]. Ces codes modélisent généralement la turbulence en formulation RANS. Cependant, ce type de modèle est très coûteux en temps et son utilisation pour l'optimisation de l'agencement de fermes d'hydroliennes demeure peu envisageable [8] [30] [31].

### 1.3 Formulation choisie

Pour le type d'outil que nous visons, nous souhaitons être capable de prendre en compte les hydroliennes de la manière la plus précise possible tout en conservant des temps de calcul raisonnables. En effet, le but est de prédire la production énergétique des fermes d'hydroliennes en fonction de leur agencement. Dans cette optique, nous souhaitons être en mesure de représenter le plus fidèlement possible

les comportements des hydroliennes (phénomènes de rotation de sillage, effets de la houle sur les hydroliennes, ...) pour que l'outil puisse traiter le maximum de configuration d'écoulements et s'adapter aux situations réelles. Nous avons donc choisi d'utiliser les méthodes actuelles car elles présentent un niveau de discrétisation des hydroliennes suffisamment grand pour le type d'outil que nous visons tout en limitant les temps de calculs en comparaison avec les méthodes classiques maillées.

Pour permettre de résoudre l'écoulement fluide, nous avons choisi d'incorporer ces modèles actuels à un solveur permettant de résoudre les équations de Navier-Stokes tri-dimensionnelles. Ce choix aurait pu être considéré comme audacieux il y a encore dix ans, mais il semble aujourd'hui tout à fait pertinent. En effet, depuis une dizaine d'années les moyens de calculs connaissent un essor tout à fait remarquable, aussi bien au niveau quantitatif par la croissance du nombre de centres de calculs et leur ouverture plus générale aux laboratoires scientifiques de tous bords qu'au niveau structurel par l'amélioration des technologies au sein même des calculateurs. Par conséquent, les codes de calculs scientifiques évoluent de façon notable et nous voyons apparaître aujourd'hui, une nouvelle génération de codes de calculs hautes performances (HPC), qui s'adaptent à ces infrastructures de calcul de plus en plus puissantes.

Suivant cette mouvance, le Laboratoire de recherche en Hydrodynamique, Énergétique et Environnement Atmosphérique de l'École Centrale de Nantes (LHEEA), développe depuis plusieurs années une nouvelle gamme d'outils de simulation en hydrodynamique qui résolvent les équations de Navier-Stokes. Ces outils sont clairement orientés HPC et utilisent des bibliothèques MPI (Message Passing Interface) ou/et OpenMP (Open Multi-Processing) pour leur fonctionnement parallèle. Ils permettent, suivant leur formalisme, d'aborder différentes thématiques de l'hydrodynamique.

Par exemple, le code de calcul SPH-flow [32] [33] [34] [35] [36] [37] [38] [39] [40], développé au laboratoire depuis 15 ans, est basé sur une méthode particulière lagrangienne sans maillage à résolution temporelle explicite. Il a pour vocation la résolution des écoulements multi-physiques à dynamique rapide.

Le code ISIS-CFD [41] [42] [43] [44] [45], développé au laboratoire depuis 2001, utilise une discrétisation volumes finis généralisée aux maillages déstructurés, une résolution temporelle implicite et une prise en compte de la surface libre par méthode VoF, est un code généraliste qui permet de résoudre les cas d'étude classiques d'hydrodynamique navale comme la tenue à la mer des structures, la résistance à l'avancement et la manœuvrabilité.

Plus récemment, le code WCCH [46] [47], utilise une discrétisation volumes finis. Développé depuis 6 ans, il représente la nouvelle génération de codes CFD développés par le LHEEA. Ce code utilise une résolution temporelle explicite, ce qui permet de développer son architecture et ses fonctionnalités plus rapidement et de manière plus simple. Il est à grille purement cartésienne, d'ordre spatial élevé, et la prise en compte de frontières est réalisée par une méthode de frontières immergées. Enfin, il résout les équations de Navier-Stokes avec une approche faiblement compressible, et est dédié à des applications massivement parallèles.

WCCH est le code choisi pour être couplé aux modèles d'hydrolienne décrit

précédemment. Il représente donc le support des travaux de recherche présentés tout au long de ce manuscrit de thèse.

Plutôt que de choisir un code de recherche développé en interne comme base de notre travail, notre choix aurait pu se porter sur un code industriel commercial ou encore sur un code open-source avec un formalisme semblable (ou plus avancé) pour résoudre l'écoulement. Dans ce cas, le travail fourni pendant ce doctorat se serait borné au développement de modèles d'hydroliennes et leur couplage avec un code déjà existant validé sur un grand nombre d'applications. Nous aurions alors pu directement valider ces développements en les testant avec différentes méthodes de prise en compte de la turbulence, en comparant les différents modèles de machines, et en travaillant directement sur la génération de profils d'écoulements turbulents et la prise en compte de la topographie du fond marin.

Au contraire, nous avons choisi d'utiliser et de développer un code de recherche interne au laboratoire pour plusieurs raisons :

- Le formalisme propre à WCCH est unique en son genre et son originalité correspond à notre vision concernant le développement d'un outil de simulation de fermes d'hydroliennes. En effet, les codes industriels et open-source utilisent des schémas de discrétisation spatiale d'ordre 2, et sont donc par conséquent plutôt diffusifs. En choisissant un schéma de discrétisation spatiale d'ordre plus élevé, une meilleure précision est attendue pour l'advection de sillages.

- Il est également très difficile de trouver un outil massivement parallèle optimisé, à grille strictement cartésienne et structurée. Ces deux propriétés, qui sont celles du code WCCH, permettent d'accélérer les simulations tout en conservant sa caractéristique peu diffusive.

- La propriété explicite en temps de WCCH semble présenter un avantage face aux codes industriels et open source qui sont majoritairement implicites. Elle impose des pas de temps relativement petits et permet donc de discrétiser la rotation des pales d'une hydrolienne de manière précise.

- Enfin, un point très important : le code développé est entièrement maîtrisé. En effet, chacune des briques qui composent WCCH a été développée au sein du LHEEA au cours de deux doctorats qui ont donné lieu à des publications et manuscrits de thèses documentés et validants [46], [47]. Nous évitons ainsi une utilisation en «boîte noire».

Ceci se traduit par le fait que nous avons la possibilité de modéliser le code et d'en faire un outil dédié et optimisé pour les applications hydroliennes, en incluant directement en son sein des modèles de génération de turbulence et en simplifiant la prise en compte de la topographie des fonds marins. Cela permet également de développer des sorties et visualisations propres aux applications hydroliennes, tout en facilitant l'expérience de l'utilisateur à travers une mise en place sur mesure des simulations.

Globalement cet outil est encore au stade de prototype et une partie de ce doctorat a été consacrée à son développement de manière collaborative avec d'autres chercheurs du laboratoire.

## 1.4 Équations de Navier-Stokes

Nous considérons un fluide Newtonien (hypothèse de Stokes) et en faisons l'hypothèse des milieux continus. Les lois de conservation de la mécanique des fluides peuvent alors s'écrire sous la forme conservative suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \\ \frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) + \text{grad}(p) = S + \text{div} \bar{\bar{\tau}} \\ \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v} e) + \text{grad}(p \vec{v}) = S \cdot \vec{v} + \text{div}(\bar{\bar{\tau}} \cdot \vec{v}) \\ \bar{\bar{\tau}} = 2\mu \bar{\bar{D}} - \frac{2}{3}\mu \text{div}(\vec{v})I \text{ et } \bar{\bar{D}} = \frac{1}{2}(\text{grad}(\vec{v}) + {}^t\text{grad}(\vec{v})) \end{cases} \quad (1.1)$$

avec  $\rho$  la masse volumique,  $\vec{v}$  la vitesse du fluide,  $S$  les forces volumiques,  $p$  la pression,  $e$  l'énergie totale,  $\mu$  la viscosité cinématique,  $\bar{\bar{\tau}}$  le tenseur des contraintes visqueuses,  $\bar{\bar{D}}$  le tenseur des taux de déformation.

En considérant le vecteur des variables conservatives  $\vec{W} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \vec{v} \\ \rho E \end{pmatrix}$ , et les tenseurs de flux conservatifs et visqueux  $\bar{\bar{\Psi}}_c$  et  $\bar{\bar{\Psi}}_v$  respectivement, les équations de Navier-Stokes peuvent s'écrire :

$$\frac{\partial \vec{W}}{\partial t} + \text{div}(\bar{\bar{\Psi}}_c) = \text{div}(\bar{\bar{\Psi}}_v) + S. \quad (1.2)$$

Nous pouvons alors distinguer trois termes principaux :  
le flux conservatif  $\bar{\bar{\Psi}}_c$  décrit comme :

$$\bar{\bar{\Psi}}_c = \begin{pmatrix} \rho \vec{v} \\ \rho \vec{v} \otimes \vec{v} + pI \\ (\rho e + p)\vec{v} \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

le flux visqueux  $\bar{\bar{\Psi}}_v$  décrit comme :

$$\bar{\bar{\Psi}}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \bar{\bar{\tau}} \\ \bar{\bar{\tau}} \vec{v} \end{pmatrix}. \quad (1.4)$$

Les termes sources  $S$  qui correspondent aux efforts externes :

$$S = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho \vec{f} \\ \rho \vec{v} \cdot \vec{f} \end{pmatrix}, \quad (1.5)$$

où  $f$  correspond aux accélérations auxquelles le fluide est soumis.

Dans le cas particulier de la gravité, le terme source  $S$  devient :

$$S = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho \vec{g} \\ \rho \vec{g} \cdot \vec{v} \end{pmatrix}. \quad (1.6)$$

## 1.5 Caractère explicite de la méthode

La méthode retenue s'appuie sur une résolution purement explicite en temps où seules les variables à l'instant résolu  $t^n$  sont nécessaires pour déterminer les variables à l'instant à résoudre  $t^{n+1}$ . Les intérêts principaux de cette propriété résident dans la simplicité algorithmique de développement des méthodes de résolutions et de couplages éventuels avec d'autres modèles, et la facilité d'intégration à un environnement parallèle. C'est aussi un atout pour les applications hydroliennes. En effet, le caractère explicite de la méthode permet une bonne discrétisation des phénomènes de rotation de pales à travers un pas de temps de petite taille. Cependant, les contraintes de stabilité temporelle intrinsèques aux méthodes explicites imposent des pas de temps beaucoup plus faibles que ceux utilisés par les méthodes implicites.

## 1.6 Formulation faiblement compressible

Comme nous considérons un fluide compressible, il est nécessaire de fermer le système à l'aide d'une équation additionnelle. En faisant l'hypothèse d'un système compressible isentropique, nous introduisons la loi d'état de Tait [48] pour les écoulements barotropes, reliant la pression du fluide à sa masse volumique :

$$P - P_0 = \frac{\rho_0 C_0^2}{\gamma} \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right], \quad (1.7)$$

avec  $\rho$  la masse volumique,  $\gamma$  la constante polytropicque,  $P_0$  une pression de référence,  $\rho_0$  la masse volumique nominale et  $C_0$  la vitesse du son nominale dans le fluide.

Contrairement à la majeure partie des codes CFD existants en hydrodynamique, se basant sur des formulations incompressibles et nécessitant la résolution d'une équation de Poisson, notre formulation utilise les équations de Navier-Stokes compressibles en faisant l'hypothèse d'un fluide faiblement compressible. La solution des équations de Navier-Stokes compressibles tend vers la solution incompressible lorsque le nombre de Mach ( $Ma = \frac{u}{c_0}$ ) tend vers zéro. Il est ainsi possible de décomposer la solution compressible en la somme de la solution incompressible, d'une perturbation acoustique proportionnelle au nombre de Mach et de termes supplémentaires en  $O(Ma^2)$ .  $\gamma$  la constante polytropicque utilisée dans l'équation de Tait est fixée à 7 (valeur généralement choisie quand le fluide utilisé est l'eau).

En pratique, la vitesse du son nominale  $C_0$  est choisie suffisamment haute pour garantir  $Ma \leq 0.1$ , mais suffisamment basse pour maximiser les pas de temps liés à l'intégration explicite.

En effet, le choix de la vitesse du son  $C_0$  est stratégique pour s'assurer que les effets compressibles soient purement d'ordre acoustique et avec un impact négligeable sur l'écoulement moyen. En général, on choisira une vitesse du son supérieure ou égale à dix fois la vitesse maximale de l'écoulement, que nous estimerons *a priori* en fonction des types de calculs considérés ( $Ma \leq 0.1$ ).

En revanche, lorsque la vitesse du son augmente, les pas de temps diminuent et le temps de calcul global augmente en conséquence. Des instabilités peuvent apparaître au sein des solveurs numériques à très faible nombre de Mach ( $Ma \approx 0,001$ ).

On comprend donc qu'il sera nécessaire de trouver un compromis entre une solution incompressible plus ou moins perturbée par la partie acoustique (Mach élevés), et des temps de calcul trop importants (Mach faible).

## 1.7 Résolution du problème hyperbolique

### 1.7.1 Équations d'Euler

Nous nous plaçons ici dans le cas d'un écoulement de fluide parfait compressible. Les phénomènes visqueux sont donc négligés. Les équations de Navier-Stokes présentées précédemment se réduisent alors au système d'équations d'Euler (1.8).

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0 \\ \frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) + \operatorname{grad}(p) = 0 \\ \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v} e) + \operatorname{grad}(p \vec{v}) = 0 \end{cases} \quad (1.8)$$

Il est à noter que l'équation de l'énergie n'est pas résolue car l'équation d'état 1.7 que nous utilisons ne fait pas intervenir l'énergie (équation barotrope).

### 1.7.2 Approche volumes finis

La méthode de discrétisation volumes finis est utilisée pour résoudre les équations aux dérivées partielles qui composent le système (1.8). Elle consiste à découper l'ensemble du domaine de simulation en éléments de volume et à leur appliquer les lois de conservation présentées précédemment au moyen de bilans de flux réalisés aux interfaces (facettes) entre ces volumes élémentaires. C'est une méthode intrinsèquement conservative, et qui est par ailleurs utilisée dans de nombreux outils CFD commerciaux ou open-sources.

De la même manière que pour les équations de Navier-Stokes, nous pouvons réécrire les équations d'Euler sous la forme intégrale suivante :

$$\iiint_{V(t)} \frac{\partial W}{\partial t} dV + \iiint_{V(t)} \operatorname{div}(\Psi(W)) dV = 0, \quad (1.9)$$

avec  $W = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \end{pmatrix}$  et  $V(t)$  un volume matériel instantané.

On peut également développer cette dernière équation pour faire apparaître les vecteurs de flux physiques dans les trois directions de l'espace de la manière suivante :

$$\operatorname{div}(\Psi(W)) = F(W)_x + G(W)_y + H(W)_z, \quad (1.10)$$

donnant une fois développée :

$$\operatorname{div}(\Psi(W)) = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + P \\ \rho uv \\ \rho uw \end{pmatrix} /_x + \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + P \\ \rho vw \end{pmatrix} /_y + \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho wu \\ \rho wv \\ \rho w^2 + P \end{pmatrix} /_z, \quad (1.11)$$

avec  $F(W)_{/x}$ ,  $G(W)_{/y}$  et  $H(W)_{/z}$  les vecteurs de flux physiques dans les trois directions de l'espace.

En appliquant le théorème de flux-divergence et de transport de Reynolds à l'équation (1.9), on obtient :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{V(t)} W dV - \iint_{S(t)} W U_{int} n dS + \iint_{S(t)} \Psi(W) \cdot n dS = 0, \quad (1.12)$$

avec  $n$  la normale à la facette et  $U_{int}$  la vitesse de la facette et  $S(t)$  sa surface.

En considérant dès maintenant que les cellules de notre maillage seront fixes et non déformables dans les applications visées, nous pouvons écrire  $U_{int} = 0$ , et donc :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{V(t)} W dV + \iint_{S(t)} \psi(W) \cdot n dS = 0. \quad (1.13)$$

En se plaçant dans ce cas de maillage immobile et non déformable, nous pouvons exprimer le bilan de flux dans une cellule  $C$  (cf. figure 1.2) décrite dans un repère orthonormé  $(O, i, j, k)$  de la manière suivante :

$$\frac{d(\widetilde{W}(t))}{dt} = \frac{1}{\Delta_x} (F_{i-\frac{1}{2}, j, k, t} - F_{i+\frac{1}{2}, j, k, t}) + \frac{1}{\Delta_y} (G_{i, j-\frac{1}{2}, k, t} - G_{i, j+\frac{1}{2}, k, t}) + \frac{1}{\Delta_z} (H_{i, j, k-\frac{1}{2}, t} - H_{i, j, k+\frac{1}{2}, t}), \quad (1.14)$$

où  $\widetilde{W}(t)$  est la valeur moyennée du vecteur des variables conservatives dans la cellule  $C$ , définie comme :

$$\widetilde{W}(t) = \frac{1}{\Delta_x} \frac{1}{\Delta_y} \frac{1}{\Delta_z} \iiint_{C_{ijk}} W(x, y, z, t) dx dy dz, \quad (1.15)$$

en considérant :

$$C_{ijk} = \Delta x \times \Delta y \times \Delta z = [x_{i-\frac{1}{2}}, x_{i+\frac{1}{2}}] \times [y_{j-\frac{1}{2}}, y_{j+\frac{1}{2}}] \times [z_{k-\frac{1}{2}}, z_{k+\frac{1}{2}}], \quad (1.16)$$

### 1.7.3 Détermination des flux

La méthode s'appuie sur la résolution des flux numériques  $F(W)_x$ ,  $G(W)_y$  et  $H(W)_z$ . Pour ce faire, nous utilisons la méthode des flux caractéristiques [49] [50] [51] [46] [47]. Il existe cependant d'autres méthodes, telles que le solveur exact de Godunov [52], ou bien des solveurs approchés tel que Roe [53].

En repartant de l'équation (1.13), on peut écrire les équations d'Euler sous la forme suivante :

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \sum_{i=1}^{nb \text{ de dim}} \bar{J}(W, e_i) \frac{\partial W}{\partial x_i} = 0, \quad (1.17)$$

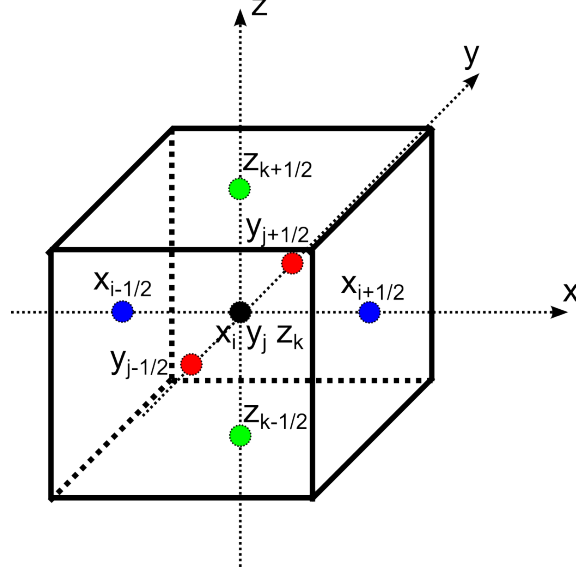


FIGURE 1.2 – Description d’une cellule cartésienne dans l’espace  $x,y,z$ .

avec  $e_i$  le vecteur de la base cartésienne utilisée comme référence dans notre formulation et  $\bar{J}(W, e_i)$  la matrice jacobienne de notre système exprimée dans cette base.

$$\bar{J} = \frac{\partial \Psi(W, \vec{n})}{\partial W} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{n} \\ c^2 \vec{n} - (\vec{u} \cdot \vec{n}) \vec{u} & \vec{u} \otimes \vec{n} + \frac{\vec{n}}{\vec{u} \cdot \vec{n}} Id_{\dim+2} \end{pmatrix}. \quad (1.18)$$

En utilisant la matrice jacobienne pour les fluides barotropiques (1.18) aux interfaces, on peut résoudre le système (1.19) qui nous donne les valeurs propres  $\lambda_i$ , avec  $i = [1, \dots, ndim]$  (où  $ndim$  correspond au nombre de dimensions) :

$$L_i(W_{int}, n) \cdot \Psi_S(W_G, W_D, n) = \begin{cases} L_i(W_{int}, n) \cdot \Psi(W_D, n) & \text{si } \lambda_i(W_{int}, n) > 0 \\ L_i(W_{int}, n) \cdot \left( \frac{\Psi(W_D, n) + \Psi(W_G, n)}{2} \right) & \text{si } \lambda_i(W_{int}, n) = 0 \\ L_i(W_{int}, n) \cdot \Psi(W_G, n) & \text{si } \lambda_i(W_{int}, n) < 0 \end{cases} \quad (1.19)$$

avec  $L$  et  $R$  les vecteurs propres à gauche et à droite de la matrice Jacobienne,  $\Psi_S$  le flux numérique,  $W_G$  et  $W_D$  les états gauche et droit de l’interface,  $W_{int}$  la valeur sur l’interface.

On obtient finalement la solution de l’équation de flux normal en projetant le flux sur la base des caractéristiques formée par les vecteurs propres :

$$\Psi_S(W_G, W_D, n) = \frac{\Psi(W_G, n) + \Psi(W_D, n)}{2} + \text{signe}(\bar{J}(W_{int}, n)) \frac{\Psi(W_G, n) - \Psi(W_D, n)}{2} \quad (1.20)$$

Pour assurer la stabilité du schéma, la solution est décentrée suivant le signe des valeurs propres de la jacobienne à l’interface, qui nous renseigne sur le sens de propagation des ondes :

$$\text{sign}(\bar{J}(W_{int}, n)) = R(W_{int}, n) \cdot \text{diag}(\text{signe}(\lambda(W_{int}, n))) \cdot L(W_{int}, n). \quad (1.21)$$

## 1.8 Reconstruction des variables conservatives aux interfaces

Pour permettre le calcul des flux avec un ordre suffisamment élevé, il est nécessaire de reconstruire la valeur des états à gauche ( $W^G$ ) et à droite ( $W^D$ ) des variables conservatives aux interfaces. Les équations (1.22), (1.23) et la figure 1.3 présentent le principe de base de notre méthode à travers un schéma mono-dimensionnel semi-discret centré d'ordre deux :

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{1}{\Delta x_i} [F_{i+\frac{1}{2}} - F_{i-\frac{1}{2}}] = 0, \quad (1.22)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{1}{\Delta x_i} \left[ F(W_{i+\frac{1}{2}}^G; W_{i+\frac{1}{2}}^D) - F(W_{i-\frac{1}{2}}^G; W_{i-\frac{1}{2}}^D) \right] = 0, \quad (1.23)$$

avec  $F_{i+\frac{1}{2}}$  et  $F_{i-\frac{1}{2}}$  les flux aux facettes droite et gauche pour la cellule  $(i, j)$ ,  $W_{i+\frac{1}{2}}^G, W_{i+\frac{1}{2}}^D$  les valeurs des états droite et gauche à l'interface de droite et  $W_{i-\frac{1}{2}}^G, W_{i-\frac{1}{2}}^D$  les valeurs des états droite et gauche à l'interface de gauche.

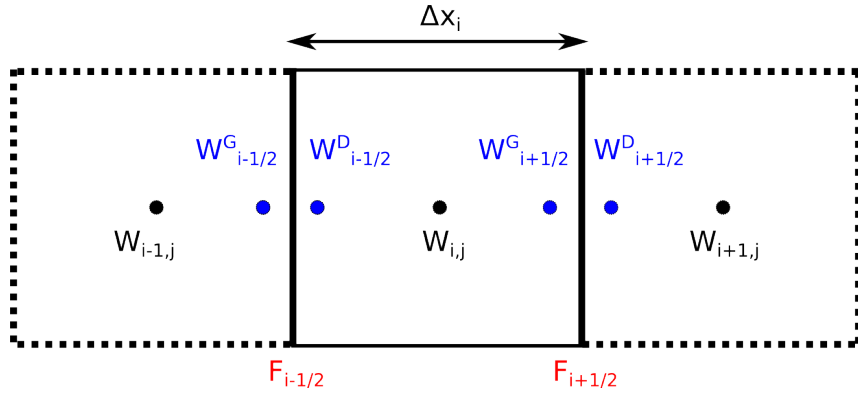


FIGURE 1.3 – Description mono-dimensionnelle du calcul des flux aux interfaces.

Pour calculer les états aux interfaces à gauche et à droite, nous utilisons le schéma MUSCL (Monotonic Upstream-Centered Scheme for Conservation Laws) [54] qui calcule les états reconstruits gauche et droit à travers une projection du vecteur des variables conservatives assurant la propriété TVD (Total Variation Diminishing) [55] du schéma (voir figure 1.4).

En faisant apparaître les gradients à gauche et à droite, les valeurs reconstruites deviennent :

$$\begin{cases} W_{i+\frac{1}{2}}^D = W_{i+1} - \frac{\Delta x}{2} \Theta(\kappa_{i+1}) \nabla^D W_{i+1} \\ W_{i+\frac{1}{2}}^G = W_i + \frac{\Delta x}{2} \Theta(\kappa_i) \nabla^D W_i \\ W_{i-\frac{1}{2}}^D = W_i - \frac{\Delta x}{2} \Theta(\kappa_i) \nabla^D W_i \\ W_{i-\frac{1}{2}}^G = W_{i-1} + \frac{\Delta x}{2} \Theta(\kappa_{i-1}) \nabla^D W_{i-1} \end{cases} \quad \kappa_i = \frac{\nabla^G W_i}{\nabla^D W_i} \quad (1.24)$$

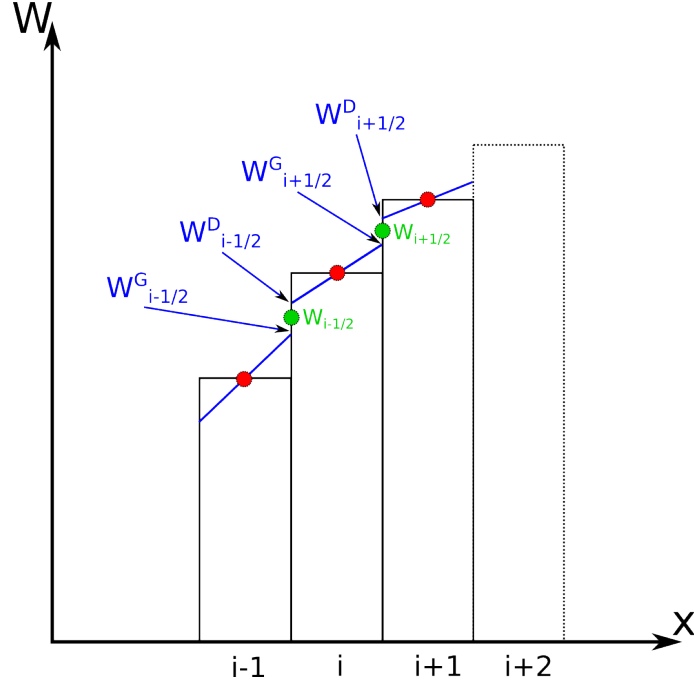


FIGURE 1.4 – Reconstruction de  $W_{i+1/2}^G, W_{i+1/2}^D, W_{i-1/2}^G$  et  $W_{i-1/2}^D$  par le schéma MUSCL.

où  $\nabla^D$  et  $\nabla^G$  sont les gradients décentrés à droite et à gauche par rapport à l'interface et la fonction  $\Theta$  un limiteur de pente. Différents limiteurs de pente ont été testés pour notre formulation (voir [47]). Nous retiendrons le limiteur de pente Van Leer (1979) qui présente le meilleur compromis entre diffusion numérique et dispersion :

$$\Theta(\kappa_i) = (\kappa_i + |\kappa_i|) / (1 + |\kappa_i|) 2 \quad (1.25)$$

### 1.8.1 Discrétisation temporelle

Lors du passage de la formulation continue à la formulation discrète, nous mettons en place un schéma explicite pour discrétiser les équations d'Euler. Nous utilisons un schéma Runge-Kutta d'ordre 4 pour la discrétisation temporelle dans notre formulation. Cette méthode de prédiction-corrrection permet d'augmenter la précision de nos calculs en décomposant l'estimation de la solution en quatre étapes. Le caractère explicite du schéma implique que sa stabilité dépend d'une condition qui sert à fixer le seuil dimensionnel au-dessus duquel nous observons une instabilité de calcul. Cette condition de stabilité est appelée CFL (Courant Friedrich-Lewy) et est définie comme suit :

$$\Delta t \leq CFL_{acoustique} \left( \frac{Vol_i}{\max_i(\Gamma_{int}) \cdot \max_i |(v_i \pm c_i)|} \right), \quad (1.26)$$

$$0 < CFL \leq 1 \quad (1.27)$$

avec  $Vol_i$  le volume de la cellule  $i$  et  $\Gamma_{int}$  la surface de l'interface. La valeur du coefficient  $CFL_{acoustique}$  (nombre de Courant) est comprise entre 0 et 1 et diffère en

fonction des schémas de discrétisation temporels utilisés. Le temps de calcul augmente par ailleurs en conséquence, mais, ce schéma étant plus précis qu'un schéma Euler explicite (par exemple), il autorise un coefficient CFL plus grand, ce qui vient compenser l'augmentation du temps de calcul global engendré par les 4 sous étapes de calcul lors de l'avance en temps. Par exemple, pour un schéma Runge-Kutta 4 il prend des valeurs comprises entre 0,5 et 0,7. Pour plus de précisions, nous renvoyons le lecteur à [46].

Le passage aux équations discrètes entraîne également l'apparition d'imprécisions de calcul dues aux approximations inhérentes aux schémas de discrétisation utilisés.

## 1.9 Parallélisation et méthode de raffinement de maillage

### 1.9.1 Méthode

L'objectif final de notre outil est d'être capable de simuler l'écoulement au sein de fermes d'hydroliennes composées de multiples machines (de l'ordre de la centaine). La surface du domaine de simulation va donc passer de quelques centaines de mètres carrés pour une turbine seule, à plusieurs kilomètres carrés dans le cas d'une ferme d'hydroliennes à pleine échelle. Les cas de simulation les plus grands nécessiteront alors un nombre élevé de cellules en fonction du nombre de machines qui composeront les fermes et de la précision de calcul requise.

Deux propriétés entrent en jeu pour diminuer les temps de calcul globaux :

- la parallélisation du code, de manière à distribuer la charge de calcul sur plusieurs processeurs

- la possibilité de raffiner et dé-raffiner localement l'espace pour obtenir une précision suffisante dans les zones d'intérêt majeur (sillages turbulents, turbulence ambiante amont, ...), et approcher de manière plus grossière les résultats de simulation dans les zones qui présentent un intérêt moindre.

Le travail de recherche qui a été réalisé au cours de ce doctorat s'inscrit dans un cadre algorithmique pré-existant dont voici les caractéristiques :

La figure 1.5 décrit le découpage d'un domaine spatial bi-dimensionnel permettant d'obtenir un raffinement de maillage adaptatif (AMR : Adaptive Mesh Refinement), basé sur une structure de données de type «Octree». Un domaine de simulation initial de dimensions prédéfinies (taille du domaine fluide simulé) est créé, puis est découpé en quatre sous-domaines. Ces quatre sous-domaines peuvent à leur tour, si besoin, être découpés en quatre sous-domaines, de façon récursive, pour raffiner de plus en plus localement les calculs sur une zone spatiale donnée (ici la croix noire).

La notion de «bloc» est utilisée pour décrire ces différentes zones de calcul. Le domaine de simulation initial est appelé bloc racine (root), les quatre sous-blocs qui en découlent sont ses enfants et ainsi de suite (petits-enfants, ...). Un bloc donné (le bloc racine mis à part) a donc un bloc parent et potentiellement 4 blocs enfants (en deux dimensions, 8 en trois-dimensions).

Chaque bloc contient chacun un nombre prédéfini de cellules volumes finis dans

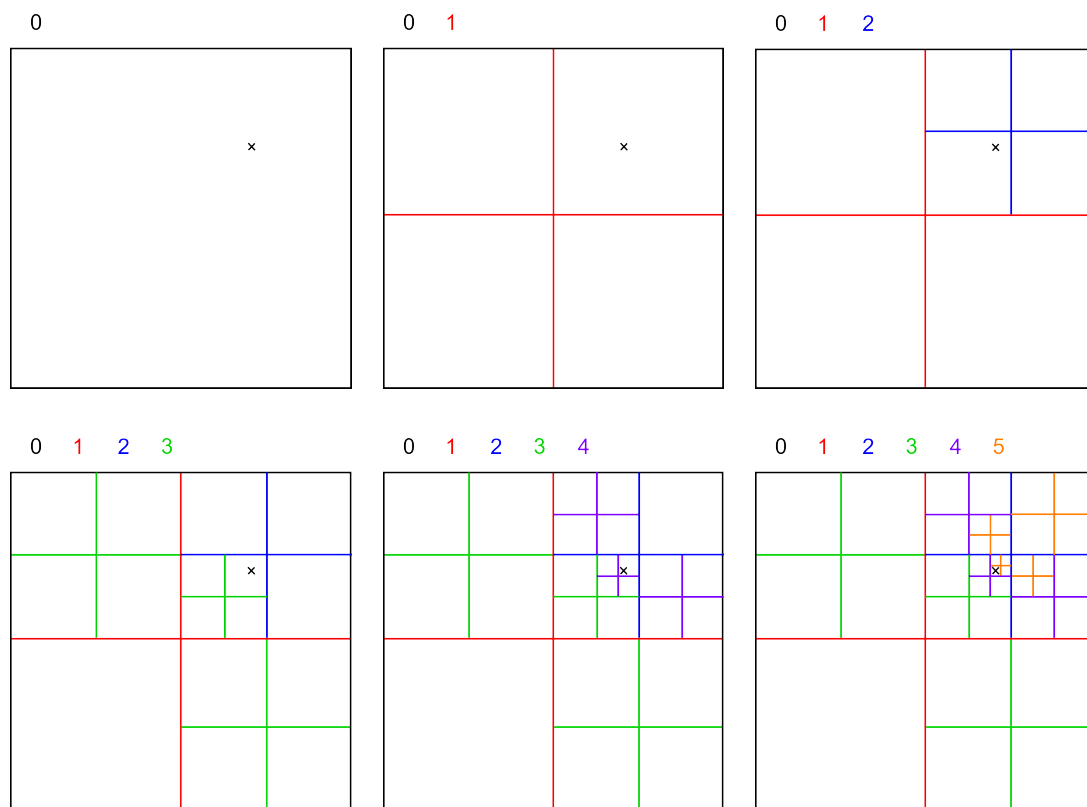


FIGURE 1.5 – Découpages récursifs du domaine pour l’obtention du raffinement adaptatif de maillage (AMR).

lesquelles les calculs sont réalisés à chaque pas de temps.

Les différents blocs sont repérés par une courbe de remplissage en espace de type «Z-order» basée sur l’utilisation de clefs de Morton [56]. Cette méthode permet de cartographier le domaine, de lui donner une cohérence et d’effectuer des recherches binaires rapides dans la structure de donnée Octree.

Dans l’état actuel du code, le raffinement est exploité de façon statique au moyen de critères de raffinement géométriques simples (régions de formes parallélépipédiques rectangulaires, cylindriques ou sphériques). Des critères dynamiques, basés par exemple sur les gradients ou encore les hessiens de pression, seront développés par la suite pour pouvoir adapter de manière plus précise le raffinement aux grandeurs physiques locales des écoulements simulés.

De manière à accélérer les simulations, cet environnement AMR est intégré dans un contexte parallèle à mémoire distribuée basé sur une stratégie de décomposition de domaine. En pratique, les blocs sont répartis en suivant l’ordre de la courbe de Morton, qui est subdivisée en un nombre de tronçons égal au nombre de processeurs utilisés. De cette manière, la charge de calcul est globalement distribuée de façon équitable entre les différents processeurs.

## 1.9.2 Performances parallèles

De manière à maximiser les performances de la parallélisation de ce solveur, une optimisation par masquage des temps de communication MPI a été réalisée.

Une étude de scalabilité a été menée et montre de bonnes performances. La figure 1.6 présente les courbes de scalabilité obtenues sur une étude allant de 16 à 1024 cœurs en scalabilité forte et en scalabilité faible, sur un cas tri-dimensionnel avec une grille régulière.

Les courbes de scalabilité forte sont obtenues en fixant le nombre de cellules volumes finis et en faisant varier le nombre de cœurs. Les courbes de scalabilité faible sont obtenues en faisant varier le nombre de cellules volumes finis en même temps que le nombre de cœurs de manière à garder un nombre de cellules par cœur constant. Ces deux études complémentaires permettent d'évaluer les performances parallèles d'un code de calcul.

Une référence de 16 cœurs a été choisie afin d'éliminer les effets d'échelle liés aux communications intra-nœud, et de placer cette étude dans une configuration réaliste de calcul (nous utilisons toujours plus de 16 cœurs dans le cas de simulations hydroliennes).

Un comportement super-linéaire est observé en scalabilité forte pour pratiquement tous les cas. Ces très bonnes performances peuvent être expliquées par les effets de cache. En effet, lorsque nous augmentons le nombre de cœurs, la taille des buffers diminue, diminuant ainsi les latences de mémoire (pourvu qu'aucune latence de communication ne soit présente, ce qui apparemment est le cas ici).

Une efficacité supérieure à 95 % est obtenue dans tous les cas en scalabilité faible.

Notre code de calcul est donc scalable au moins jusqu'à 1024 cœurs et jusqu'à  $130 \times 10^6$  cellules. De bonnes performances parallèles sont donc attendues pour les applications visées qui correspondent à des calculs ayant cet ordre de grandeur de nombre de cellules.

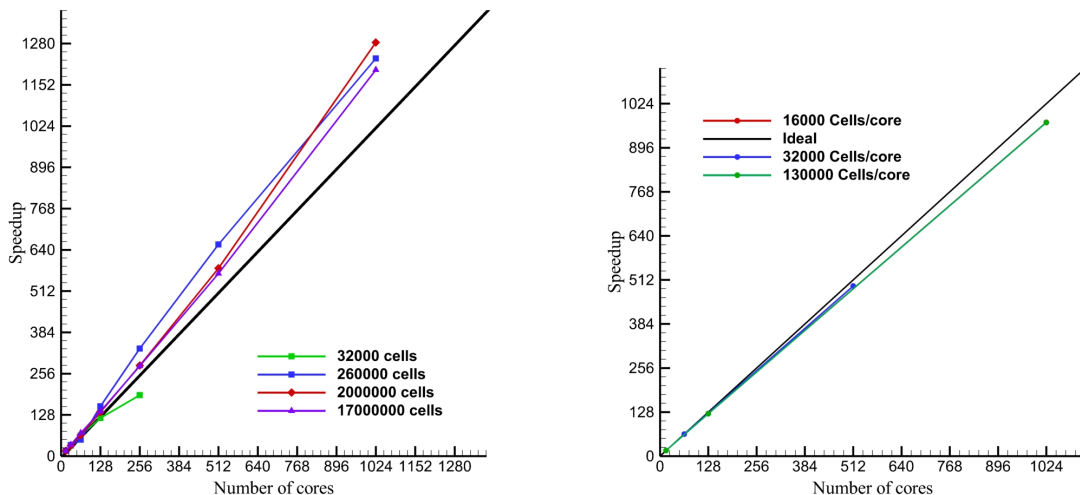


FIGURE 1.6 – Etude de scalabilité de 16 à 1024 cœurs en scalabilité forte à gauche (à gauche) et faible (à droite).

## 1.10 Prise en compte de la viscosité

### 1.10.1 Méthode

Après avoir décrit notre méthode de résolution de la partie hyperbolique des équations de Navier-Stokes, nous allons présenter, dans cette section, la méthode que nous avons développée au cours de ce doctorat pour résoudre les composantes visqueuses. Nous nous replaçons dans le cadre d'un fluide newtonien en faisant l'hypothèse des milieux continus, et nous considérons les équations de Navier-Stokes comme étant la somme des équations d'Euler et d'une composante visqueuse qui est la divergence du tenseur des contraintes visqueuses défini comme :

$$\bar{\bar{\tau}} = 2\mu\bar{\bar{D}} - \frac{2}{3}\mu \operatorname{div}(v)\bar{\bar{I}} \quad \text{avec} \quad \bar{\bar{D}} = \frac{1}{2} \left( \operatorname{grad}(v) + {}^t\operatorname{grad}(v) \right). \quad (1.28)$$

En faisant l'hypothèse d'un fluide incompressible ( $\operatorname{div}(v) = 0$ ) pour la résolution de la composante visqueuse des équations de Navier-Stokes, nous pouvons ré-écrire l'équation (1.28) sous la forme suivante :

$$\bar{\bar{\tau}} = 2\mu\bar{\bar{D}}, \quad (1.29)$$

avec  $\bar{\bar{D}}$  le tenseur des déformations linéarisé exprimé dans l'équation (1.28) et  $\mu$  la viscosité dynamique du fluide.

Les contributions visqueuses peuvent alors être exprimées à partir du flux visqueux (1.4) exprimé au milieu de chaque facette du domaine de simulation :

$$\Psi_v = 2\mu\bar{\bar{D}}, \quad (1.30)$$

où  $\bar{\bar{D}}$  est exprimé à partir des dérivées premières de vitesse au centre des facettes.

La figure (1.7) présente un exemple de domaine spatial bi-dimensionnel dans lequel nous souhaitons calculer les dérivées premières de vitesse au centre de l'interface de normale  $\vec{x}$  représentée par la croix bleue. Les dérivées suivant  $x$  sont directement calculées au centre de l'interface à partir des vecteurs vitesse exprimés aux cellules  $(i, j)$  et  $(i + 1, j)$ , à l'aide de l'approximation centrée (d'ordre  $O(\Delta x^2)$ ) suivante :

$$\frac{\partial v_{i+\frac{1}{2},j}}{\partial x} = \frac{v_{i+1,j} - v_{i,j}}{\Delta x}. \quad (1.31)$$

Les dérivées suivant  $y$  sont calculées au centre de l'interface en faisant la moyenne des dérivées suivant  $y$  exprimées à partir des cellules  $(i, j + 1)$  et  $(i, j - 1)$  d'une part, et  $(i + 1, j + 1)$  et  $(i + 1, j - 1)$  d'autre part.

$$\frac{\partial v_{i+\frac{1}{2},j}}{\partial y} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_{i,j}}{\partial y} + \frac{\partial v_{i+1,j}}{\partial y} \right), \quad (1.32)$$

où

$$\frac{\partial v_{i,j}}{\partial y} = \frac{v_{i,j+1} - v_{i,j-1}}{2\Delta y} \quad \text{et} \quad \frac{\partial v_{i+1,j}}{\partial y} = \frac{v_{i+1,j+1} - v_{i+1,j-1}}{2\Delta y}. \quad (1.33)$$

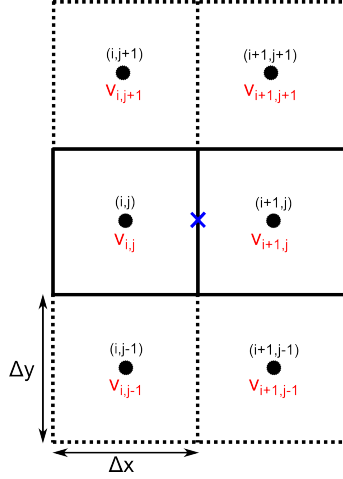


FIGURE 1.7 – Calcul des dérivées premières sur une interface de normale  $\vec{x}$  dans un domaine bi-dimensionnel.

En trois dimensions, les dérivées spatiales suivant  $z$  sont calculées de manière analogue.

Un nouveau critère doit être respecté pour éviter l'apparition d'instabilités qui peuvent être engendrées par la partie visqueuse de notre schéma. Cette condition de stabilité repose sur les pas de temps physiques utilisés lors de l'intégration temporelle explicite qui nous permet de réaliser l'avance en temps et s'écrit comme suit :

$$\Delta t_{visq} = CFL_{visq} \frac{\rho(\min_i(\Delta x_i))^2}{\mu}, \quad (1.34)$$

avec  $\Delta x_i$  la taille de la plus petite cellule du domaine de simulation,  $\rho$  la masse volumique,  $\mu$  sa viscosité dynamique et  $CFL_{visq}$  le nombre de diffusion ( $CFL_{visq} \approx 0.15$ ).

Ainsi, les deux conditions  $CFL_{visq}$  et  $CFL$  limitent le pas de temps, qui est finalement choisi tel que  $\Delta t = \min(\Delta t_{acoustique} ; \Delta t_{visq})$ .

### 1.10.2 Conditions aux limites au bord du domaine

Deux types de conditions aux limites sont requis :

1. Des conditions de glissement permettant d'imposer la composante normale du vecteur vitesse de la paroi (condition de non-pénétration).
2. Des conditions d'adhérence.

L'imposition de ces conditions est réalisée au moyen de cellules fantômes qui sont des cellules fictives symétrisées sur les bords du domaine. Les conditions de glissement sont imposées dans la partie hyperbolique du solveur et celles d'adhérence dans la partie visqueuse. La figure 1.8, décrit les vecteurs vitesses attribués aux cellules fantômes (en rouge) en fonction de la condition souhaitée à la paroi (en vert) et des vitesses des cellules de bord (en bleu).

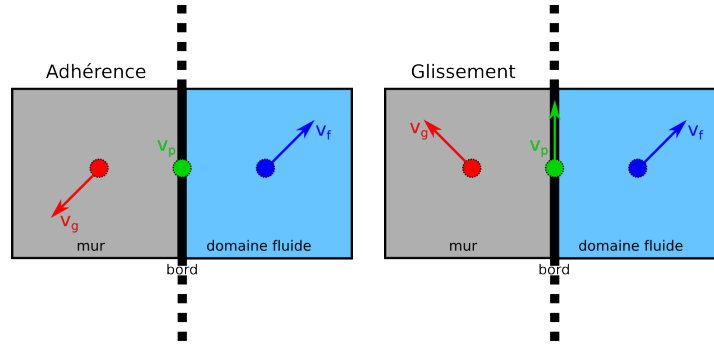


FIGURE 1.8 – Schéma des vitesses  $v_g$  attribuées aux cellules fantômes (ghost) en fonction de la condition souhaitée à la paroi  $v_p$  et des vitesses des cellules fluides de bord  $v_f$ .

Ces conditions s'écrivent :

$$\begin{cases} \vec{V}_g = 2\vec{V}_p - \vec{V}_f & \text{condition d'adhérence} \\ \vec{V}_g = \vec{V}_f - 2((\vec{V}_f - \vec{V}_p) \cdot \vec{n})\vec{n} & \text{condition de glissement} \end{cases} \quad (1.35)$$

En pratique, pour une condition d'adhérence, nous imposons les dérivées de vitesse normales aux parois (les composantes tangentielles sont supposées négligeables (voir [47])).

## 1.11 Validation sur le cas de la cavité entraînée

La cavité entraînée est un cas de validation couramment employé en mécanique des fluides numérique pour évaluer la capacité des codes CFD à résoudre des phénomènes visqueux (laminaires) et ainsi évaluer leur capacité à prendre en compte la viscosité.

La figure (1.9) présente ce cas test. Un domaine fluide bi-dimensionnel de forme carrée est défini. La partie supérieure de ce domaine est une plaque plane entraînée à la vitesse :  $v_x = u_e$  et  $v_y = 0$ . Les autres frontières sont fixes :  $v_x = 0$  et  $v_y = 0$ . Une condition d'adhérence est imposée sur toutes les frontières. Le fluide est alors entraîné par adhérence par la plaque plane, et l'écoulement devient stationnaire après une période transitoire d'une durée qui est fonction de son nombre de Reynolds ( $Re = \frac{\rho u_e L}{\mu}$ ). L'augmentation du nombre de Reynolds fait apparaître des structures tourbillonnaires différentes en régime stationnaire.

Dans cette section, nous étudions le comportement de notre solveur pour deux nombres de Reynolds :  $Re = 100$  et  $Re = 1000$ . La validation porte sur la comparaison des lignes de courant obtenues et plus précisément de la position des tourbillons qui se forment dans la cavité avec un cas de référence de Ghia *et al.* [57]. Nous comparons également avec le cas de référence les profils de vitesse  $V_x$  obtenus en  $x = 0.5 m$  pour  $y$  allant de 0 à 1 m, et  $V_y$  obtenus en  $y = 0.5 m$  pour  $x$  allant de 0 à 1 m. Enfin, une étude de convergence en maillage est menée.

Le système (1.36) décrit les conditions du calcul. Ces conditions ont été choisies

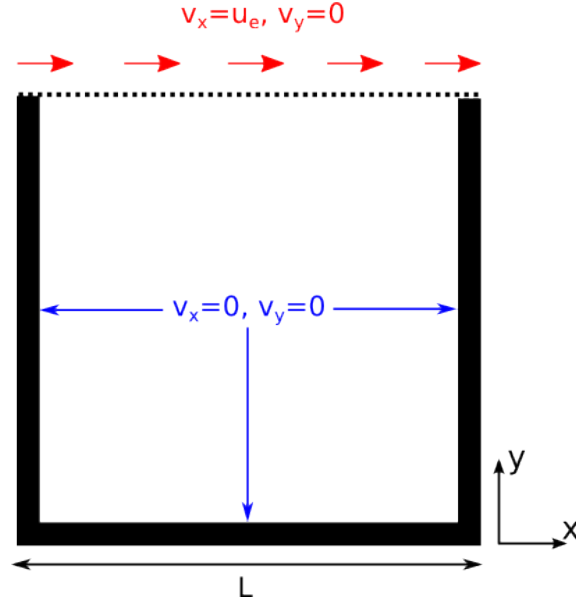


FIGURE 1.9 – Présentation du cas test de la cavité entraînée bi-dimensionnelle.

en correspondance avec les résultats de référence [57] que nous utilisons.

$$\begin{cases} u_e = 1 \text{ m.s}^{-1} \\ L = 1 \text{ m} \\ \rho = 1000 \text{ kg.m}^{-3} \end{cases} \quad (1.36)$$

Il est à noter que le cas de référence présente une grille de maillage avec 129 cellules dans chaque direction de l'espace bi-dimensionnel de simulation, alors que notre solveur utilise une grille de 128 cellules dans chaque direction. Nous faisons l'hypothèse que l'impact engendré est négligeable.

### 1.11.1 Cavité entraînée : cas à $Re = 100$

Dans un premier temps, nous allons présenter les résultats pour l'écoulement à nombre de Reynolds  $Re = 100$  en régime établi ( $t > 20 \text{ s}$ ). Le paramètre utilisé pour régler le nombre de Reynolds est la viscosité dynamique, qui est dans ce cas fixée à  $\mu = 10 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ .

La figure 1.10 montre les lignes de courant obtenues avec notre solveur (à droite), et les compare avec celles du cas de référence (à gauche). On observe un bon accord des solutions, avec l'apparition d'un tourbillon principal en haut à droite du domaine, ainsi que deux tourbillons secondaires en bas à gauche et à droite. Le tableau 1.11 permet de préciser ces observations. Il compare notamment les positions des trois tourbillons présents dans l'écoulement. L'erreur relative par rapport aux positions de référence est très faible. Un maximum de 0.5233 % est obtenu sur la position suivant  $y$  du tourbillon secondaire gauche.

Enfin, la figure 1.12 présente les profils de vitesse  $V_x$  obtenus en  $x = 0.5 \text{ m}$  pour  $y$  allant de 0 à 1 m (à gauche) et  $V_y$  obtenus en  $y = 0.5 \text{ m}$  pour  $x$  allant de 0 à 1 m (à droite), en fonction de la densité de maillage utilisée dans le domaine de simulation. On observe un très bon accord entre les profils que nous obtenons et les

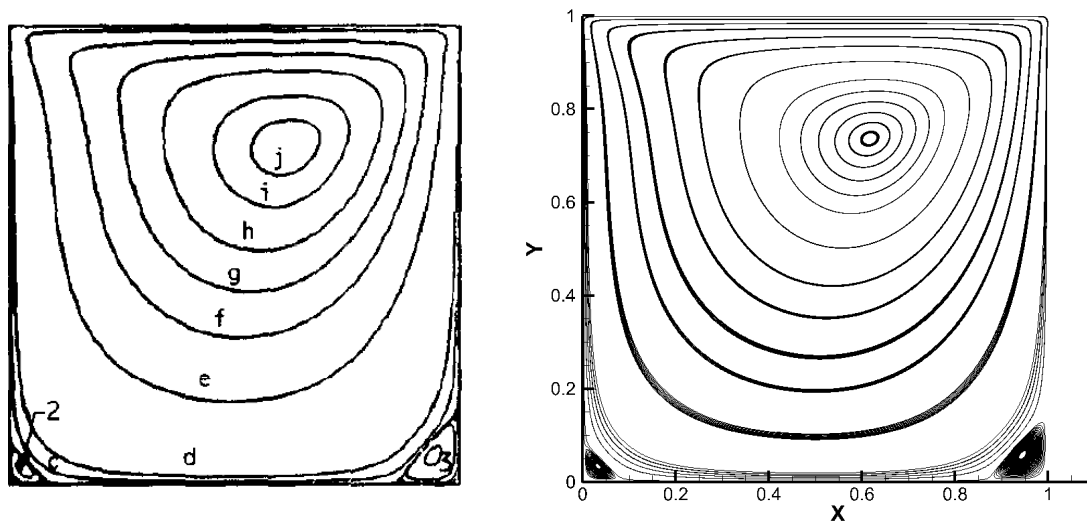


FIGURE 1.10 – Comparaison des lignes de courant sur le cas test de la cavité entraînée à  $Re = 100$ . A gauche le cas de référence issu de Ghia *et al.* (129 mailles par dimensions), à droite la solution obtenue par notre code en formulation MUSCL Van Leer sur une grille cartésienne régulière de 128 mailles par dimensions.

		Re=100		
		Ghia <i>et al.</i>	MUSCL Van Leer	
		129*129	128*128	
		position [m]	position [m]	erreur [%]
Tourbillon principal	x	0.6172	0.6165	0.0735
	y	0.7344	0.7370	0.2564
Tourbillon secondaire gauche	x	0.0313	0.0328	0.1542
	y	0.0391	0.0339	0.5233
Tourbillon secondaire droit	x	0.9453	0.9450	0.0259
	y	0.0625	0.0584	0.4098

FIGURE 1.11 – Tableau de comparaison de la position des tourbillons dans la cavité entraînée pour  $Re = 100$ .

points de référence. Néanmoins, nous constatons une convergence de notre solveur vers une solution légèrement différente de celle proposée par [57] en ce qui concerne  $V_y = f(x)$ . Une raison possible serait que les résultats proposés par Ghia *et al.* ne sont pas totalement convergés en espace. Cela corrobore les résultats discutés dans la thèse de P. Bigay [47].

### 1.11.2 Cavité entraînée : cas à $Re = 1000$

Lorsque que nous diminuons la viscosité dynamique de notre cas test à  $1 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ , le nombre de Reynolds qui caractérise l'écoulement passe de 100 à 1000. Dans cette

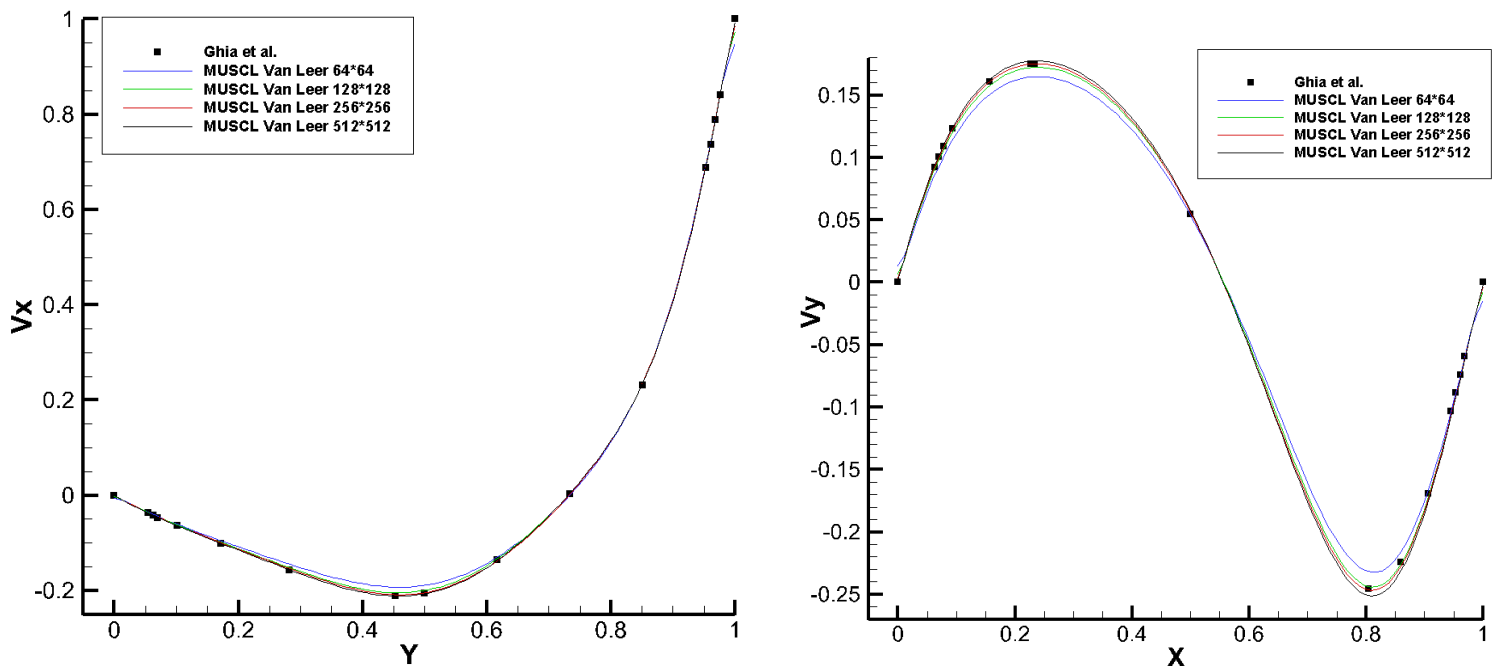


FIGURE 1.12 – Etude des profils de vitesse  $V_x$  obtenus en  $x = 0.5 \text{ m}$  pour  $y$  allant de 0 à 1  $\text{m}$  (à gauche) et  $V_y$  obtenus en  $y = 0.5 \text{ m}$  pour  $x$  allant de 0 à 1  $\text{m}$  (à droite), en fonction de la densité de maillage sur le cas test de la cavité entraînée à  $Re = 100$ .

configuration, et en régime établi, un tourbillon tertiaire apparaît dans le coin en bas à droite du domaine. De la même manière que pour le cas  $Re = 100$ , la figure 1.13 décrit les tourbillons engendrés dans le domaine une fois l'état stationnaire atteint ( $t > 40 \text{ s}$ ). On remarque qu'à ce niveau de discrétisation spatiale (128 cell/direc.), nous réussissons à capter l'intégralité du système tourbillonnaire présent dans la cavité (ce n'est pas le cas sur une grille de 64 cellules par directions, pour lequel le tourbillon tertiaire n'apparaît pas). Le tableau 1.14 précise l'emplacement des quatre tourbillons et indique une erreur maximale de 1.4472 % sur la position du tourbillon secondaire droit suivant  $x$ . L'erreur globale reste ainsi tout à fait acceptable.

Enfin, la figure 1.15, qui décrit les profils de vitesse  $V_x$  obtenus en  $x = 0.5 \text{ m}$  pour  $y$  allant de 0 à 1  $\text{m}$  (à gauche) et  $V_y$  obtenus en  $y = 0.5 \text{ m}$  pour  $x$  allant de 0 à 1  $\text{m}$  (à droite), en fonction de la densité de maillage du domaine présente une belle convergence spatiale de nos résultats vers les valeurs  $V_x$  et  $V_y$  du cas de référence. A l'inverse de la cavité entraînée avec un nombre de Reynolds  $Re = 100$ , la résolution spatiale a une influence non négligeable sur la solution. En d'autres termes, comme les effets visqueux physiques deviennent moins importants lorsque le nombre de Reynolds augmente, on voit apparaître les effets de la viscosité numérique qui est liée au schéma spatial. De fait, la résolution en espace, qui, dans le cas  $Re = 100$  n'avait pas une influence notable, a dans le cas  $Re = 1000$  pour effet de diminuer la diffusion du schéma de discrétisation spatiale dans le cas  $Re = 1000$ .

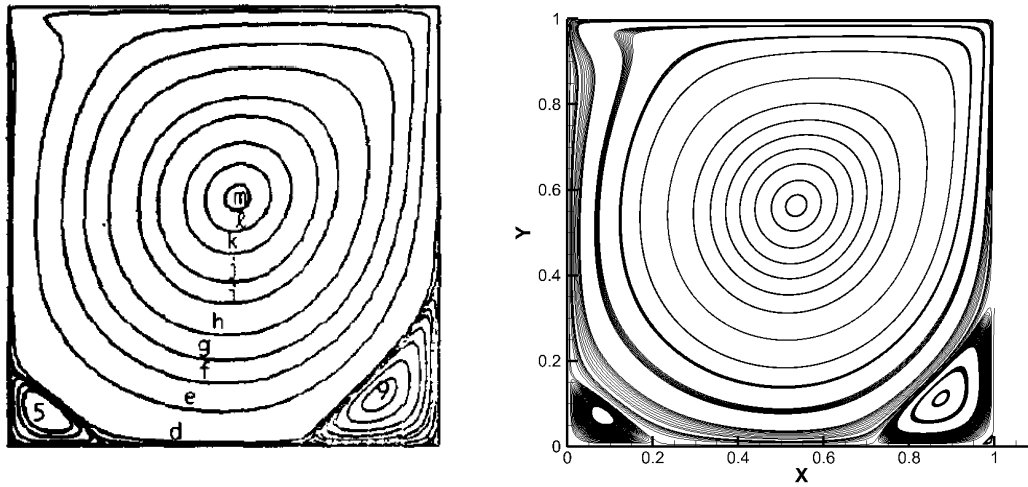


FIGURE 1.13 – Comparaison des lignes de courant sur le cas test de la cavité entraînée à  $Re = 1000$ . A gauche le cas de référence issu de Ghia *et al.* (129 mailles par dimensions), à droite la solution obtenue par notre code en formulation MUSCL Van Leer sur une grille cartésienne régulière de 128 mailles par dimensions.

		Re=1000		
		Ghia <i>et al.</i>	MUSCL Van Leer	
		129*129	128*128	
		position [m]	position [m]	erreur [%]
Tourbillon principal	x	0.5313	0.5355	0.4159
	y	0.5625	0.5638	0.1280
Tourbillon secondaire gauche	x	0.0859	0.0812	0.4656
	y	0.0781	0.0724	0.5719
Tourbillon secondaire droit	x	0.8594	0.8739	1.4472
	y	0.1094	0.1122	0.2796
Tourbillon tertiaire droit	x	0.9922	0.9868	0.5429
	y	0.0078	0.0132	0.5430

FIGURE 1.14 – Tableau de comparaison de la position des tourbillons dans la cavité entraînée pour  $Re = 1000$ .

En conclusion, le modèle de prise en compte de la viscosité semble donner des résultats tout à fait acceptables en terme de précision. Nous l'utiliserons donc dans la suite de la thèse.

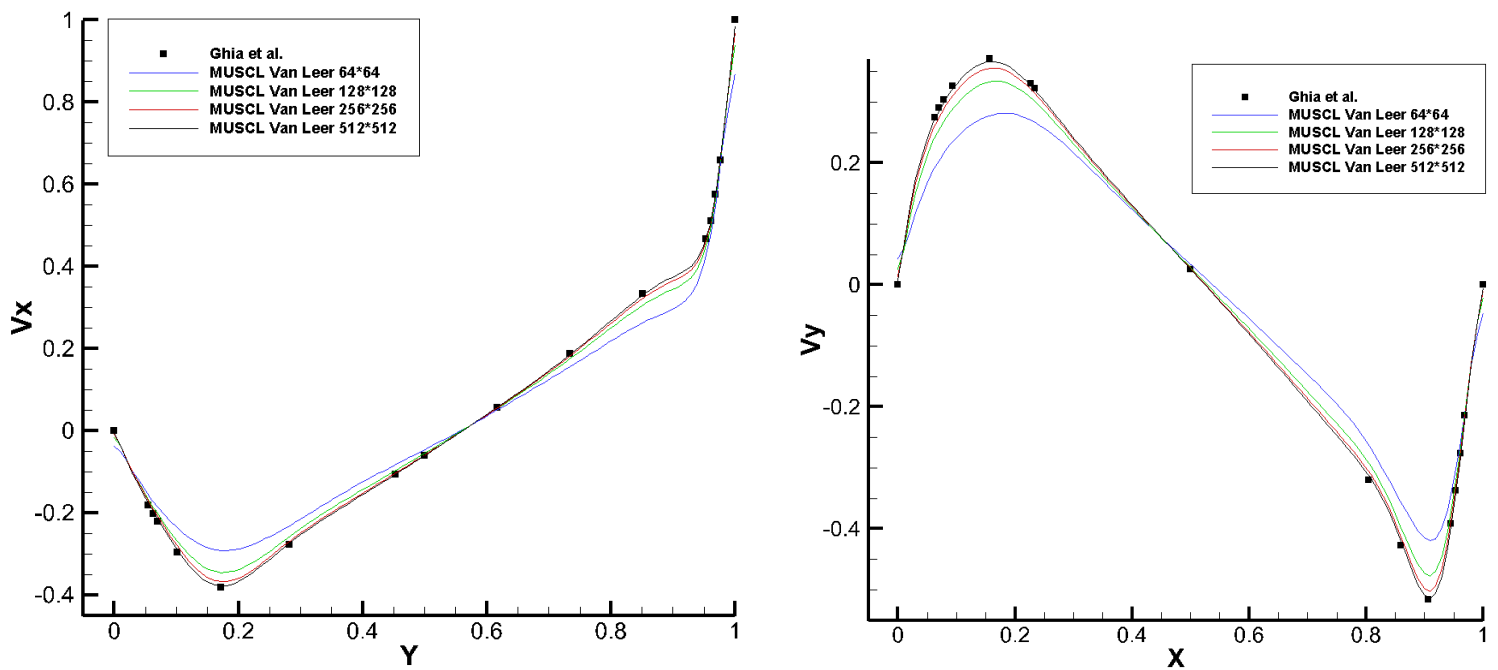


FIGURE 1.15 – Etude des profils de vitesse  $V_x$  obtenus en  $x = 0.5 \text{ m}$  pour  $y$  allant de 0 à 1  $\text{m}$  (à gauche) et  $V_y$  obtenus en  $y = 0.5 \text{ m}$  pour  $x$  allant de 0 à 1  $\text{m}$  (à droite), en fonction de la densité de maillage sur le cas test de la cavité entraînée à  $Re = 1000$ .



# Chapitre 2

## Modélisation de sillages tourbillonnaires

Dans cette section, nous présentons les éléments et méthodes nécessaires pour être capable de modéliser de façon précise des sillages turbulents. En effet, dans l'application que nous visons, c'est-à-dire la simulation d'écoulements au sein de fermes d'hydroliennes, les phénomènes physiques représentés se font toujours en présence d'une convection. De plus, les effets de sillages imposant un positionnement espacé des hydroliennes les unes par rapport aux autres, il est important de pouvoir simuler ces phénomènes au loin (jusqu'à une dizaine de diamètres en aval de la machine).

### 2.1 Nécessité d'un schéma faiblement dissipatif

Pour s'assurer des bonnes performances de notre code en terme de précision de calcul, il est important d'en connaître ses propriétés diffusives. Cela est primordial dans notre cas, car nous souhaitons pouvoir convecter des structures d'écoulements dans notre domaine de simulation, en aval des hydroliennes sans dénaturer leurs sillages. Deux cas tests ont été réalisés : les tourbillons de Taylor-Green bi-dimensionnels et la convection d'un tourbillon.

#### 2.1.1 Tourbillons de Taylor-Green bi-dimensionnels non-visqueux

Le cas test des tourbillons de Taylor-Green bi-dimensionnels non-visqueux est le premier des cas de validation que nous avons étudié. C'est un cas test sans convection dans lequel quatre tourbillons sont initialisés dans un domaine fluide bi-dimensionnel périodique de forme carrée et dont la solution analytique est connue [37] :

$$\begin{cases} u(x, y, t) = U_0 e^{\frac{-8\pi^2 \nu t}{L^2}} \sin\left(2\pi \frac{x}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{y}{L}\right) \\ v(x, y, t) = -U_0 e^{\frac{-8\pi^2 \nu t}{L^2}} \cos\left(2\pi \frac{x}{L}\right) \sin\left(2\pi \frac{y}{L}\right) \\ p(x, y, t) = \frac{\rho_0 U_0^2}{4} e^{\frac{-16\pi^2 \nu t}{L^2}} \left[ \cos\left(4\pi \frac{x}{L}\right) + \cos\left(4\pi \frac{y}{L}\right) \right] \\ U_0 = 1m/s, L = 1m, c_0 = 10m/s, \rho_0 = 1000kg/m^3 \end{cases} \quad (2.1)$$

où  $\nu$  est la viscosité cinématique du fluide choisie nulle dans notre cas et  $L$  la longueur des côtés du domaine fluide.

En l'absence de diffusion (viscosité numérique nulle), les quatre tourbillons se maintiennent dans le domaine. Ce cas test nous permet donc de quantifier les propriétés diffusives de notre code de calcul en mesurant la vitesse de décroissance de ces tourbillons au cours du temps.

La figure 2.1 présente l'initialisation du cas test des tourbillons de Taylor-Green bi-dimensionnels. La vue de gauche montre le champ de vecteurs vitesse coloré en pression. Cela permet de connaître le sens de rotation des tourbillons et donc de comprendre la forme des champs de pression rencontrés. La vue de droite montre les lignes de courant colorées en valeur absolue de vorticité.

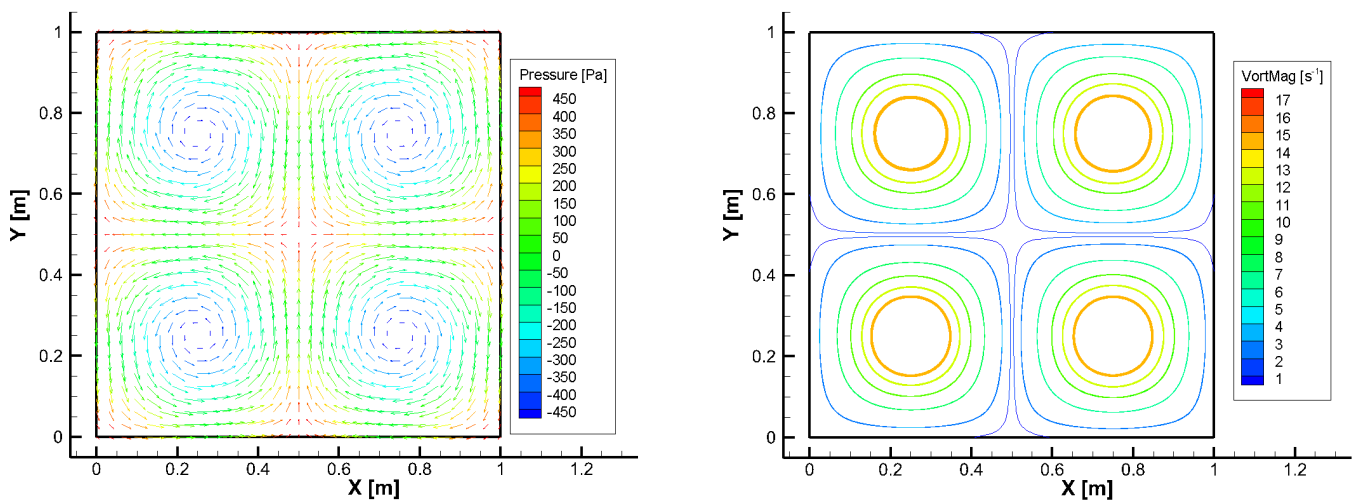


FIGURE 2.1 – Initialisation du cas test des tourbillons de Taylor-Green bi-dimensionnels. A gauche le champ de vecteurs vitesse coloré en pression, à droite les lignes de courant colorées en valeur absolue de vorticité.

La figure 2.2 montre les champs de pression obtenus au bout de 10 s de simulation pour trois discrétisations spatiales :  $32^2$ ,  $64^2$  et  $128^2$ . Nous remarquons que le champ de pression a disparu dans le cas où la résolution en espace est la plus faible. Le champ de pression est également très amoindri dans le cas  $64^2$ . Enfin, nous obtenons un champ de pression globalement conservé pour le cas  $128^2$ .

La figure 2.3 compare la vitesse locale relevée dans une zone de vitesse maximale pour différentes discrétisations spatiales. Les mêmes conclusions peuvent être tirées de cette figure, à savoir que plus la discrétisation spatiale augmente, plus notre code est capable de conserver le champ de pression initial. Nous remarquons d'ailleurs une convergence en maillage pour les grilles les plus fines.

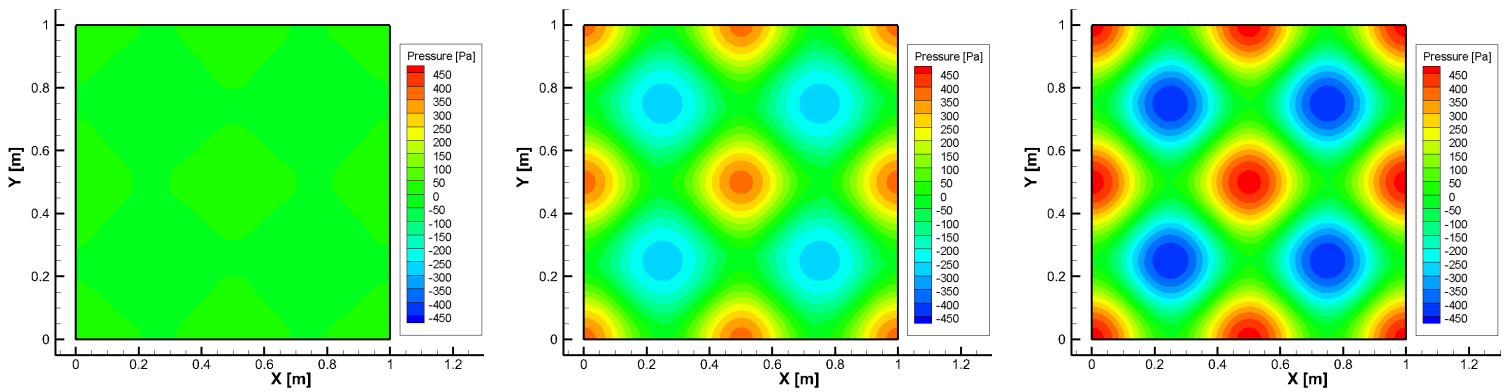


FIGURE 2.2 – Comparaison des champs de pression pour le cas test de Taylor-Green bi-dimensionnel à  $t = 10s$ , pour trois discrétisations spatiales (gauche :  $32^2$ , milieu :  $64^2$ , droite :  $128^2$ ), obtenus avec le schéma MUSCL VanLeer.

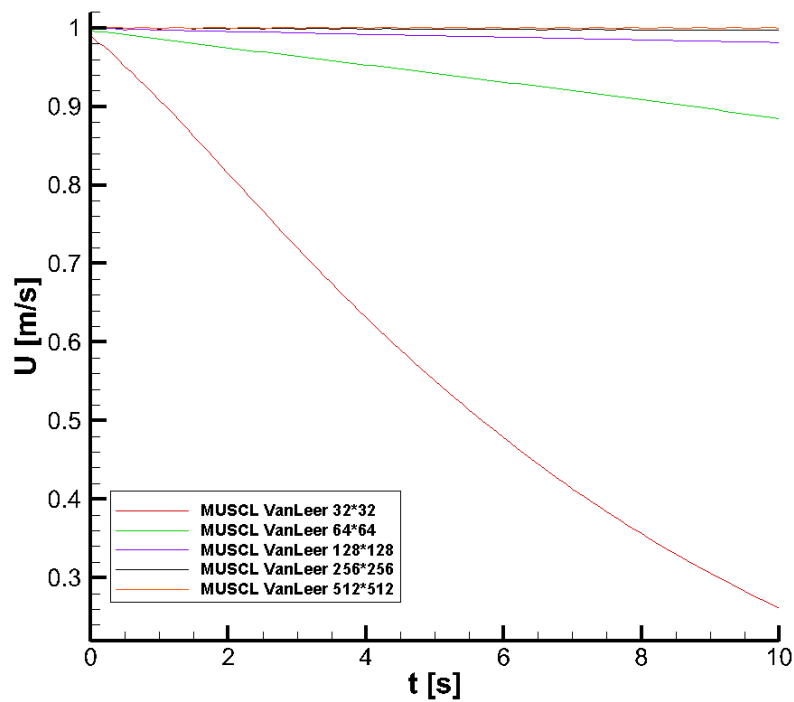


FIGURE 2.3 – Comparaison de la vitesse locale obtenue au point de coordonnées  $x = 0.75m ; y = 0.5m$  avec le schéma MUSCL VanLeer pour différentes discrétisations spatiales.

## 2.1.2 Advection d'un tourbillon

Il est également nécessaire de s'assurer que notre code arrive à être conservatif lors d'un écoulement avec convection pour être capable *in fine* de simuler des sillages d'hydroliennes turbulents. Le cas de convection d'un tourbillon bi-dimensionnel que nous présentons dans cette partie est proposé par le Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique (CERFACS). Il consiste, dans un domaine périodique de forme carrée, à convecter un tourbillon défini au préalable à une vitesse  $U_0$  uniforme suivant l'axe des  $x$ , et à voir si ce tourbillon se conserve au cours du temps. Pour ce cas test, la viscosité est choisie comme nulle. De cette manière, la dégradation du tourbillon initial au cours du temps nous renseigne sur les caractéristiques de diffusion numérique et de dispersion de notre code.

Les résultats que nous présentons ici sont issus de la thèse de doctorat de Pierre Bigay [47]. Nous réutilisons ces résultats pour ce cas de validation. En effet, la base du solveur hyperbolique étant commune à nos deux thèses, ces validations restent valables dans mes travaux également. Nous donnons donc une description sommaire des résultats obtenus. Pour de plus amples détails, nous renvoyons le lecteur au site internet du CERFACS dédié à ce cas test [58].

Les résultats obtenus sont également comparés avec d'autres codes (Elsa, ABVP, OpenFoam), d'ordres élevés.

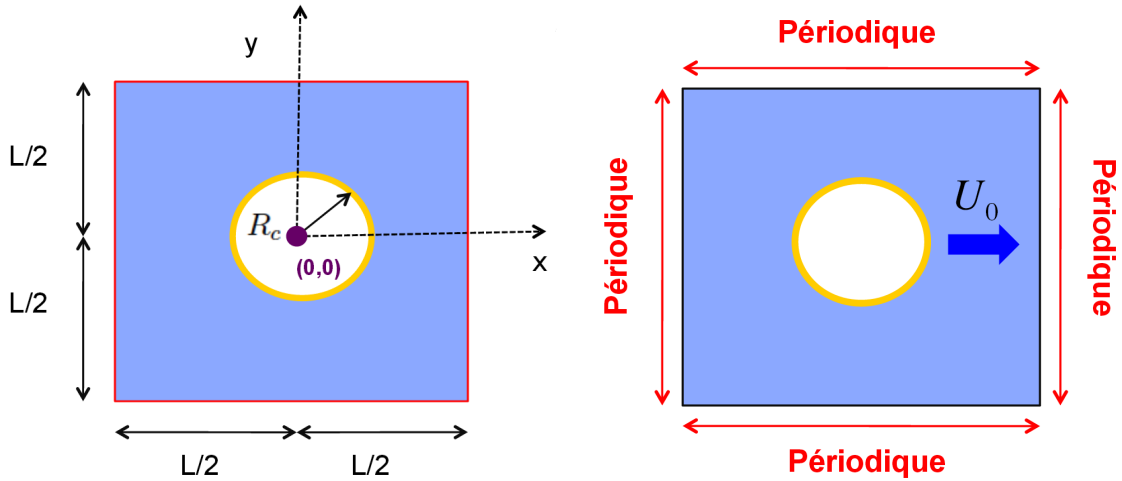


FIGURE 2.4 – Présentation du cas test de convection de tourbillon bi-dimensionnel (source :CERFACS).

Le système d'équation (2.2) décrit les conditions initiales de ce cas test :

$$\begin{cases} u = U_0 + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \\ v = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} \\ P = P_0 - \frac{\rho \Gamma^2}{2R_c^2} e^{-\frac{((x-x_c)^2 + (y-y_c)^2)}{R_c^2}} \end{cases} \quad (2.2)$$

avec  $U_0 = 35m.s^{-1}$ ,  $L = 0.3112m$ ,  $c_0 = 350m.s^{-1}$ ,  $\rho_0 = 1.7170kg.m^{-3}$ ,  $\Gamma =$

$0.0359157m^2.s^{-1}$ , et :

$$\Phi(x, y) = \begin{cases} \Gamma e^{-\frac{((x-x_c)^2+(y-y_c)^2)}{R_c^2}} & \text{si } \sqrt{(x-x_c)^2+(y-y_c)^2} < 4R_c \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.3)$$

Le fluide simulé dans ce cas-test est l'air. La constante polytropique utilisée dans la loi d'état vaut  $\gamma = 1.4$ .

Dans ce cas test, nous évaluons deux grandeurs : les champs de vitesses relatives à la vitesse de convection suivant l'axe de convection du tourbillon et les profils de vitesse  $V$  à chaque passage de tourbillon en  $x = 0$ . Nous présentons également les champs de pression aux mêmes instants pour pouvoir apprécier les phénomènes de diffusion numérique.

La figure 2.5 présente les tourbillons à l'initialisation (à gauche) et après 1 passage (au milieu) et 40 passages (à droite) à travers les frontières périodiques du domaine de simulation. Les vues du haut sont les champs de pression et celles d'en bas les champs de vitesse relative.

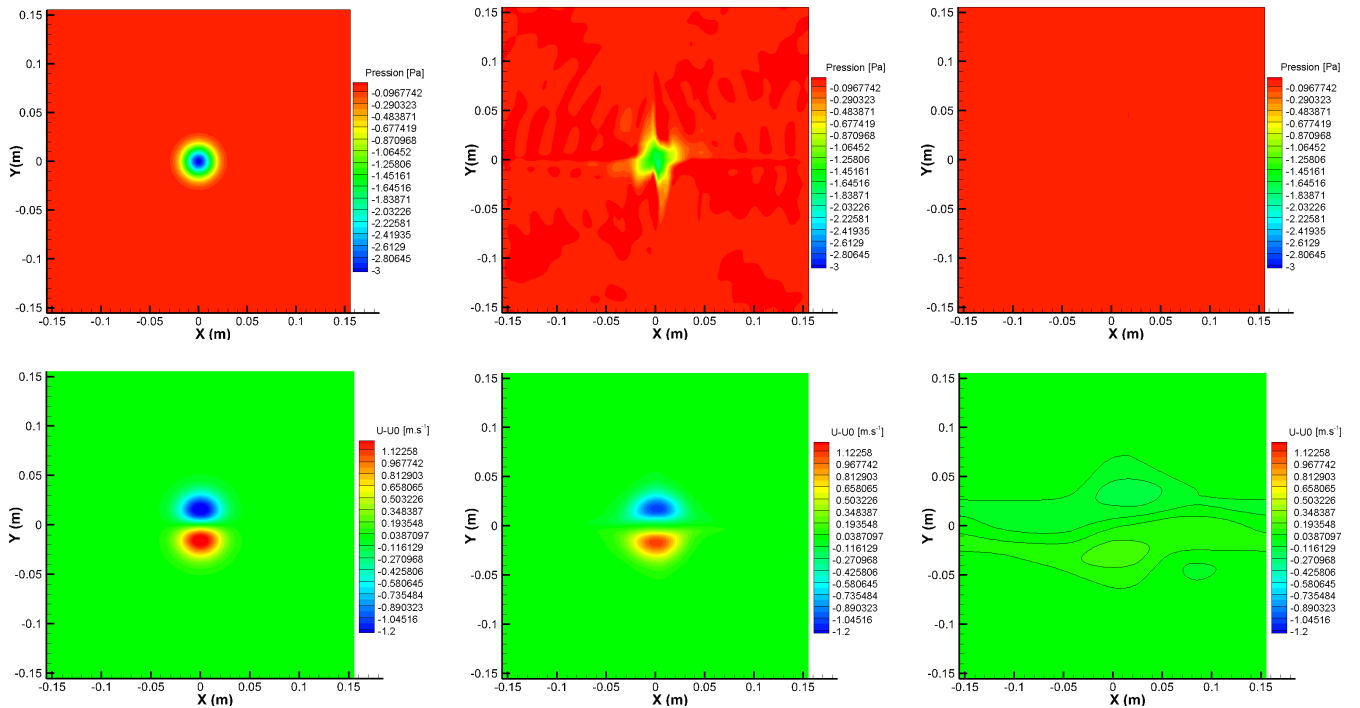


FIGURE 2.5 – Champs de pression et de vitesse relative à l'initialisation pour le cas test de convection de tourbillon bi-dimensionnel (de gauche à droite : initial, 1 passage, 40 passages).

A l'initialisation, le tourbillon est bien défini en pression et en vitesse. Après une première période, nous observons sur le champ de pression correspondant un phénomène dispersif ainsi qu'un phénomène diffusif sur le champ de vitesse. Après 40 périodes, les champs de pression et de vitesse ont disparu.

La figure 2.6 décrit les résultats obtenus avec les autres codes de simulation après 40 périodes. Nous observons que les codes Elsa (ordre 6 en espace et en temps)

et AVBP (ordre 3 en espace et en temps) arrivent à convecter le tourbillon sans problème alors que le code OpenFoam (ordre 2 en espace et 4 en temps) n’a pas réussi à le conserver. Ces résultats sont obtenus pour une résolution de grille de  $80^2$  alors que nous utilisons pour notre code une grille de  $128^2$ . Cette différence est importante pour l’analyse des résultats, car la discrétisation spatiale est le premier facteur qui conditionne la diffusion numérique.

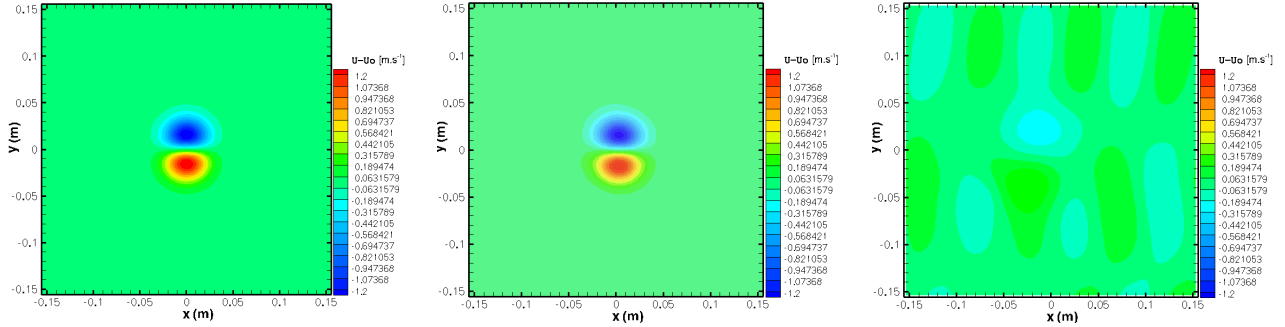


FIGURE 2.6 – Champs de vitesse relative  $U - U_0$  après 40 périodes : Elsa (à gauche), ABVP (au milieu) et OpenFoam (à droite) avec une discrétisation spatiale de  $80^2$

La figure 2.7 présente les profils de vitesse verticale en  $y = 0$  obtenus avec notre code pour plusieurs discrétisations en espace et les compare avec les trois codes témoins que nous avons pris en référence. Nous pouvons regarder deux aspects : l’erreur sur l’amplitude, et celle sur la phase. Pour une résolution spatiale de  $128^2$ , nous mesurons une erreur sur l’amplitude de 66%. Pour une résolution de  $512^2$  l’erreur passe à 15%. On voit bien que la discrétisation spatiale conditionne fortement la diffusion numérique. Cette figure confirme que la forte augmentation du niveau de raffinement de grille ne suffit pas à atteindre des résultats aussi satisfaisants que ceux obtenus par les codes de calcul de référence d’ordres élevés, alors que ces derniers ont été réalisés sur des grilles de  $80^2$  (moins de 3% d’erreur sur les amplitudes de vitesse pour Elsa et 10% pour ABVP).

Les résultats obtenus lors de ce cas de validation, nous montrent que les codes qui utilisent un ordre de discrétisation spatiale supérieur au nôtre arrivent beaucoup mieux à conserver leurs champs de pression et de vitesse et ce pour une discrétisation plus faible ( $80^2$ ) que celle que nous avons utilisée ( $128^2$ ). Pour permettre le développement correct de notre outil de simulation en accord avec les objectifs fixés en début de partie (2.1.2), il est donc primordial de faire évoluer notre code vers un ordre de discrétisation spatiale plus élevé.

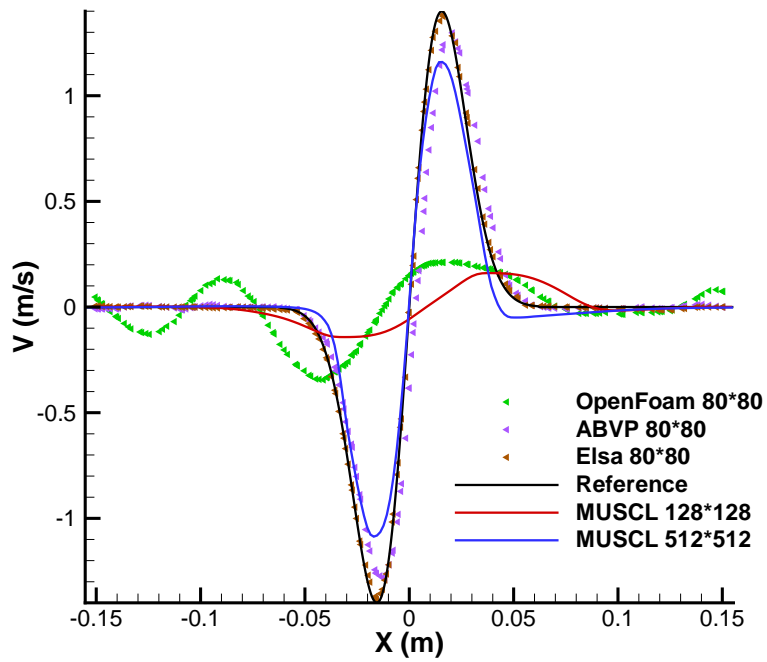


FIGURE 2.7 – Comparaison des profils de vitesse verticale  $V$  en  $y = 0$  à  $t = 40 \frac{L}{U_0} s$  entre différents codes et WCCH utilisant la méthode MUSCL - Van Leer

## 2.2 Montée en ordre du schéma de discrétisation spatiale : développement d'un schéma WENO5

Dans le cas d'applications avec de multiples hydroliennes, il est très important de pouvoir être capable de simuler avec précision l'advection de sillages en aval des machines. En effet, il est essentiel de prédire correctement les interactions sillages/sillages et sillages/machines, pour finalement permettre l'optimisation de la ferme d'hydroliennes. Le choix des schémas d'interpolation spatiaux doit donc être fait avec soin pour réduire la diffusion numérique et améliorer la précision du solveur. C'est pourquoi le schéma de discrétisation spatiale du second ordre fondé sur MUSCL [54], et sur lequel notre solveur reposait initialement a été remplacé par un schéma du cinquième ordre WENO5 (Weighted Essentially Non-Oscillatory) [59].

Le schéma WENO5 fait partie de la famille des schémas ENO (Essentially Non Oscillatory) [60]. Contrairement à la famille des schémas TVD (Total Variation Diminishing) dont MUSCL fait partie et dans lesquels le traitement des discontinuités est géré de manière à assurer que la variation totale de la solution soit décroissante au cours du temps ( $TV(W^{t+1}) \leq TV(W^t)$ ), les schémas ENO se basent sur une TVD relaxée. En effet, ils proposent de considérer  $n$  polynômes différents pour une interface donnée et de choisir celui qui assure une solution sans chocs. Une reconstruction polynomiale est ensuite réalisée en se basant sur ce polynôme. Au voisinage d'une discontinuité, la méthode permet de sélectionner le polynôme dans lequel la fonction est la plus régulière et la moins oscillante. De cette manière nous conservons une interpolation d'ordre élevé partout dans le domaine. La méthode WENO (Weighted ENO) [59] est une amélioration de la méthode ENO. L'idée est de prendre en compte l'ensemble des  $n$  polynômes proposés et d'en utiliser une combinaison convexe en s'appuyant sur un système de poids (pondération) pour proposer des valeurs reconstruites plus précises aux interfaces dans tous les cas. Elle permet d'éviter les changements inappropriés de support et d'augmenter l'ordre du schéma dans les régions régulières de la solution (puisque basée sur l'ensemble des  $2n - 1$  points contenus dans les  $n$  polynômes). Les poids sont déterminés en fonction de la régularité de la solution dans les différents polynômes.

Le calcul des flux aux interfaces reste donc identique. Seule la méthode de reconstruction des variables conservatives aux interfaces diffère (passage du schéma MUSCL VanLeer au schéma WENO5).

La méthode que nous allons présenter maintenant a été implémentée dans le code par G. Oger, ingénieur de recherche au LHEEA.

Le schéma WENO que nous avons choisi est basé sur cinq points ( $p$ ) et donc  $n_{polynomes} = \frac{p+1}{2} = 3$  polynômes s'appuyant comme suit (voir figure 2.8) :

$$S_0 = (i, i + 1, i + 2) , S_1 = (i - 1, i, i + 1) \text{ et } S_2 = (i - 2, i - 1, i) \quad (2.4)$$

Les indicateurs de régularité qui leur sont associés sont les suivants :

$$\begin{aligned} \beta_0 &= \frac{13}{12}(W_i - 2W_{i+1} + W_{i+2})^2 + \frac{1}{4}(3W_i - 4W_{i+1} + W_{i+2})^2 \\ \beta_1 &= \frac{13}{12}(W_{i-1} - 2W_i + W_{i+1})^2 + \frac{1}{4}(W_{i-1} - W_{i+1})^2 \\ \beta_2 &= \frac{13}{12}(W_{i-2} - 2W_{i-1} + W_i)^2 + \frac{1}{4}(W_{i-2} - 4W_{i-1} + 3W_i)^2 \end{aligned} \quad (2.5)$$

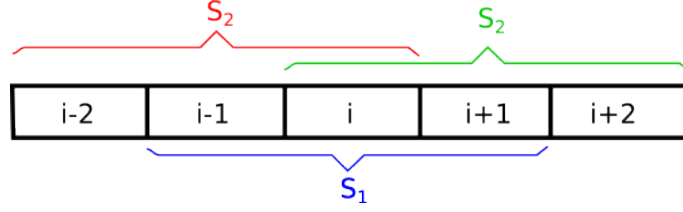


FIGURE 2.8 – Illustration du schéma WENO basé sur 5 points d'appui.

Les poids non linéaires  $\omega_l$  sont calculés de manière à imiter le comportement qu'aurait un schéma ENO lorsque la solution n'est pas régulière et approcher l'ordre 5 quand la solution est régulière. Ces poids  $\omega_l$  sont calculés en utilisant les indicateurs de régularité  $\beta_l$  comme suit :

$$\alpha_l = \frac{d_l}{(10^{-6} + \beta_l)^2} \quad l = 0, \dots, 2 \quad \omega_l = \frac{\alpha_l}{\sum_{k=0}^2 \alpha_k}. \quad (2.6)$$

Voici l'expression des valeurs reconstruites aux interfaces pour la direction  $x$  :

$$W^-(x_{i+\frac{1}{2}}) = \frac{1}{6}(\omega_0(-W_{i+2} + 5W_{i+1} + 2W_i) + \omega_1(-W_{i-1} + 5W_i + 2W_{i+1}) + \omega_2(2W_{i-2} - 7W_{i-1} + 11W_i)), \quad (2.7)$$

$$\text{avec : } d_0 = \frac{3}{10}, d_1 = \frac{3}{5}, d_2 = \frac{1}{10} \quad (2.8)$$

$$W^+(x_{i-\frac{1}{2}}) = \frac{1}{6}(\omega_0(2W_{i+2} - 7W_{i+1} + 11W_i) + \omega_1(-W_{i+1} + 5W_i + 2W_{i-1}) + \omega_2(-W_{i-2} + 5W_{i-1} + 2W_i)) \quad (2.9)$$

$$\text{avec : } d_0 = \frac{1}{10}, d_1 = \frac{3}{5}, d_2 = \frac{3}{10} \quad (2.10)$$

Les coefficients présentés ici sont valides uniquement pour les cas à grilles uniformes. Pour le cas particulier de l'AMR, où des variations de discrétisation sont rencontrées (grilles non-uniformes), des corrections ont été apportées par G. Oger mais ne seront pas détaillées dans le cadre de cette thèse. Pour apprécier les gains apportés par ce nouveau schéma de discrétisation spatiale, les cas tests des tourbillons de Taylor-Green bi-dimensionnels et de l'advection d'un tourbillon bi-dimensionnel sont à nouveau présentés. Des comparaisons entre les résultats en formulation MUSCL VanLeer et WENO5 sont systématiquement présentées.

### 2.2.1 Tourbillons de Taylor-Green bi-dimensionnels non-visqueux

La figure 2.9 montre, les champs de pression obtenus sur le cas test des tourbillons de Taylor-Green bi-dimensionnels au bout de 10 s de simulation avec le schéma WENO5, et les compare avec ceux obtenus avec le schéma MUSCL pour trois résolutions spatiales différentes. Dans les trois configurations, les champs de pression sont très bien conservés avec le schéma WENO5, alors que seule la résolution spatiale  $128^2$  réussit à le conserver en formulation MUSCL.

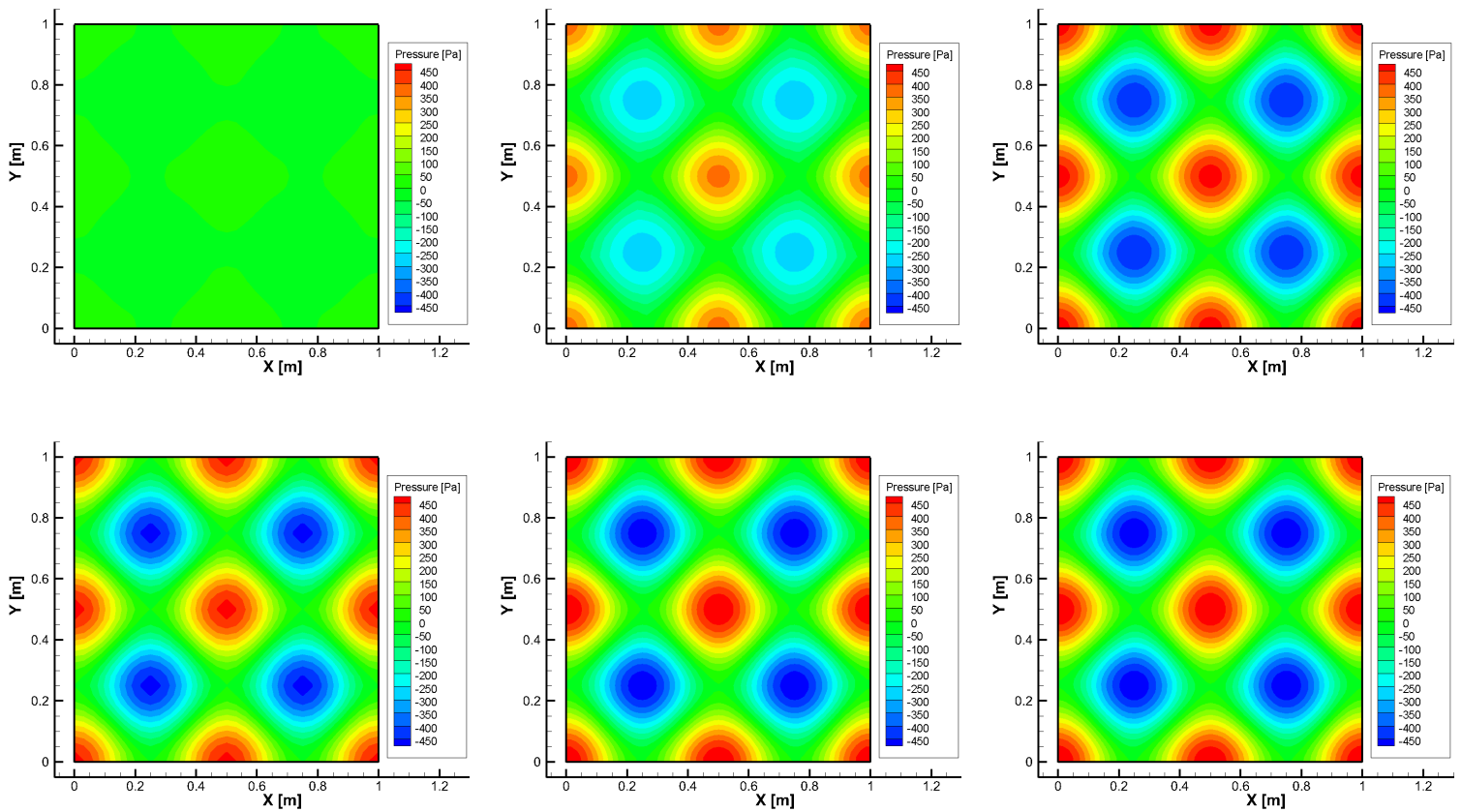


FIGURE 2.9 – Comparaison des champs de pression pour le cas test de Taylor-Green bi-dimensionnel à  $t = 10s$ , pour trois discrétisations spatiales (gauche :  $32^2$ , milieu :  $64^2$ , droite :  $128^2$ ), obtenus avec le schéma MUSCL VanLeer (en haut) et WENO5 (en bas).

La figure 2.10 présente les vitesses locales obtenues précédemment pour le schéma MUSCL VanLeer avec celles obtenues pour un schéma WENO5. Nous pouvons voir qu'avec une résolution spatiale de  $32^2$ , notre formulation avec le schéma WENO5 obtient des résultats presque aussi bons que pour la formulation MUSCL VanLeer avec une résolution spatiale  $128^2$ . Nous obtenons la convergence sur ce cas test en formulation WENO5 à partir d'une résolution de  $64^2$ .

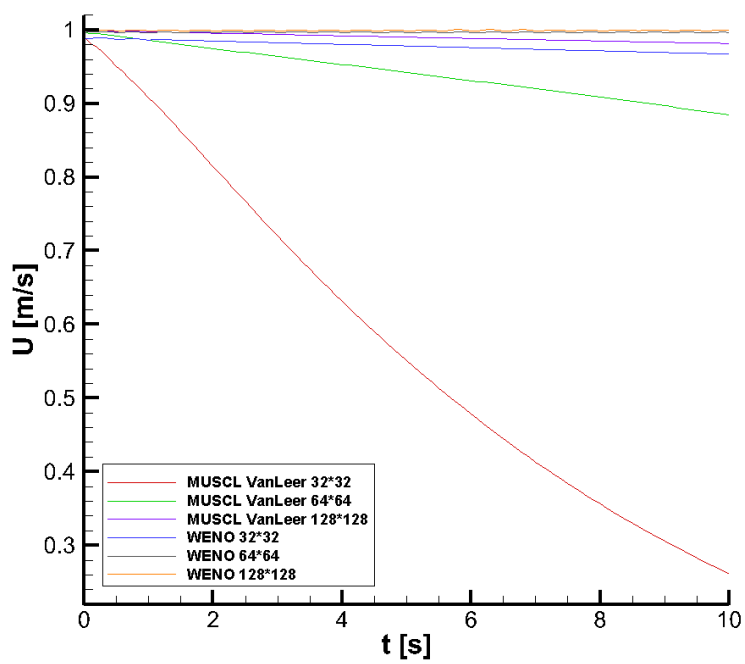


FIGURE 2.10 – Comparaison de la vitesse locale obtenue au point de coordonnées  $x = 0.75m ; y = 0.5m$  pour les schémas MUSCL VanLeer et WENO5 pour différentes discrétisations spatiales.

## 2.2.2 Advection d'un tourbillon

Nous testons également la formulation WENO5 sur un cas convectif de manière à apprécier les améliorations qu'il apporte en terme de diffusion. La figure 2.11 présente les champs de pression et de vitesse relative obtenus avec le schéma WENO5 pour une discrétisation de  $128^2$ . La vue de gauche montre l'état initial de la simulation ( $t = 0s$ ), la vue de droite montre les mêmes champs après 40 périodes. On remarque que le tourbillon est beaucoup mieux conservé que dans le cas MUSCL VanLeer (figure 2.5). La figure 2.12 précise ces observations à travers les profils de vitesse verticale en  $y = 0$ . Elle permet de comparer les résultats obtenus avec le schéma MUSCL VanLeer pour une discrétisation de  $512^2$  avec ceux du schéma WENO5 pour une discrétisation  $128^2$ . L'erreur sur l'amplitude obtenue pour la formulation WENO5 dans ce cas est inférieure à 10%. Ces résultats sont meilleurs que ceux obtenus avec le schéma MUSCL VanLeer pour la résolution la plus fine testée ( $512^2$ ) pour lequel une erreur de 15% était obtenue.

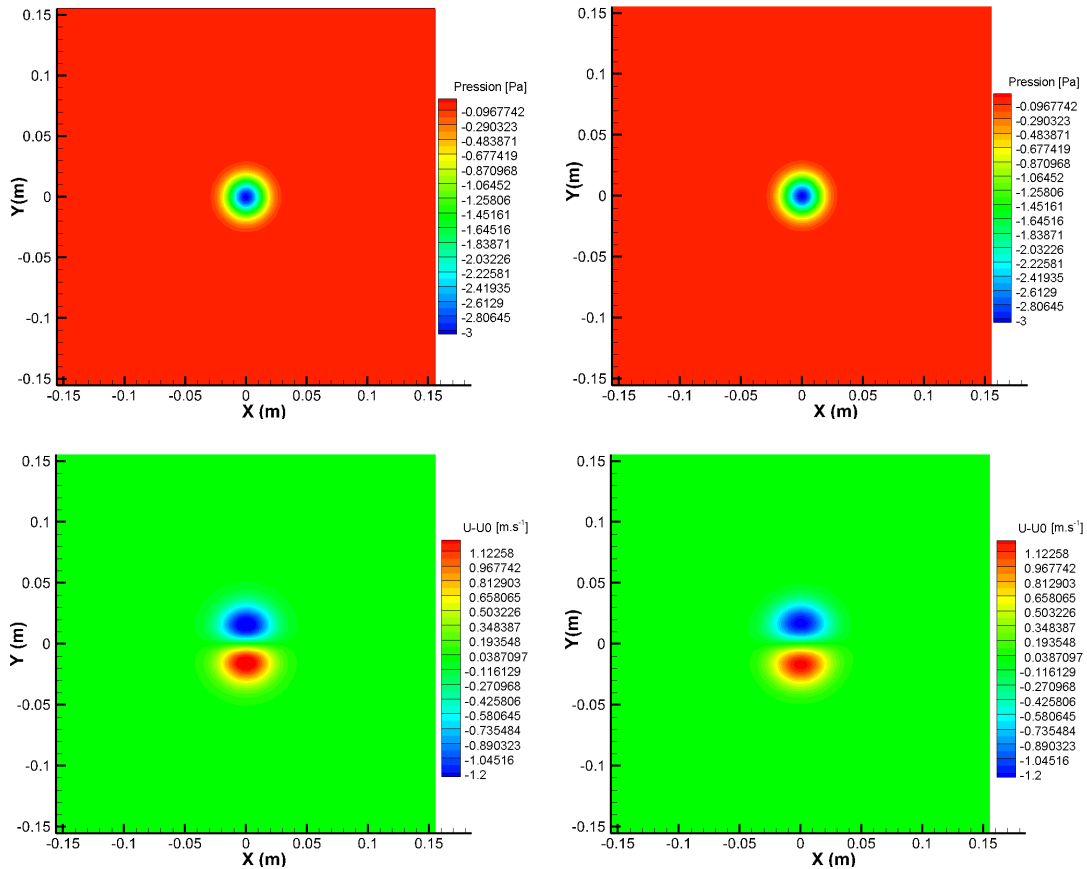


FIGURE 2.11 – Champs de pression et de vitesse relative  $U - U_0$  avec le schéma WENO5 et pour une discrétisation de  $128^2$ . Etat initial (à gauche) et après 40 périodes (à droite).

En conclusion, le passage de notre code d'un schéma de discrétisation en espace d'ordre deux à un schéma d'ordre cinq améliore clairement la précision des solutions obtenues. A résolution spatiale équivalente, la formulation est beaucoup moins diffu-

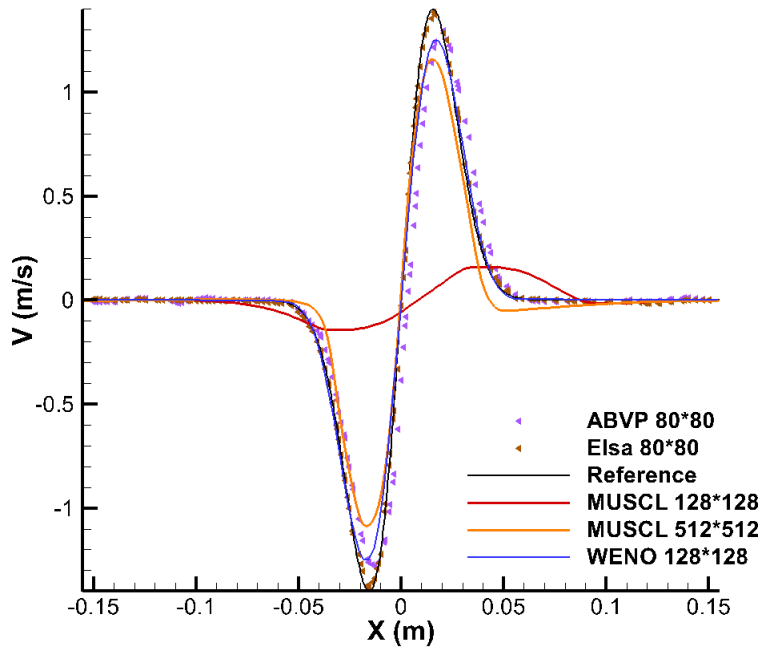


FIGURE 2.12 – Comparaison des profils de  $V$  en  $y = 0$  à  $t = 40 \frac{L}{U_0}$  entre différents codes et WCCH

sive avec le schéma WENO5. Cette amélioration paraît particulièrement pertinente quant à la capacité du code à simuler des sillages lointains d’hydroliennes tout en conservant leurs propriétés. C’est donc cette formulation que nous utiliserons pour valider notre outil sur des cas appliqués aux hydroliennes dans la suite du manuscrit.

### 2.2.3 Application sur un cas d’hydrolienne

Ce nouveau schéma d’interpolation spatiale fournit de meilleurs résultats que la formulation MUSCL en terme de temps de simulation à précision équivalente, et des résultats plus précis à discrétisation spatiale égale. La figure 2.13 illustre cette dernière propriété. En effet, elle présente le sillage obtenu sur un cas démonstratif derrière une hydrolienne en iso-contours de vorticité,   discrétisation équivalente et au même pas de temps pour les deux formulations. On remarque que la formulation MUSCL VanLeer (vue de gauche) fournit des résultats beaucoup moins réalistes que la formulation WENO5 (vue de droite) où les filets de vorticité sont beaucoup mieux décrits.

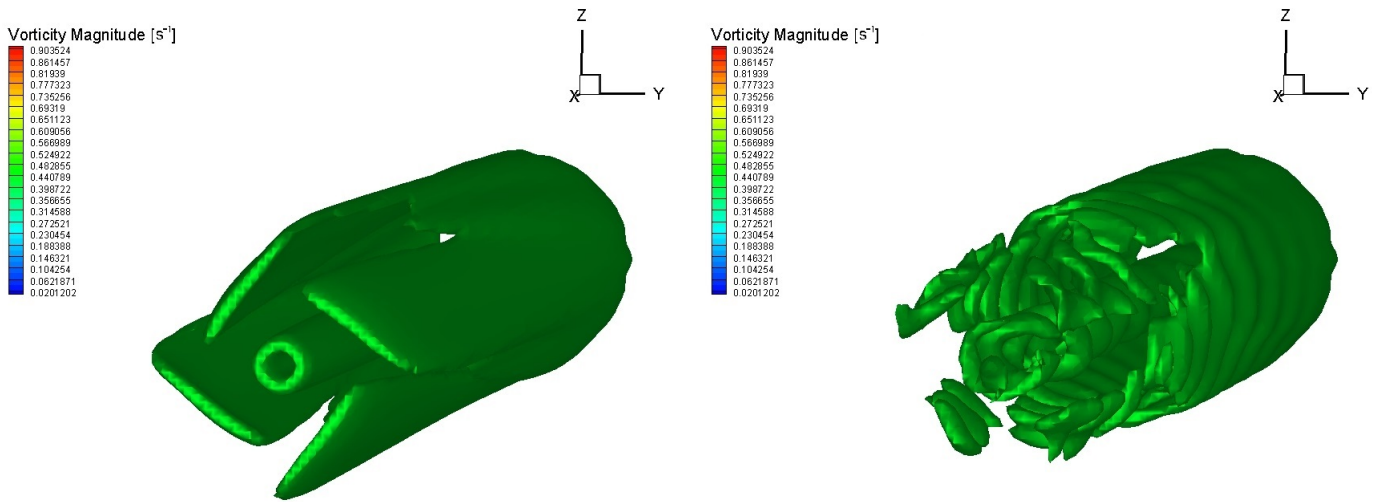


FIGURE 2.13 – Comparaison des iso-contours de vorticité dans le sillage d'une hydrolienne obtenus en formulation MUSCL VanLeer (  gauche) et WENO5 (  droite).

## 2.3 Prise en compte de la turbulence

Un des aspects que nous n'avons pas encore abordé concerne la prise en compte de la turbulence. C'est un aspect important dans notre cas, car les applications que nous envisageons se situent en régime pleinement turbulent ( $Re \approx 10^7$  à pleine échelle).

Il existe principalement trois classes d'approches pour le traitement de la turbulence. La première, appelée DNS (Direct Numerical Simulation), consiste à simuler toutes les échelles turbulentes présentes dans un écoulement donné. Elle requiert une discrétisation extrêmement fine du domaine de simulation. Cette méthode est très coûteuse en temps et en ressources informatiques ce qui limite son utilisation à des cas purement académiques.

Les deux autres méthodes permettent de palier à ce problème en modélisant tout ou partie de la turbulence.

Les méthodes RANSE (**R**eynolds **A**verage **N**avier-**S**tokes **E**quations) permettent de modéliser dans leur entièreté les phénomènes turbulents. Elles consistent à décomposer les champs en une partie moyenne qui représente la dynamique de l'écoulement moyen et une partie fluctuante qui représente les « fluctuations turbulentes » autour de cet écoulement moyen. On appelle cette décomposition la décomposition en moyenne de Reynolds, qui donne d'ailleurs son nom à la méthode. Il est à noter que cette formulation diminue considérablement le temps de calcul par rapport à la méthode DNS. En revanche, les enjeux liés à la modélisation de la turbulence sont alors importants vu que cette dernière est totalement prise en compte par l'intermédiaire d'un modèle, et non plus simulée directement comme dans le cas de la formulation DNS. Il conviendra donc de choisir un modèle de turbulence performant et adapté au cas de simulation que l'on souhaitera réaliser.

La méthode LES (**L**arge **E**ddy **S**imulation ou encore **S**imulation des **G**randes **E**chelles), qui est à la croisée des chemins des deux premières méthodes, consiste à simuler les grandes échelles de la turbulence et à modéliser les échelles plus petites à partir d'une certaine fréquence de coupure. Cette technique passe par le filtrage des équations de Navier-Stokes, pour retirer de l'écoulement global les effets dissipatifs des petites échelles et pouvoir les modéliser par ailleurs (cf. figure 2.14).

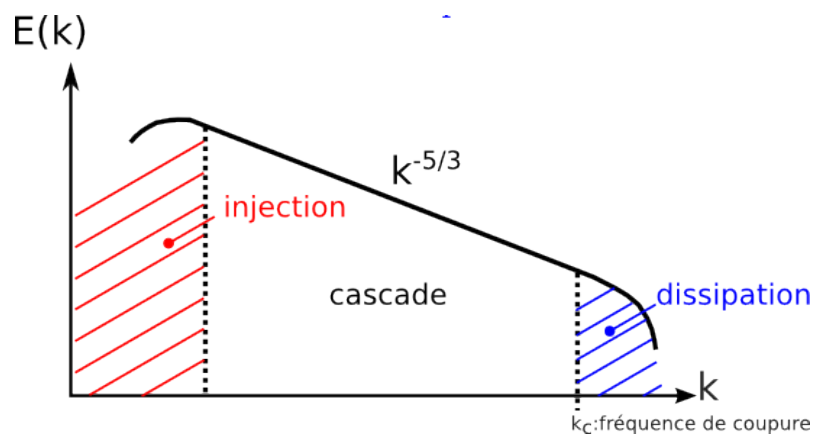


FIGURE 2.14 – Illustration du spectre de Kolmogorov.

Au regard de l'état de l'art du domaine de l'hydrolien, chercher à modéliser la turbulence complètement via une approche RANS ne semble pas être le meilleur des choix. En effet, les modèles RANS ont des difficultés à prendre en compte les effets fortement instationnaires. Or nos applications présentent des instationnarités dans les sillages et au niveau des modèles d'hydroliennes. De plus ils sont réputés être diffusifs, ce qui est gênant car on souhaite advecter des sillages lointains. Enfin, les limitations intrinsèques aux modèles RANS, associées à une sous-discrétisation des couches limites sur les pales conduira inévitablement à des résultats peu précis dans les régimes de fonctionnement décrochés. A contrario, la LES prend naturellement en compte la propriété d'instationnarité de la turbulence. Il existe également des formulations où les deux types de méthodologie de prise en compte de la turbulence sont utilisées. Ces méthodes dites hybrides tentent de coupler une formulation RANS, avec une formulation LES. Ceci permet de tirer partie des avantages propres à chacune des méthodes et de s'affranchir des problèmes limitants tout en permettant une meilleure représentation globale de l'écoulement. Par exemple, on choisira de modéliser entièrement la turbulence en proche parois au moyen d'une méthode RANS, ce qui permet de conserver une discrétisation relativement légère, et on choisira une formulation LES ailleurs dans le domaine, ce qui permet de bénéficier d'une prise en compte plus réaliste du transfert d'énergie des grandes échelles vers les petites, d'advecter le sillage plus fidèlement. Faire le choix d'un seul modèle de turbulence basé sur la méthode RANS serait donc préjudiciable car nous souhaitons conserver des perspectives d'évolution pour notre outil.

Nous avons donc orienté notre choix de modèle vers la méthode LES que nous enrichirons de modèles de sous-grille et de modèles de parois de plus en plus performants, ou qui sera couplée à une méthode RANS nous permettant éventuellement de tendre vers une méthode hybride.

### 2.3.1 Approche LES : formalisme général

En LES classique, les équations sont filtrées au moyen d'un opérateur de filtrage (par exemple Box filter, Gaussian et Sharp Fourier cutoff), pour en extraire les grandes échelles turbulentes. Dans notre cas, nous considérons que la grille du domaine de calcul agit comme un filtre passe-bas. Un modèle de sous-maille (SGS :Sub-Grid Scale) est utilisé pour modéliser la turbulence des petites échelles.

#### 2.3.1.1 Opérateurs de filtrage

L'idée de la LES est de filtrer les équations qui régissent un écoulement pour ne garder que les grandes échelles turbulentes et ensuite y ajouter des termes qui modélisent les petites échelles. Pour ce faire, un opérateur de filtrage (filtre passe bas), qui est en fait un noyau de convolution, est utilisé. Un produit de convolution entre ce noyau et les champs de vitesses est réalisé :

$$\tilde{u}(x, t) = \int G(x - \xi, \Delta) u(\xi, t) d\xi \quad (2.11)$$

avec  $\Delta$  qui représente la plus petite échelle de turbulence résolue (un paramètre qui va caractériser à quelle échelle de turbulence la simulation laisse place à la modélisation).

### 2.3.1.2 Equations de Navier-Stokes filtrées

Nous définirons  $u'$  comme étant le champ de vitesse de sous-maille,  $u$  le champ de vitesse total et  $\tilde{u}$  le champ de vitesse filtré. Dans ce cadre, nous pouvons écrire :

$$u = \tilde{u} + u' \quad (2.12)$$

Si nous filtrons une deuxième fois l'équation 2.12 (par analogie avec les méthodes RANS où on moyenne une seconde fois), nous obtenons :  $\tilde{\tilde{u}}(x, t) \neq \tilde{u}(x, t)$  et donc  $\tilde{u}' \neq 0$ , car ces termes ne sont pas indépendants en temps et en espace. Nous ne pouvons donc pas faire les mêmes simplifications que pour les modèles RANS.

Voici les équations de Navier-Stokes filtrées :

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \nabla(\widetilde{u_i u_j}) = \frac{1}{\rho} \nabla \tilde{p} + \nu \nabla^2 \tilde{u}_i \quad (2.13)$$

avec,

$$\widetilde{u_i u_j} = (\tilde{u}_i + \widetilde{u'_i})(\tilde{u}_j + \widetilde{u'_j}) = \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \widetilde{\tilde{u}_i u'_j} + \widetilde{u'_i \tilde{u}_j} + \widetilde{u'_i u'_j} \quad (2.14)$$

Le premier terme de l'équation 2.14 est appelé « Leonard's stress ». Il sera simulé car il ne contient pas de termes liés aux petites échelles. Contrairement à la décomposition en moyenne de Reynolds, les second et troisième termes ne sont pas nuls. Ils sont appelés « Cross stress terms » et seront modélisés car ils contiennent les petites échelles de la turbulence. Enfin le quatrième terme porte le nom de « Reynolds stress » par analogie avec la décomposition en moyenne de Reynolds. Il sera modélisé, mais pas de la même manière que dans un modèle RANS.

En général, l'équation de quantité de mouvement est ré-écrite de la manière suivante :

$$\rho \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \nabla(\tilde{u}_i \tilde{u}_j) \right) = \nabla \tilde{p} + 2\mu \nabla^2 \tilde{u}_i - \nabla(\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \quad (2.15)$$

Nous écrivons alors les différents termes comme suit :

$$L_{ij} = \widetilde{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j \quad C_{ij} = \widetilde{\tilde{u}_i u'_j} + \widetilde{u'_i \tilde{u}_j} \quad R_{ij} = \widetilde{u'_i u'_j} \quad (2.16)$$

Enfin, nous les réunissons sous un nouveau terme appelé contrainte de sous-maille (**S**ub-**G**rid **S**cale stress)  $\tau_{SGS} = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} = \widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j$ ,

avec :

- les termes de Leonard  $L_{ij}$ , qui représentent les interactions entre les échelles simulées
- les Cross terms  $C_{ij}$ , qui représentent les interactions entre les échelles simulées et les échelles modélisées
- les termes de Reynolds  $R_{ij}$ , qui représentent les effets des échelles modélisées sur les échelles simulées.

### 2.3.2 Modèle de sous-maille (SGS) : Le modèle de Smagorinsky

Il est commun de considérer la turbulence des petites échelles isotropique et homogène (comparé aux grandes échelles). Les modèles utilisés pour la modéliser sont relativement simples comparés à ceux qui peuvent être employés dans des formulations RANS (où on modélise la turbulence dans son ensemble). Il existe trois catégories de modèles :

- Les modèles à viscosité turbulente,
- Les modèles de similarité,
- Les modèles mixtes qui combinent les deux premiers.

Le modèle que nous avons développé fait partie de la famille des modèles à viscosité turbulente. En considérant l'équation 2.15, on peut, de manière analogue aux approches RANS de premier ordre utiliser l'hypothèse de Boussinesq, qui relie le tenseur des contraintes de Reynolds au tenseur des déformations filtrées par l'intermédiaire d'une viscosité turbulente de sous-maille  $\nu_{SGS}$ .

Nous obtenons alors :

$$\tau_{SGS} = \nu_{SGS}(\tilde{u}_{i,j} + \tilde{u}_{j,i}). \quad (2.17)$$

En première approche, nous avons choisi d'utiliser le modèle de Smagorinsky introduit en 1963 [61]. Il s'écrit comme ceci :

$$\tau_{SGS} = \nu_{SGS}(\tilde{u}_{i,j} + \tilde{u}_{j,i}) = 2\nu_{SGS}\tilde{D}_{ij}, \quad (2.18)$$

$$\nu_{SGS} = (C_s\delta)^2\sqrt{2\tilde{D}_{ij}\tilde{D}_{ij}}, \quad (2.19)$$

$$\tilde{D}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i}\right), \quad (2.20)$$

$$C_s \in [0.1 - 0.24], \quad (2.21)$$

avec  $C_s$  la constante de Smagorinsky et  $\delta$  la taille caractéristique du filtre, que nous avons choisi comme étant la plus petite dimension des cellules traitées.

Une version dynamique du modèle de Smagorinsky, appelée modèle de Germano [? ], existe. Dans ce modèle,  $C_s$  n'est plus fixée mais évaluée en fonction de l'écoulement. Il représente une piste de développement futur qui sera explorée suite à cette thèse.

## 2.4 Mise en place des simulations d'hydroliennes

### 2.4.1 Conditions d'entrée sortie

Les applications hydroliennes que nous considérons dans cette thèse nécessitent la prise en compte d'un courant. Cette propriété est imposée par une condition aux limites qui impose, sur toute les facettes d'entrée, les flux correspondant à la vitesse incidente que nous souhaitons imposer. La figure 2.15 est un schéma descriptif qui permet de localiser les conditions aux limites utilisées sur les bords du domaine de simulation pour les cas d'applications hydroliennes. Le champ de vitesse de l'ensemble de notre domaine de simulation est également initialisé à la valeur de la vitesse incidente en début de simulation. Sur les autres bords du domaine de simulation, nous imposons des conditions de sortie au moyen d'une technique de cellules fantômes (Ghost-Cells). Cette technique consiste à créer des cellules fictives symétrisées sur les bords du domaine et de leur imposer un champ de pression hydrostatique. Cela garantit une stabilité du champ de pression obtenu dans le domaine. Sur cette même couche de cellules fantômes, nous considérons une vitesse de sortie égale à celle de la couche de cellules qui la précède immédiatement. Dans les deux cas, les conditions sont dites infinies et permettent, en utilisant l'espace des caractéristiques [46] de pouvoir évacuer les ondes acoustiques de notre domaine et ainsi de minimiser leurs réflexions sur les limites du domaine de simulation. De cette manière, nous évitons de perturber les zones d'intérêt au cours des simulations et augmentons leur stabilité. Pour une description plus détaillée de ces conditions, nous renvoyons le lecteur à [46] et [47].

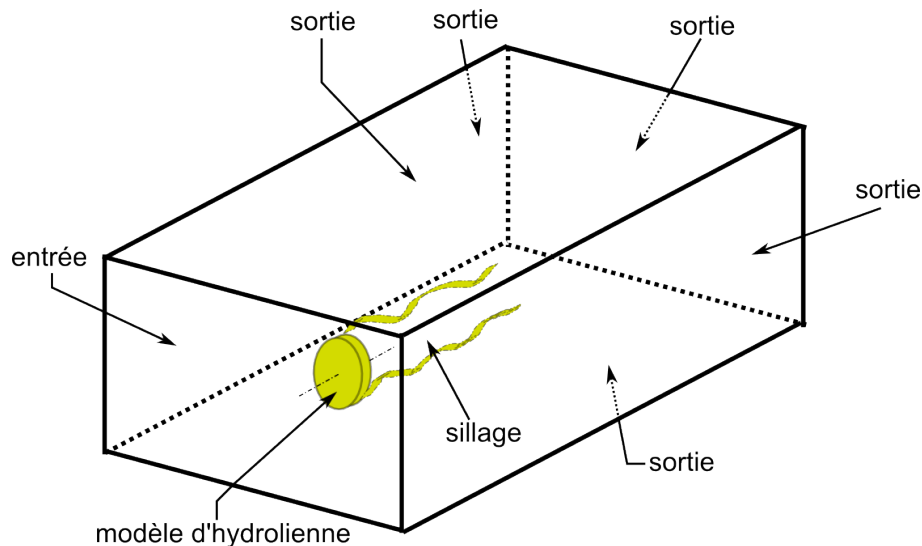


FIGURE 2.15 – Schéma descriptif des conditions aux limites.

## 2.4.2 Génération de conditions d'entrée turbulente (Modèle Von Karman isotrope)

De manière à pouvoir simuler des courants réalistes, il est nécessaire de pouvoir générer des conditions d'entrée turbulentes. La solution qui a été retenue en première approche est le «couplage» de l'outil TurbSim [62] (du National Renewable Energy Laboratory (NREL)) avec notre code. TurbSim est un simulateur stochastique de courants turbulents, initialement développé pour les applications éoliennes, et qui est maintenant également développé pour les applications hydroliennes. Il donne accès à différents modèles. En première approche, nous avons choisi un modèle de Von Karman isotrope pour générer nos champs turbulents d'entrée en trois dimensions. Ce modèle analytique est défini de la manière suivante :

$$S_u(f) = \frac{4\sigma_u^2 L / \overline{u_{moyeu}}}{(1 + 71(fL/\overline{u_{moyeu}})^2)^{5/6}}, \quad (2.22)$$

$$S_{v,w}(f) = \frac{4\sigma_{v,w}^2 L / \overline{u_{moyeu}}}{(1 + 71(fL/\overline{u_{moyeu}})^2)^{5/6}} (1 + 189(fL/\overline{u_{moyeu}})^2), \quad (2.23)$$

avec  $S_{u,v,w}$  le spectre de vitesse dans les directions  $x, y, z$ ,  $f$  la fréquence cyclique,  $L$  le paramètre d'échelle de turbulence,  $\sigma_{u,v,w}$  les composantes d'intensité de turbulence de la vitesse et  $\overline{u_{moyeu}}$  la vitesse moyenne de l'écoulement à hauteur du moyeu.

Une relation entre les écarts-types de chaque composante est définie de manière à garantir la propriété isotrope du modèle :

$$\sigma_u = \sigma_v = \sigma_w. \quad (2.24)$$

Cet outil nous permet d'obtenir des fichiers contenant l'évolution temporelle des champs de vitesses turbulents tri-dimensionnels correspondants. Ils sont discrétisés sur un plan de taille correspondante à l'entrée du domaine de simulation.

Les champs de vitesse contenus dans les fichiers pré-générés de courants turbulents sont ensuite utilisés en entrée du domaine de simulation au moyen d'un processus réalisé en deux étapes :

1. Une interpolation linéaire en temps qui permet à chaque sous-étape de calcul RK4 d'obtenir le champ de vitesse turbulent d'entrée au bon instant  $t$ .
2. Une interpolation linéaire en espace qui permet d'interpoler le champ de vitesse calculé à l'étape numéro 1 sur l'entrée de la grille cartésienne du domaine de simulation.

La première étape consiste en une simple interpolation linéaire mono-dimensionnelle. Il s'agit de déterminer  $V(x, y, z, t)$  pour  $t \in [t_1; t_2]$  à partir des valeurs  $V(x, y, z, t_1)$  et  $V(x, y, z, t_2)$  :

$$V(x, y, z, t) = \frac{V(x, y, z, t_2) - V(x, y, z, t_1)}{t_2 - t_1} (t - t_1) + V(x, y, z, t_1) \quad (2.25)$$

La deuxième étape est une interpolation linéaire en deux dimensions. Il s'agit de déterminer les valeurs du champ de vitesse ( $V_x^{facette}, V_y^{facette}, V_z^{facette}$ ) au centre des

interfaces des cellules d'entrée du domaine de simulation  $(x^{facette}, y^{facette}, z^{facette})$ . Pour les calculer, nous utilisons les valeurs discrètes du champ de vitesse fourni par TurbSim  $(V_x^{TurbSim}, V_y^{TurbSim}, V_z^{TurbSim})$  aux trois points  $(x_{1,2,3}^{TurbSim}, y_{1,2,3}^{TurbSim}, z_{1,2,3}^{TurbSim})$  les plus proches pour chaque centre de facettes. En considérant le système matriciel suivant :

$$AX = B, \quad (2.26)$$

avec,

$$A = \begin{pmatrix} x_1^{TurbSim} & x_2^{TurbSim} & x_3^{TurbSim} \\ y_1^{TurbSim} & y_2^{TurbSim} & y_3^{TurbSim} \\ z_1^{TurbSim} & z_2^{TurbSim} & z_3^{TurbSim} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad B = \begin{pmatrix} V_{x_1}^{TurbSim} & V_{x_2}^{TurbSim} & V_{x_3}^{TurbSim} \\ V_{y_1}^{TurbSim} & V_{y_2}^{TurbSim} & V_{y_3}^{TurbSim} \\ V_{z_1}^{TurbSim} & V_{z_2}^{TurbSim} & V_{z_3}^{TurbSim} \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

Nous obtenons, après inversion matricielle de A :

$$X = A^{-1}B \quad \text{et, par suite} \quad V_{x,y,z}^{facette} = X \begin{pmatrix} x^{facette} \\ y^{facette} \\ z^{facette} \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

Ces deux étapes permettent de s'assurer de la bonne reproduction des champs turbulents en entrée du domaine de simulation, notamment dans le cas d'une grille qui présente plusieurs niveaux de raffinement. La figure 2.16 permet de comparer un champ de vitesse axiale instantané obtenu sur la grille cartésienne d'entrée du domaine de simulation (sur les deux figures du bas) et celui fourni par TurbSim au même pas de temps (sur la figure du haut). Les champs de TurbSim sont calculés avec 64 points dans chaque dimension. Comme nous pouvons le constater, cette discrétisation est assez grossière et permet difficilement de représenter de manière précise les phénomènes turbulents. On constate d'ailleurs que la grille cartésienne enrichit le champ de vitesse fourni par TurbSim dans la zone où la densité de maillage est la plus élevée. Néanmoins, cette résolution de grille TurbSim est la meilleure que nous ayons pu générer sur le poste de travail mis à disposition pendant le doctorat, TurbSim nécessitant une quantité importante de mémoire vive pour générer des fichiers turbulents précis. En première approche, et pour juger de la faisabilité de mise en place de cette méthode, nous avons utilisé cette résolution de grille TurbSim dans nos calculs de validation. Ce couplage a été mis en place dans le cadre de ce doctorat et permet de prendre en compte des courants turbulents tri-dimensionnels dans un contexte parallèle AMR. C'est ce genre de maillages qui seront utilisés lors des simulations visées, avec des zones suffisamment raffinées en amont des machines et dans l'axe du courant, de manière à advecter correctement les phénomènes turbulents jusqu'aux hydroliennes. Ailleurs dans le domaine, la résolution sera plus grossière, de manière à limiter au maximum les coûts de calcul. Cette méthode de couplage présente un fort potentiel, notamment en ce qui concerne la variété de modèles de turbulence proposés et la possibilité de prendre en compte des profils de courants incidents. Dans une seconde phase de validation de l'outil (postérieure à ce doctorat), il faudra néanmoins veiller à utiliser des grille de points plus fines de manière à augmenter la précision des champs turbulents en entrée du domaine de simulation, ou bien générer les condition de courants turbulents directement dans le code, au moyen d'un modèle équivalent, ou bien par des techniques de simulations

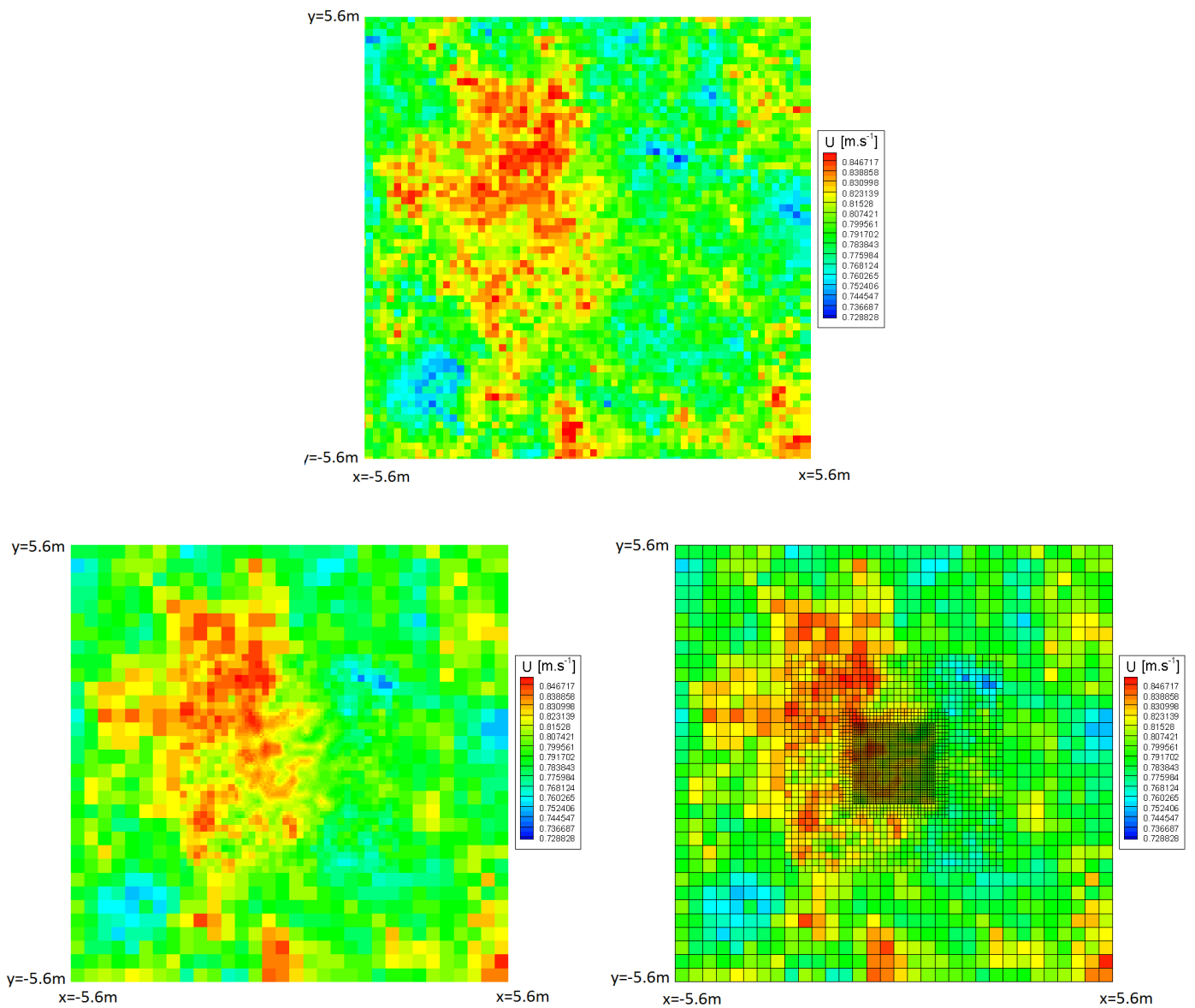


FIGURE 2.16 – Comparaison d'un champ instantané de vitesse axiale turbulent discret TurbSim obtenu avec  $64^2$  points (en haut) avec le champ correspondant interpolé sur la grille cartésienne (en bas à gauche). La vue du bas à droite présente le maillage cartésien utilisé.

précurseures en laissant s'établir un écoulement turbulent en amont des hydroliennes [63].

# Chapitre 3

## Modélisation des hydroliennes

### 3.1 La physique des hydroliennes

Une hydrolienne a pour but d'extraire l'énergie cinétique d'une masse d'eau en mouvement, et de la restituer sous forme d'énergie électrique. La dynamique du courant est alors modifiée : la vitesse du courant est diminuée en aval de l'hydrolienne et un saut de pression apparaît entre l'amont et l'aval de la machine. Ces changements d'ordres hydrodynamiques se traduisent par des efforts mécaniques sur la structure de l'hydrolienne (pales, moyeu, structure-support). On définit une force de poussée  $T$  qui est directement fonction de l'énergie cinétique extraite, ainsi qu'un couple  $Q$  qui est relié à la vitesse de rotation de l'hydrolienne. Un phénomène de contournement s'établit également, et une partie des filets fluides sont déviés de leur trajectoire initiale avant de passer au travers de l'hydrolienne. La théorie de Rankine-Froude (momentum theory) nous permet d'exprimer les effets d'une hélice dans un courant rectiligne uniforme. La figure 3.1 présente une vue schématique de l'écoulement moyen autour d'une hydrolienne considérée comme un disque uniforme. Nous introduisons le facteur d'induction  $a$  qui traduit le défaut de vitesse dû à la

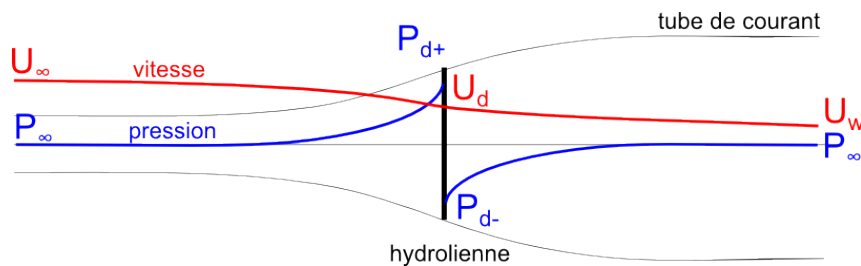


FIGURE 3.1 – Schéma d'un tube de courant autour d'une hydrolienne avec  $P_\infty$  et  $U_\infty$  les pressions et vitesses non perturbées,  $P_{d+}$ ,  $P_{d-}$  et  $U_d$  respectivement la pression immédiatement en amont du disque, la pression immédiatement en aval du disque et la vitesse au milieu du disque,  $U_w$  la vitesse dans le sillage.

présence de l'hydrolienne. Ainsi nous pouvons exprimer la vitesse axiale dans le plan de l'hydrolienne à partir de la vitesse non perturbée amont  $U_\infty$  :

$$U_d = U_\infty(1 - a). \quad (3.1)$$

En considérant le tube de courant formé par le parcours des filets fluides qui traversent l'hydrolienne, nous pouvons écrire la conservation du débit massique comme suit :

$$\rho A_\infty U_\infty = \rho A_d U_d = \rho A_w U_w, \quad (3.2)$$

avec  $A_\infty$ ,  $A_d$  et  $A_w$  la surface du tube de courant loin en amont du disque, au milieu du disque et en aval du disque. La variation de quantité de mouvement au sein du tube s'écrit alors :

$$(U_\infty - U_w)\rho A_d U_d. \quad (3.3)$$

Cette variation est due à la différence de pression entre l'amont et l'aval de l'hydrolienne :

$$(p_d^+ - p_d^-)A_d = (U_\infty - U_w)\rho A_d U_\infty(1 - a). \quad (3.4)$$

En appliquant le théorème de Bernouilli, nous obtenons en amont :

$$p_\infty + \frac{1}{2}\rho U_\infty^2 + \rho g h_\infty = p_d^+ + \frac{1}{2}\rho U_d^2 + \rho g h_d. \quad (3.5)$$

En considérant un écoulement dans un plan horizontal  $h_\infty = h_d$ , l'équation (3.5) peut être ré-écrite :

$$\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 + p_\infty = \frac{1}{2}\rho U_d^2 + p_d^+. \quad (3.6)$$

En aval :

$$\frac{1}{2}\rho U_w^2 + p_\infty = \frac{1}{2}\rho U_d^2 + p_d^-. \quad (3.7)$$

Nous pouvons alors exprimer la différence de pression entre l'amont et l'aval :

$$p_d^+ - p_d^- = \frac{1}{2}\rho(U_\infty^2 - U_w^2). \quad (3.8)$$

Cela nous permet d'obtenir l'expression de  $U_w$  en fonction de  $U_\infty$  :

$$U_w = (1 - 2a)U_\infty, \quad (3.9)$$

et ainsi d'exprimer le coefficient de charge de poussée :

$$C_T = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 A_d} = \frac{(p_d^+ - p_d^-)A_d}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 A_d} = \frac{2\rho A_d U_\infty^2 a(1 - a)}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 A_d} = 4a(1 - a). \quad (3.10)$$

De manière analogue, un facteur d'induction  $a'$  peut être introduit pour caractériser les changements de vitesse tangentielle qui apparaissent en présence de l'hydrolienne. On définit  $\Omega$  comme étant sa vitesse de rotation. Loin en amont de l'hydrolienne, nous considérons une vitesse tangentielle nulle car le courant n'est pas perturbé. En aval, la vitesse tangentielle est définie comme égale à  $2\Omega a'$ . Dans le plan de rotation de l'hydrolienne, elle est définie égale à  $\Omega a'$ . Nous considérons que le disque peut être discrétisé en une multitude d'anneaux indépendants de rayon  $r$  et de largeur  $\delta r$ . L'expression du couple sur chaque anneau peut s'écrire comme suit :

$$\delta Q = \rho \delta A_d U_\infty (1 - a) 2\Omega a' r^2, \quad (3.11)$$

avec  $\delta A_d$  la surface de l'anneau. Le couple par élément annulaire peut être relié à la puissance par l'expression suivante :

$$\delta P = \delta Q \Omega. \quad (3.12)$$

En repartant de l'expression de la poussée développée au numérateur de l'expression (3.10), nous obtenons

$$\begin{aligned} \delta F U_d &= \delta Q \Omega \\ 2\rho \delta A_d U_\infty^3 a(1-a)^2 &= \rho \delta A_d U_\infty (1-a) 2\Omega^2 a' r^2 \\ U_\infty^2 a(1-a) &= \Omega^2 a' r^2 \end{aligned} \quad (3.13)$$

On définit le TSR (Tip Speed Ratio) local qui représente le rapport de la vitesse angulaire (tangentielle) de l'élément annulaire considéré  $\Omega_r$  à la vitesse amont non perturbée :

$$\lambda_r = \frac{\Omega r}{U_\infty}. \quad (3.14)$$

En combinant les expressions (3.13) et (3.14) nous obtenons :

$$a(1-a) = \lambda_r^2 a'. \quad (3.15)$$

L'expression de la puissance par élément annulaire peut alors être ré-écrite comme suit :

$$\delta P = \delta Q \Omega = 4\pi \rho U_\infty^3 (1-a) a' \lambda_r^2 \quad (3.16)$$

avec  $\delta A_d = 2\pi r \delta r$ . Par suite, le coefficient de puissance  $C_P$  associé s'écrit :

$$C_P = \int_{r=0}^R \frac{4\pi \rho U_\infty^3 (1-a) a' \lambda_r^2}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^3 \pi R^2} \delta r = \int_{r=0}^R \frac{8(1-a) a' \lambda_r^2}{R^2} \delta r. \quad (3.17)$$

Les coefficients de performances globaux  $C_T$  et  $C_P$  traduisent les performances d'une hydrolienne et son comportement dans un courant donné. Ils permettent de caractériser le comportement mécanique d'une hydrolienne et nous permettent de vérifier que nos modèles sont globalement bien calibrés.

L'outil que nous utilisons pour calibrer nos modèles d'hydroliennes (cf. 3.2) est l'outil AeroDyn du NREL (National Renewable Energy Laboratory) [64]. AeroDyn est la routine de FAST (NREL) qui permet de modéliser le comportement aérodynamique d'éoliennes en se basant sur la théorie BEM (Blade Element Momentum Theory). Cette théorie s'appuie sur la théorie de Rankine-Froude développée au-dessus et permet de réaliser une analyse hydrodynamique des pales de l'hydrolienne que nous souhaitons caractériser en la découpant en tronçons et en réalisant un bilan de quantité de mouvement sur chacun de ces tronçons. De cette manière nous obtenons les coefficients hydrodynamiques de portance  $C_D$  et de traînée  $C_L$  dont nous avons besoin pour faire fonctionner nos modèles.

En repartant d'un élément de pale, nous pouvons expliquer le fonctionnement hydrodynamique d'une hydrolienne. La figure 3.2 présente un élément de pale vu en coupe et les vitesses et forces qui lui sont appliquées.

L'expression de la vitesse locale relative (vitesse de l'écoulement vue par l'élément de pale) peut s'écrire comme suit :

$$V_{rel} = \sqrt{(U_\infty - W_a)^2 + (\Omega r + W_t)^2}, \quad (3.18)$$

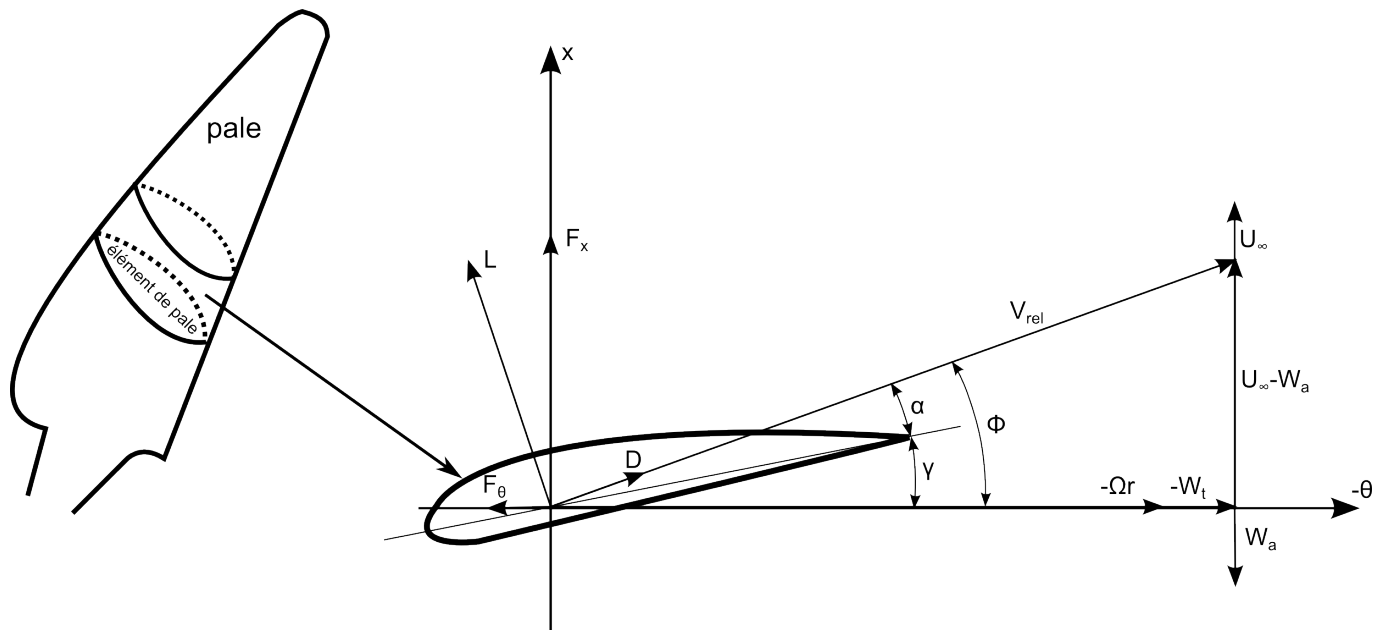


FIGURE 3.2 – Vitesses et forces agissant sur un élément de pale.

avec  $x$  l'axe de rotation du rotor de l'hydrolienne,  $U_\infty$  la vitesse incidente,  $r$  la position radiale de l'élément de pale,  $\Omega$  la vitesse de rotation de l'hydrolienne, et

$$W_a = aU_\infty \quad \text{et} \quad W_t = a'\Omega r, \quad (3.19)$$

respectivement la vitesse axiale induite et la vitesse angulaire induite sur le disque.

L'angle d'attaque peut être défini comme l'angle entre la corde du profil et la vitesse relative de l'écoulement :

$$\alpha = \Phi - \gamma, \quad (3.20)$$

avec  $\gamma$  l'angle de vrillage (pitch) local et l'angle d'incidence  $\Phi = \tan^{-1}\left(\frac{U_\infty - W_a}{\Omega r + W_t}\right)$ .

Les forces de portance et de traînée par élément s'écrivent :

$$\delta L = \frac{1}{2}\rho V_{rel}^2 c C_L \delta r \quad \delta D = \frac{1}{2}\rho V_{rel}^2 c C_D \delta r \quad (3.21)$$

avec  $c$  la corde du profil de pale,  $C_L$  et  $C_D$  les coefficients hydrodynamiques du profil de pale utilisé.

En projetant les forces de portance et de traînée dans le repère d'Eiffel, nous obtenons les composantes des forces suivant les axes  $x$  et  $\theta$  :

$$F_x = \delta L \cos(\Phi) + \delta D \sin(\Phi) = \frac{1}{2}\rho V_{rel}^2 N c (C_L \cos(\Phi) + C_D \sin(\Phi)) \delta r, \quad (3.22)$$

et

$$F_\theta = \delta L \sin(\Phi) - \delta D \cos(\Phi) = \frac{1}{2}\rho V_{rel}^2 N c (C_L \sin(\Phi) - C_D \cos(\Phi)) \delta r \quad (3.23)$$

avec  $N$  le nombre de pales de l'hydrolienne considérée.

Un bilan d'effort axial et tangentiel peut alors être établi à partir des équations (3.22) et (3.3) d'une part, et (3.11) et (3.23) d'autre part :

Bilan des forces axiales :

$$\frac{V_{rel}^2}{U_\infty^2} N \frac{c}{R} (C_L \cos(\Phi) + C_D \sin(\Phi)) = 8\pi (a(1-a) + (a' \lambda_r \mu)^2) \mu, \quad (3.24)$$

avec  $\mu = \frac{r}{R}$ .

Bilan des efforts tangentiels :

$$\frac{V_{rel}^2}{U_\infty^2} N \frac{c}{R} (C_L \sin(\Phi) - C_D \cos(\Phi)) = 8\pi \lambda_r \mu^2 a' (1-a), \quad (3.25)$$

Cette analyse peut être étendue le long de l'envergure des pales de manière à décrire le chargement complet du rotor.

La figure 3.3 résume la procédure de calcul des coefficients hydrodynamiques  $C_D$  et  $C_L$ . Le calcul est réalisé par FAST à l'initialisation du calcul, à partir des propriétés géométriques du rotor (dimensions, angle de twist des pales, types de profils,...), de ses conditions d'opération (vitesse de rotation, angle de vrillage,...) et des conditions de courant (taux de turbulence ambiant, profil de vitesse amont,...), pour l'écoulement moyen. Les coefficients hydrodynamiques sont ensuite utilisés dans les modèles d'hydrolienne pour caractériser les forces  $F_x$  et  $F_\theta$  le long de l'envergure des pales. Les éléments dessinés en pointillés représentent une boucle de fermeture

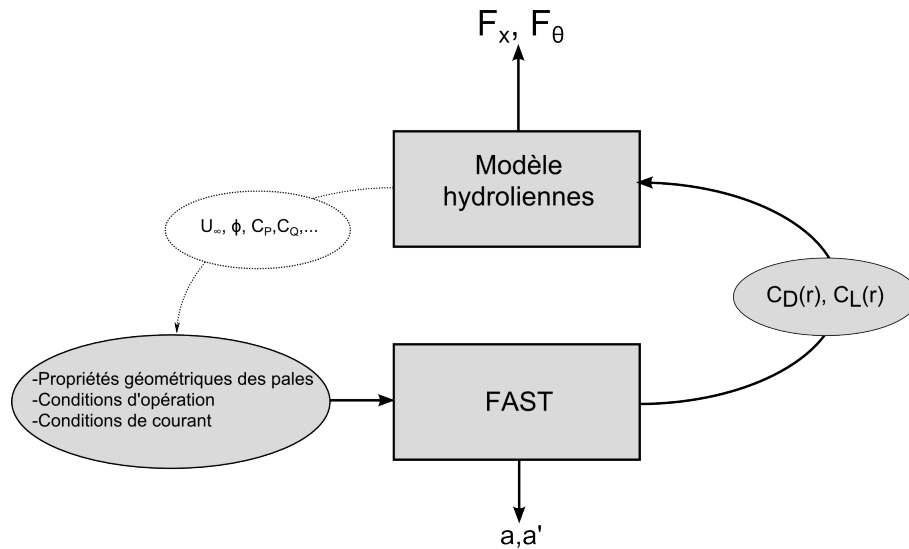


FIGURE 3.3 – Procédure de calcul des coefficients hydrodynamiques.

qui pourrait être utilisée pour rendre le calcul des coefficients hydrodynamiques systématique à chaque pas de temps. Dans une première approche nous considérons l'écoulement moyen  $U_\infty = \text{constante}$  et l'angle de pitch  $\beta$  des pales fixe pour les calculer. Cette boucle fera l'objet d'un développement ultérieur qui permettra de suivre

l'évolution de ces deux variables au cours du temps et de re-définir les coefficients hydrodynamiques adaptés au courant réel.

Cette méthode est valide en l'état uniquement pour un facteur d'induction  $a \leq \frac{1}{2}$ . Lorsque  $a > \frac{1}{2}$  il est nécessaire d'apporter une correction au calcul de  $C_T$ . Il existe notamment une correction introduite par Glauert (1926) qui propose une solution empirique à ce problème (voir [65], [66]) et qui est implémentée dans FAST. Néanmoins, sur les cas étudiés au cours de ce doctorat, nous nous plaçons dans un cas où  $a \approx 0.31$ . Le modèle BEM fonctionne donc dans une plage de fonctionnement où le modèle est valide sans avoir recours à une correction de  $C_T$ .

## 3.2 Les méthodes actuatrices

Les méthodes actuatrices sont souvent utilisées dans les applications qui mettent en jeu des rotors. Elles servent par exemple dans les études qui concernent les hélicoptères pour simuler l'apparition de l'anneau de vortex et son évolution autour du rotor principal [67], ou encore dans les applications navales pour prendre en compte l'effet de l'hélice sur le bateau et sur le sillage [68]. Dans l'application que nous visons, ces méthodes sont utilisées pour représenter des hydroliennes [69]. Les modèles que nous avons mis en place sont donc utilisés comme générateurs et ralentissent l'écoulement en extrayant son énergie cinétique. Le principe de base de ces modèles est de recréer les effets qu'aurait une hydrolienne réelle sur le courant environnant au moyen d'un champ de forces défini par les équations (3.22) et (3.23). Ce champ de forces est appliqué sous forme de termes sources tels que pour le terme (1.5). L'équilibre entre le champ de forces et l'écoulement modifié est alors régi par les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement (1.1).

### 3.2.1 Attribution des termes source sur la grille cartésienne

Dans notre cas le domaine de simulation utilisé est pleinement cartésien. Se pose donc le problème de la prise en compte des champs de forces dans le domaine de simulation. En effet, le rotor d'une hydrolienne balaye une surface circulaire, de sorte que sa représentation est naturellement basée sur une grille cylindrique. La problématique rencontrée consiste donc à trouver une méthode pour appliquer sous forme de termes sources l'effet des hydroliennes dans le domaine de simulation depuis une grille cylindrique vers une grille cartésienne.

Une méthode basique pourrait consister à appliquer les valeurs des termes sources de la grille cylindrique sur les plus proches barycentres voisins de la grille cartésienne, mais ils seraient alors pris en compte de manière très approximative. Nous avons tenté de représenter les difficultés qui sont rencontrées lorsque le champ de force est directement discrétisé sur la grille cartésienne sur la figure 3.4. Cette figure présente à gauche les problèmes qui sont rencontrés dans le cas d'un actuator-disc et à droite dans le cas d'un actuator-line. Dans les deux cas, on voit apparaître un phénomène de «marche d'escalier» dans la prise en compte du champ de forces qui est dû à la non conformité du maillage cartésien au regard des phénomènes (circulaires) que nous voulons représenter. Dans le cas de l'actuator-disc, ce phénomène apparaît sur le pourtour du disque (au bout des pales), au centre (au pied des pales), et également

pour chaque position radiale (exemple en bleu). Dans le cas de l'actuator-line, ce phénomène apparaît autour des lignes qui représentent les pales de l'hydrolienne (en rouge). Ce phénomène entraîne des discontinuités dans les champs de forces modélisés qui ne représentent donc pas correctement les effets de l'hydrolienne. Ce phénomène est également générateur de chocs qui peuvent poser problème au cours des simulations. En effet, le solveur que nous utilisons résout les équations de Navier-Stokes compressibles, de sorte que des phénomènes acoustiques non désirés et non représentatifs de la physique des hydroliennes apparaîtraient inévitablement.

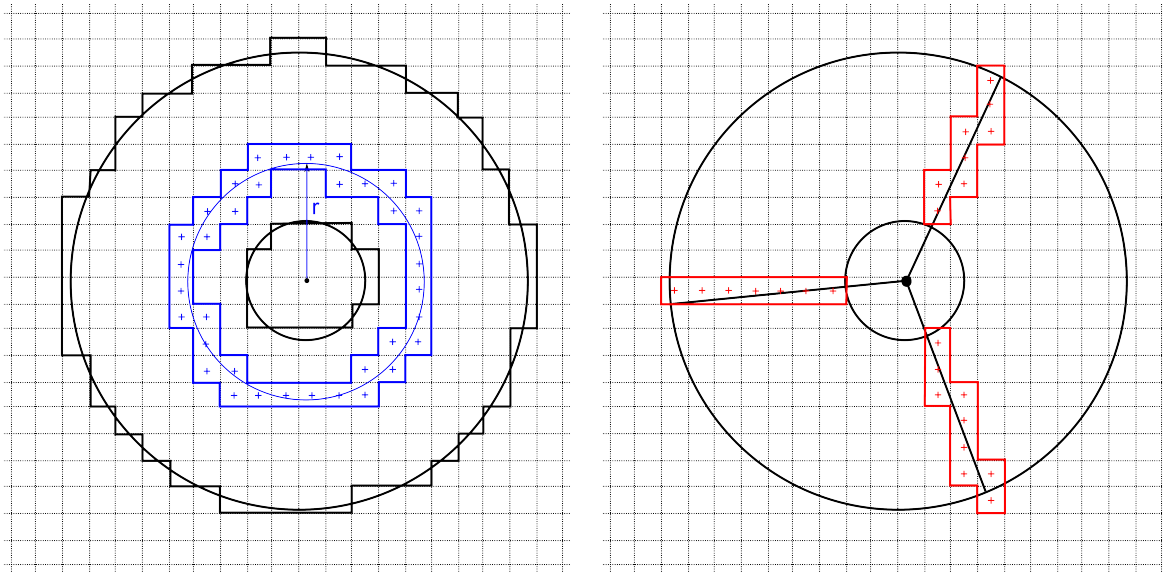


FIGURE 3.4 – Illustration des difficultés rencontrées lorsque le champ de force d'un modèle actuateur est directement discrétisé sur une grille cartésienne.

En général, les formulations qui utilisent des méthodes actuatrices emploient des topologies de maillages qui permettent de prendre en compte les caractéristiques circulaires des hydroliennes et d'obtenir naturellement un champ de forces réaliste (adaptation de maillage). Par exemple, [68] discrétise le champ de force du propulseur principal de navires en adaptant sa topologie de maillage localement sur un actuator-disc. De cette manière, les efforts induits par le modèle sont directement pris en compte sur la grille du domaine de simulation. Dans notre cas, la stratégie de notre outil consiste au contraire à ne pas réaliser d'adaptation de maillage, c'est à dire à maintenir une grille cartésienne dans l'ensemble du domaine de simulation. La topologie de maillage utilisée pour discrétiser le domaine de simulation n'est donc pas adaptée à la prise en compte de rotors.

Pour permettre une prise en compte correcte des champs de forces des hydroliennes sur la grille cartésienne, nous utilisons la méthode suivante :

1. En premier lieu, nous créons un support cylindrique qui permet de discrétiser proprement les champs de forces des modèles actuateurs et ainsi de calculer un comportement réaliste du rotor.
2. Dans un second temps, nous interpolons ces champs de forces sur la grille cartésienne.

### 3.2.1.1 Le support cylindrique

Le support que nous utilisons est discrétisé dans un repère cylindrique  $(r, \theta, z)$  comme présenté dans la figure 3.5, constitué de  $N_r$  cellules suivant  $r$ , de  $N_\theta(i_r)$  cellules suivant  $\theta$  et de  $N_z$  cellules suivant  $z$ .

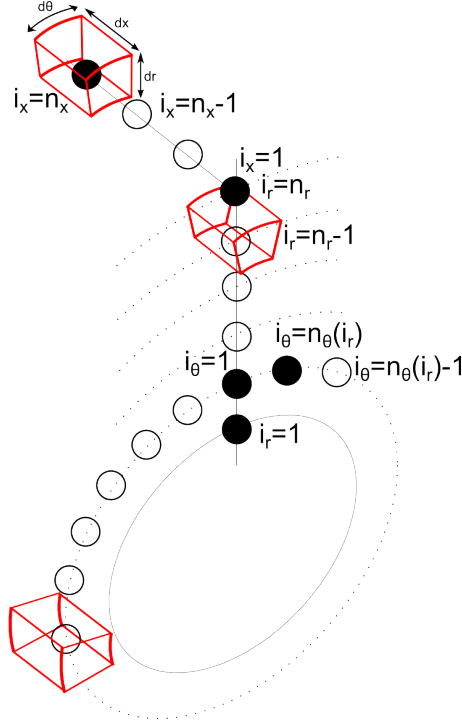


FIGURE 3.5 – Discrétisation volumique du support polaire en chaque point duquel les forces discrètes sont définies.

Chaque élément de volume se voit attribuer une force volumique qui dépend de ses positions radiales et azimutales. Ces éléments de volume sont gardés approximativement égaux de manière à obtenir une discrétisation homogène partout sur le support cylindrique comme le montrent les éléments de volume en rouge sur la figure 3.5. Comme nous pouvons le remarquer le rotor n'est pas discrétisé jusqu'à son axe de rotation. En effet, les modèles d'hydrolienne que nous mettons en place ont pour but, dans un premier temps, de prendre en compte les effets des pales. La modélisation du moyeu intervient dans un second temps au moyen d'une méthode spécifique de traitement des corps décrite plus loin dans le manuscrit (cf. 3.3).

En pratique, ce support (que nous appelons «support cylindrique») prend la forme d'un disque épais (ou cylindre plat). Le nombre de volumes qui le composent est calculé en fonction de la plus petite taille de cellule cartésienne à l'endroit où le modèle d'hydrolienne est installé. Les dimensions des éléments de volumes sont choisies de la manière suivante :

$$dx \approx dr \approx rd\theta \approx \Delta x_{min}, \quad (3.26)$$

avec  $dx$ ,  $dr$  et  $rd\theta$  les dimensions des volumes de support cylindrique et  $\Delta x_{min}$  la taille de la plus petite cellule cartésienne locale. L'épaisseur du support cylindrique

est choisie le plus proche possible de l'épaisseur réelle des pales suivant l'axe de rotation de l'hydrolienne. Si  $\Delta x_{min}$  est plus grand que l'épaisseur réelle des pales, l'épaisseur du support cylindrique est choisie égale à  $\Delta x_{min}$ .

### 3.2.1.2 Interpolation par noyau régularisant à support compact

Une fois les forces réparties sur le support cylindrique, elles sont appliquées sur la grille cartésienne du domaine de simulation au moyen d'un processus d'interpolation. La figure 3.6 résume de manière schématique la problématique rencontrée et la solution que nous avons développée.

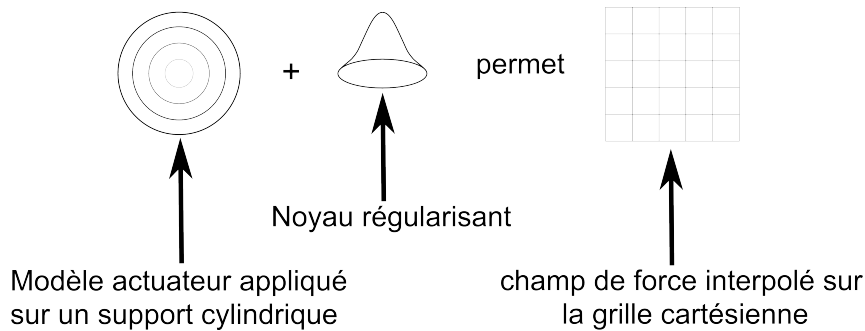


FIGURE 3.6 – Interpolation du champ de force sur la grille cartésienne par noyau régularisant.

L'une des particularités de notre méthode réside dans le choix de la technique d'interpolation. En effet, nous avons choisi d'utiliser une interpolation par noyau régularisant à support compact. Cette technique a été largement utilisée au LHEEA sur des problématiques liées à la méthode SPH [32] [33] [34] [35] [36] [37] [38] [39] [40], et présente des propriétés intéressantes pour notre application. En effet, elle a l'avantage de fonctionner de manière indépendante de la direction ce qui simplifie la procédure de recherche de voisins. Cette méthode est particulièrement adaptée à notre problématique car les deux topologies de maillage utilisées (cylindrique et cartésienne) ne se correspondent pas naturellement. La procédure que nous avons mise en place permet de considérer les valeurs des forces volumiques au centre des volumes du support cylindrique comme un nuage de points que nous interpolons alors facilement avec cette méthode de noyau régularisant sur la grille cartésienne. De plus, le support du noyau est compact et permet donc de limiter le nombre de cellules du support cylindrique qui influent sur une cellule cartésienne donnée, réduisant ainsi le coût de calcul. Cette dernière propriété est particulière à notre méthode. En effet, dans la plupart des cas, les méthodes actuelles utilisent des noyaux régularisants classiques basés sur des Gaussiennes qui font intervenir l'ensemble des cellules [26] [10] [25].

Le noyau utilisé dans cette étude est défini comme une composition de splines cubiques comme suit :

$$W_q = C \begin{cases} -\frac{1}{6} + q^2 - q^3 & si & 0 \leq q < 0.5 \\ -\frac{1}{3}(1 - q)^3 & si & 0.5 \leq q < 1 \\ 0 & sinon \end{cases} , \quad (3.27)$$

avec  $q = \frac{|x-x'|}{R}$ , où  $R$  est le rayon du noyau (avec  $R = 2.5\Delta x_{min}$ ), et où la constante  $C$  prend les valeurs  $C^{1D} = \frac{-8}{R}$ ,  $C^{2D} = \frac{-240}{7\pi R^2}$  et  $C^{3D} = \frac{-48}{\pi R^3}$  en 1D, 2D et 3D respectivement.

Cette constante permet de garantir :

$$\int_{\Omega} W_q(|x - x'|, R_{kernel}) dv(x') = 1. \quad (3.28)$$

Les forces régularisées s'écrivent :

$$\langle f(x) \rangle = \int_{\Omega} f(x') W_q(|x - x'|, R_{kernel}) dv(x'), \quad (3.29)$$

avec  $\Omega$  le domaine défini par la sphère de rayon  $R$  et de centre  $x$ ,  $x$  étant la position du point auquel nous souhaitons réaliser l'interpolation, et  $x'$  la position des points d'appui (ils correspondent aux volumes du support cylindrique). Ré-écrite sous forme discrète, nous obtenons :

$$f_i = \sum_j f_j \underbrace{W(x_i - x_j, R)}_{W_{ij}} \omega_j, \quad (3.30)$$

où  $\omega_j$  sont les volumes discrets du support cylindrique.

Les figure 3.7 et 3.8 illustrent l'expression (3.30). Nous y retrouvons  $x_j$  qui correspond aux centres des volumes du support cylindrique et  $x_i$  qui correspond au centre de la cellule cartésienne.

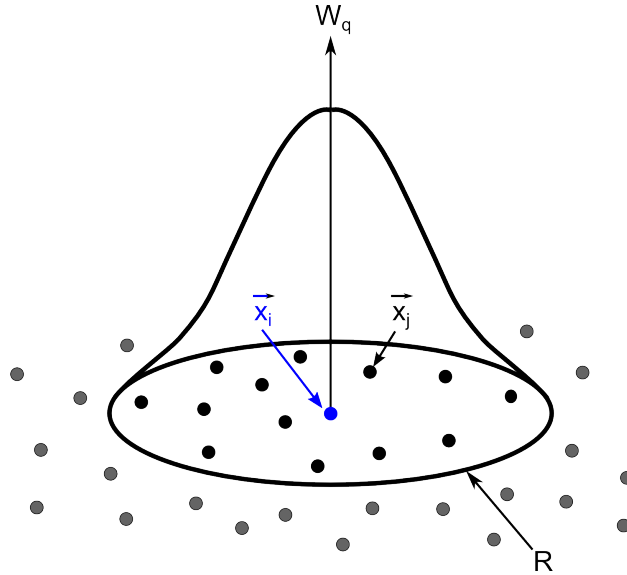


FIGURE 3.7 – Illustration de l'interpolation par un noyau  $W_q$  dans le cas d'un champ 2D (dans ce cas, le support du noyau est un disque de rayon  $R$ ).

Cette méthode fonctionne correctement lorsque le noyau est intégralement rempli. Dans le cas contraire, l'interpolation résultante serait erronée. Deux situations peuvent alors engendrer des noyaux partiellement remplis :

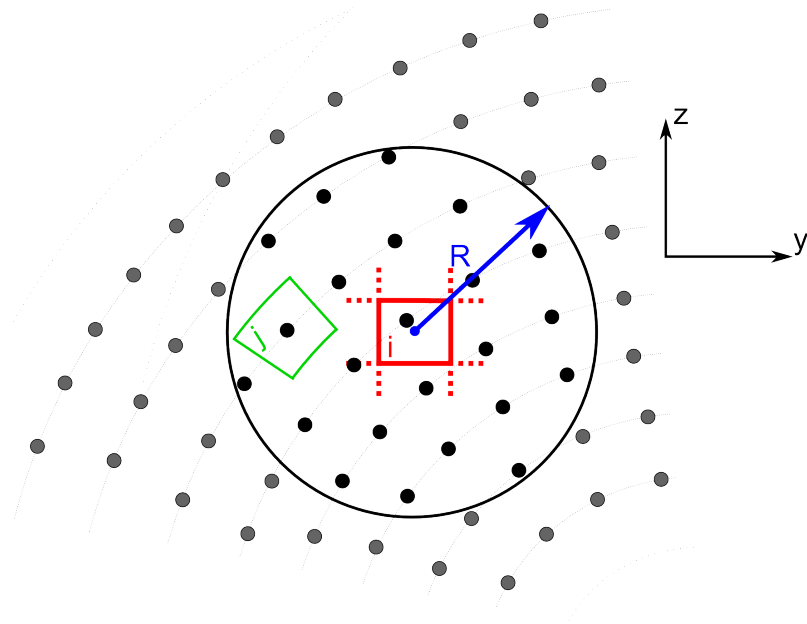


FIGURE 3.8 – Représentation bi-dimensionnelle du noyau utilisé pour une cellule cartésienne  $i$  et des volumes polaires  $j$ .

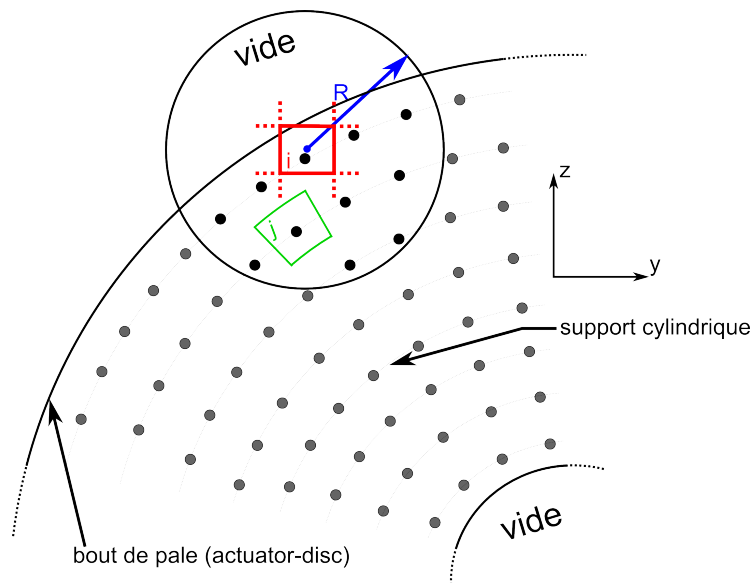


FIGURE 3.9 – Cas particulier de noyau partiellement rempli pour une cellule cartésienne  $i$  et des volumes polaires  $j$ . Vue de face sur le support cylindrique pour un actuator-disc (axe du support cylindrique perpendiculaire au plan  $\vec{z}\vec{y}$ ).

1. Les cellules cartésiennes qui se trouvent en bordure du support cylindrique : ces cellules cartésiennes ne sont pas intégralement entourées de volumes  $j$ . La figure 3.9 illustre le cas de noyaux partiellement remplis puisque situés sur les bords intérieur et extérieur du support polaire.
2. Dans le cas d'un modèle actuator-line, les cellules qui se trouvent en bordure d'une ligne tournante : ces cellules cartésiennes sont entourées de cellules  $j$ ,

mais certaines ont des forces associées nulles. La figure 3.10 explicite ce cas en montrant un support partiellement rempli lors du passage d'une ligne tournante (actuator-line) dans le noyau associé à la cellule cartésienne  $i$ .

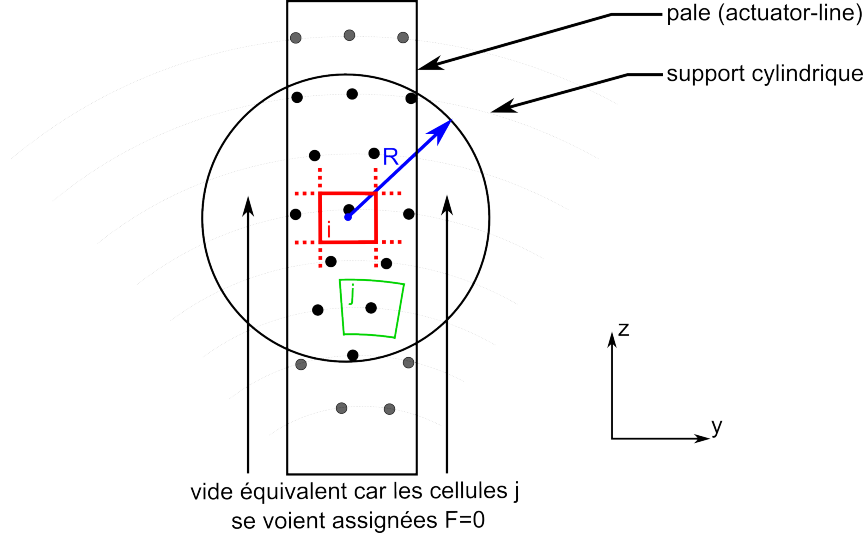


FIGURE 3.10 – Cas particulier de noyau partiellement remplis pour une cellule cartésienne  $i$  et des volumes polaires  $j$ . Vue de face sur le support cylindrique pour un actuator-line (axe du support cylindrique perpendiculaire au plan  $\vec{z}\vec{y}$ ).

Pour palier à ce problème, nous avons mis en place une méthode de correction MLS (Moving Least Square) qui permet de corriger le noyau de régularisation et ainsi de maintenir une interpolation correcte y compris lorsque le noyau n'est pas intégralement rempli. Cette méthode a notamment été explicitée dans plusieurs thèses de doctorat du LHEEA sur la méthode SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) où les techniques d'interpolation par noyau régularisant forment la base de cette méthode particulière lagrangienne [33] [32].

En pratique, cette technique modifie le noyau pour satisfaire quatre conditions en 3D. La correction MLS s'écrit comme suit :

$$W_{ij}^{MLS} = [\alpha_i + (x_i - x_j)\beta_i + (y_i - y_j)\gamma_i + (z_i - z_j)\delta_i]W_{ij}, \quad (3.31)$$

avec

$$\begin{aligned} \sum_j W_{ij}^{MLS} \omega_j &= 1 \text{ (relatif à l'équation 3.28)} \\ \sum_j (x_j - x_i) W_{ij}^{MLS} \omega_j &= 0 \text{ (garantissant } \langle x_i \rangle = \sum_j x_j W_{ij}^{MLS} \omega_j) \\ \sum_j (y_j - y_i) W_{ij}^{MLS} \omega_j &= 0 \text{ (garantissant } \langle y_i \rangle = \sum_j y_j W_{ij}^{MLS} \omega_j) \\ \sum_j (z_j - z_i) W_{ij}^{MLS} \omega_j &= 0 \text{ (garantissant } \langle z_i \rangle = \sum_j z_j W_{ij}^{MLS} \omega_j) \end{aligned} \quad (3.32)$$

On peut alors former un système matriciel à résoudre pour chaque point  $i$  :

$$\begin{bmatrix} W_{ij}\omega_j & (x_i - x_j)W_{ij}\omega_j & (y_i - y_j)W_{ij}\omega_j & (z_i - z_j)W_{ij}\omega_j \\ (x_i - x_j)W_{ij}\omega_j & (x_i - x_j)^2W_{ij}\omega_j & (x_i - x_j)(y_i - y_j)W_{ij}\omega_j & (x_i - x_j)(z_i - z_j)W_{ij}\omega_j \\ (y_i - y_j)W_{ij}\omega_j & (y_i - y_j)(x_i - x_j)W_{ij}\omega_j & (y_i - y_j)^2W_{ij}\omega_j & (y_i - y_j)(z_i - z_j)W_{ij}\omega_j \\ (z_i - z_j)W_{ij}\omega_j & (z_i - z_j)(x_i - x_j)W_{ij}\omega_j & (z_i - z_j)(y_i - y_j)W_{ij}\omega_j & (z_i - z_j)^2W_{ij}\omega_j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_i \\ \beta_i \\ \gamma_i \\ \delta_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.33)$$

En inversant ce système matriciel, nous obtenons  $\alpha_i$ ,  $\beta_i$ ,  $\gamma_i$  et  $\delta_i$ .

L'algorithmique que nous avons mis en place se base sur une recherche des cellules cylindriques  $j$  voisines de chaque cellule cartésienne  $i$ . Ces listes de voisinage sont créées une fois pour toutes en début de calcul, puis stockées (notamment pour mettre à jour les champs de l'actuator-line) sous forme de listes chaînées.

Cette façon de procéder réduit fortement les temps de calculs dans le cas de l'actuator-line. La plupart des méthodes décrites dans la littérature utilisent des recherches de cellules  $j$  voisines systématiques à chaque pas de temps, ce qui vaut au modèle actuator-line la réputation d'être beaucoup plus coûteux en temps que le modèle actuator-disc [27]. Dans notre cas, nous évitons la recherche systématique de voisins en fonction de la position des lignes tournantes, car les associations de cellules restent inchangées au cours du calcul. Seul le champ de forces associé aux cellules du support cylindrique évolue. De cette manière, les écarts de temps de calculs entre les deux modèles restent faibles (cf. 5.3).

### 3.2.2 Actuator-disc (AD)

Le premier modèle que nous avons développé est un modèle actuator-disc [67] [70] [71] [72]. Ce modèle est le plus simple de sa gamme et représente donc une première étape nécessaire avant développement de modèles plus complexes tels que les modèles actuator-line et actuator-blade. Son développement a permis de mettre en place un ensemble de routines de base qui constituent les fondations communes de l'architecture des trois types de méthodes actuatrices que nous souhaitons développer à terme. Son principe de base est de moyennner les effets induits par l'hydrolienne sur un disque qui représente la surface balayée par ses pales lors de sa rotation. Certains modèles actuator-disc simplistes présentent une distribution de force moyennnée radialement et azimutalement. Le modèle que nous avons développé est moyennné azimutalement, mais présente une distribution radiale non uniforme. De cette manière, nous pouvons caractériser précisément les hydroliennes que nous souhaitons modéliser suivant leur envergure. Les sillages générés sont par conséquent *a priori* plus réalistes.

Les efforts de l'hydrolienne décrits par les équations (3.22) et (3.23) sont moyennnés sur l'ensemble des éléments discrets de volume du support cylindrique comme

suit :

$$\begin{aligned}
F_{total} &= \sum_{i_r=1}^{N_r} F_{total}(i_r), \\
\text{où } F_{total}(i_r) &= F_x(i_r) + F_\theta(i_r), \\
\text{avec } F_x(i_r) &= \frac{1}{2}\rho V_{rel}^2 c \Delta r (C_L \cos(\Phi) + C_D \sin(\Phi)) p, \\
\text{et } F_\theta(i_r) &= \frac{1}{2}\rho V_{rel}^2 c \Delta r (C_L \sin(\Phi) - C_D \cos(\Phi)) p
\end{aligned} \tag{3.34}$$

avec  $p$  le nombre de pales de l'hydrolienne,  $c$  la corde des pales,  $\Delta r$  la hauteur des éléments de pale,  $\Phi$  l'angle d'incidence des pales et  $C_L$  et  $C_D$  les coefficients hydrodynamiques des coefficients du profil de pale utilisé. Dans le plan cartésien lié au repère du domaine de simulation (voir figure 3.11), nous obtenons :

$$\begin{aligned}
F_x(i_r) &= \frac{1}{2}\rho V_{rel}^2 c \Delta r (C_L \cos(\Phi) + C_D \sin(\Phi)) p, \\
F_y(i_r) &= \frac{1}{2}\rho V_{rel}^2 c \Delta r (C_L \sin(\Phi) - C_D \cos(\Phi)) p \cos(\theta), \\
F_z(i_r) &= \frac{1}{2}\rho V_{rel}^2 c \Delta r (C_L \sin(\Phi) - C_D \cos(\Phi)) p \sin(\theta).
\end{aligned} \tag{3.35}$$

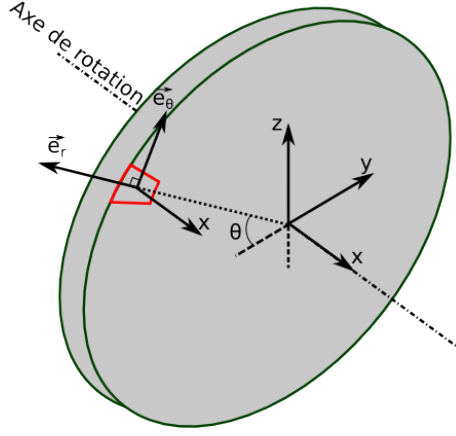


FIGURE 3.11 – Correspondance entre le repère lié à chaque élément et le repère du domaine de simulation.

Une fois les efforts totaux déterminés, nous définissons une force volumique  $F_{x,y,z}^{\mathcal{V}}$  que nous appliquons à chaque élément de volume du support cylindrique comme suit :

$$F_{x,y,z}^{\mathcal{V}}(i_r) = \frac{F_{x,y,z}(i_r)}{\mathcal{V}(i_r)}, \tag{3.36}$$

avec  $\mathcal{V}(i_r) = 2\pi r(i_r) \Delta r \Delta x N_x$ , qui représente le volume de chaque anneau cylindrique suivant sa position radiale.

De sorte que l'on ait bien :

$$F_{total} = \sum_{i_r=1}^{N_r} F_{total}(i_r) = \sum_{i_r=1}^{N_r} \left( F_{x,y,z}^{\mathcal{V}}(i_r) \mathcal{V}(i_r) \right). \tag{3.37}$$

La figure 3.12 donne un exemple de chargements axial (vue **a**) et azimutal (vues **b** et **c**) du support polaire pour un actuator-disc. Nous observons sur les trois vues la distribution radiale non uniforme et la distribution azimutale moyennée.

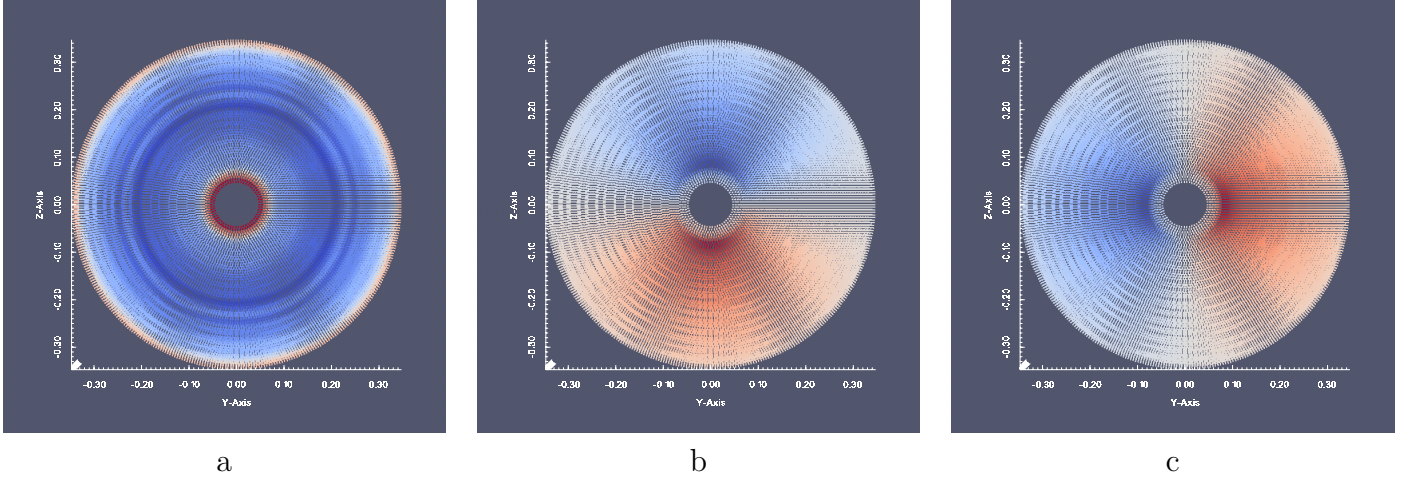


FIGURE 3.12 – Exemple de chargements **a** :  $F_x^{vol}$ , **b** :  $F_y^{vol}$ , **c** :  $F_z^{vol}$  sur le support cylindrique pour un actuator-disc.

### 3.2.3 Actuator-line (AL)

Le principe du modèle actuator-line est de moyennner les effets induits par l'hydrolienne sur des lignes tournantes qui représentent chacune les pales de l'hydrolienne [26] [10] [25] [73]. Ces lignes sont mises en rotation au cours du temps et tournent à la vitesse de rotation du rotor. Ce modèle permet d'approcher un fonctionnement plus physique de l'hydrolienne. En effet, la distribution des forces est discrétisée à la fois radialement et azimutalement. Les hydroliennes modélisées sont alors caractérisées suivant leur envergure et de manière dynamique en fonction de la position des pales dans le domaine de simulation. Cela permet de prendre en compte les effets instationnaires engendrés par les pales sur le fluide, et par conséquent de mieux décrire le caractère hélicoïdal du sillage.

Le support cylindrique décrit précédemment est également utilisé dans ce modèle. Cette fois, les effets de l'hydrolienne ne sont pas moyennés sur l'ensemble des éléments de volume mais sur ceux qui sont à proximité des lignes tournantes. La majeure partie des éléments de volume se voient donc appliquer des forces nulles lorsqu'ils sont situés hors des pales, et une force définie en conséquence dans le cas contraire.

L'interpolation par noyau régularisant nécessite que le nuage de points utilisé soit bien réparti dans l'espace. Pour les cas de noyaux légèrement déséquilibrés, nous avons mis en place une correction MLS. Dans le cas du modèle actuator-line, les lignes tournantes apparaissent régulièrement dans les noyaux associés aux cellules avoisinant l'hydrolienne, provoquant des noyaux fortement déséquilibrés. En effet, les forces volumiques de chaque ligne sont alors concentrées le long des plans  $\vec{e}_r \vec{e}_z$  propres à chaque pale dans un volume très restreint. Cela se traduit dans les noyaux par l'apparition de phénomènes singuliers et des noyaux très faiblement remplis. Pour éviter ces singularités et permettre aux interpolations par noyaux régularisants de fonctionner correctement, les efforts de chaque pale sont répartis sur une bande de  $n$  éléments de volume auxquels est associé un système de poids qui sont fonction de la distance angulaire des volumes aux lignes tournantes.

La figure 3.13 décrit le principe du modèle actuator-line développé. L'effort local d'une pale de l'hydrolienne à la position  $r$  de l'axe de rotation  $F_{local}(r)$  est réparti sur une bande de  $n$  cellules situées à une distance angulaire inférieure ou égale à  $\delta \approx 5r\Delta\theta(ir)$ . Les efforts  $F(\xi)$  sont déterminés en utilisant une fonction de pondération symétrique centrée sur les lignes de l'actuator-line et sur la distance curviligne  $\delta$ . La fonction de pondération choisie est la spline cubique que nous avons déjà utilisé en trois dimensions lors de l'interpolation des cellules cylindriques avec le grille cartésienne du domaine (cf. 3.27).

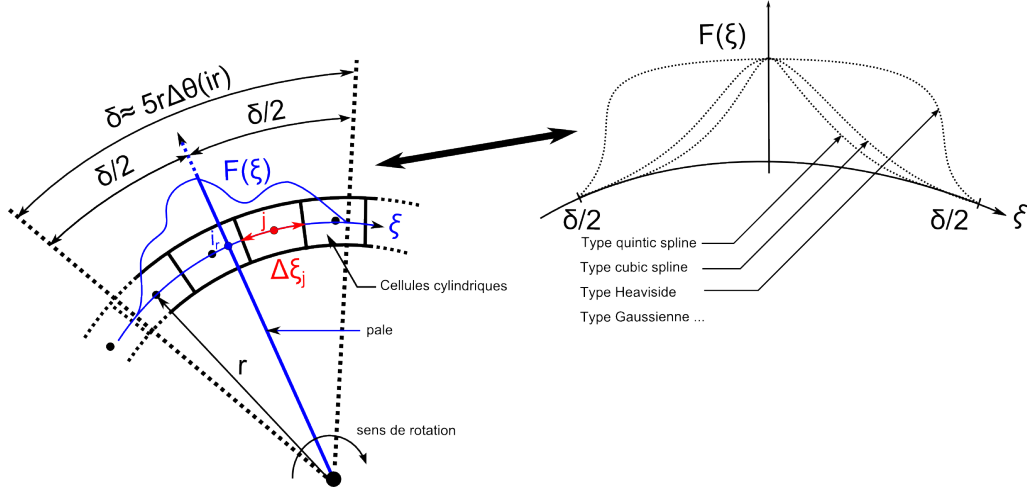


FIGURE 3.13 – Principe de sélection des  $n$  éléments de volume et attribution des forces pondérées sur ces éléments pour un modèle actuator-line.

A chaque instant, nous cherchons à caractériser  $F(\xi)$  en connaissant  $F_{local}(r)$ , avec  $F(\xi) = 0$  pour  $-\frac{\delta}{2} < \xi < \frac{\delta}{2}$ .

Nous souhaitons obtenir :

$$F_{local}(r) = \int_{-\frac{\delta}{2}}^{\frac{\delta}{2}} F(\xi) \delta\xi = \int_{-\frac{\delta}{2}}^{\frac{\delta}{2}} K_{FT} W\left(\xi, \frac{\delta}{2}\right) \delta\xi = K_{FT} \int_{-\frac{\delta}{2}}^{\frac{\delta}{2}} W\left(\xi, \frac{\delta}{2}\right) \delta\xi. \quad (3.38)$$

Or,

$$\int_{-\frac{\delta}{2}}^{\frac{\delta}{2}} W\left(\xi, \frac{\delta}{2}\right) \delta\xi = 1 \quad \text{pourvu que } C = C^{1D} \text{ (cf. 3.27)}. \quad (3.39)$$

La constante  $C^{1D}$  est utilisée car la fonction de pondération suit la curviligne  $\xi$ . Il s'en suit :

$$F_{local}(r) = K_{FT} \underbrace{\int_{-\frac{\delta}{2}}^{\frac{\delta}{2}} W\left(\xi, \frac{\delta}{2}\right) \delta\xi}_{=1}, \quad \text{et donc} \quad K_{FT} = F_{local}(r). \quad (3.40)$$

L'expression des forces  $F(\xi)$  peut donc s'écrire finalement de manière discrète comme suit :

$$F(\xi_j) = F_{i_r}^{local} W\left(\|\xi_{i_r} - \xi_j\|, \frac{\delta}{2}\right) \quad \text{permettant ainsi de retrouver} \quad \sum_{j \in \delta} F(\xi_j) \Delta\xi_j \approx F_{i_r}^{local}. \quad (3.41)$$

Les efforts de l'hydrolienne décrits par l'équation (3.34) sont moyennés sur les volumes sélectionnés dans  $\delta$  à chaque pas de temps de la manière suivante :

$$F_{i_r}^{\mathcal{V}} = \frac{\sum_{j \in \delta} F_{i_r}^{local} W\left(\|\xi_{i_r} - \xi_j\|, \frac{\delta}{2}\right) \Delta \xi_j}{\mathcal{V}_{i_r} p}, \quad (3.42)$$

avec  $\mathcal{V}_{i_r} = \Delta r \Delta \theta_{i_r} \Delta x N_x$ , qui représente la somme des iso-volumes suivant l'épaisseur pour  $i_{theta}$  fixé et au rayon  $r$  considéré, et  $p$  le nombre de pales de l'hydrolienne.

La figure 3.14 donne un exemple de chargements axial (vue **a**) et azimutal (vues **b** et **c**) du support polaire pour le modèle actuator-line que nous venons de décrire.

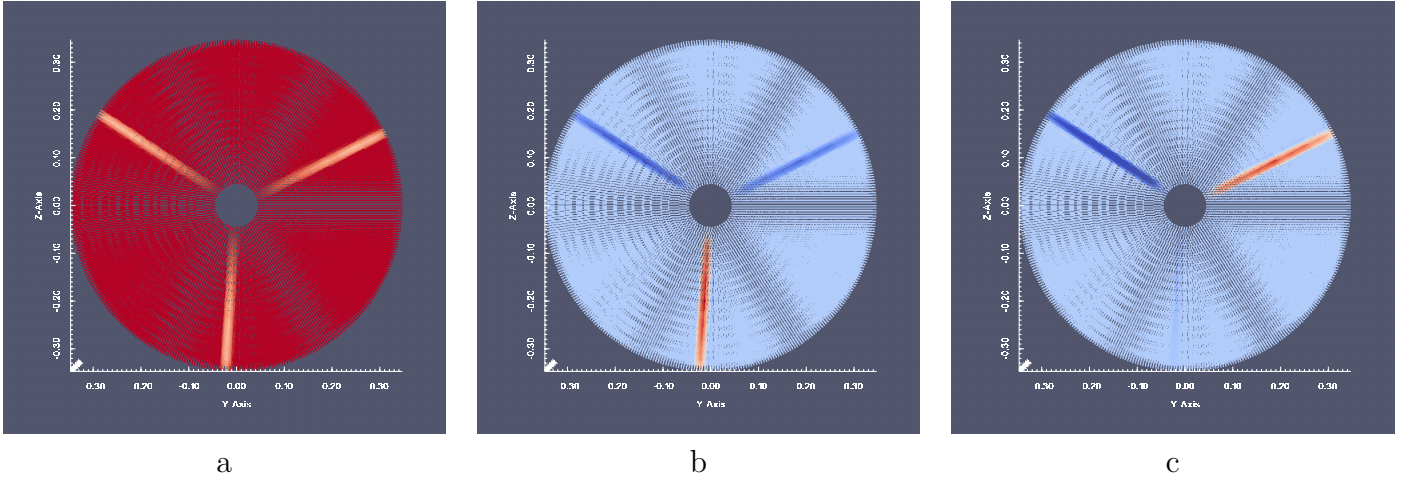


FIGURE 3.14 – Exemple de chargements **a** :  $F_x^{vol}$ , **b** :  $F_y^{vol}$ , **c** :  $F_z^{vol}$  sur le support cylindrique pour un actuator-line.

Cette démarche a été généralisée de manière à pouvoir faire varier  $\delta$  et ainsi faire varier la largeur de bande autour des lignes tournantes. La figure 3.15 présente les chargements axiaux obtenus sur le support polaire pour des actuators-lines avec  $\delta = r\Delta\theta(i_r)$ ,  $\delta = 5r\Delta\theta(i_r)$ ,  $\delta = 10r\Delta\theta(i_r)$  et  $\delta = 14r\Delta\theta(i_r)$  pour une même hydrolienne. Nous observons que plus  $\delta$  est grand, plus les efforts sont répartis sur un grand nombre de cellules et plus les effets des pales de l'hydrolienne sont lissés.

Nous n'avons pas étudié l'influence de la largeur de bande au cours de ce doctorat. Une étude sera menée *a posteriori* de manière à définir des critères permettant de choisir la largeur la plus adaptée. En première approche, nous avons choisi une largeur permettant de nous approcher au maximum de celle de la pale.

### 3.2.4 Comparaison des modèles actuator-disc et actuator-line

Les figures 3.16 et 3.17 permettent de comparer l'évolution au cours du temps des lignes de courant et des iso-contours de vorticité pour les modèles actuator-disc et actuator-line. Les résultats de calculs présentés sont issus de deux simulations identiques au modèle près. Dans chacune d'elles l'hydrolienne est placée dans un courant faiblement turbulent de magnitude moyenne égale à  $0.8 \text{ m.s}^{-1}$  orienté suivant l'axe

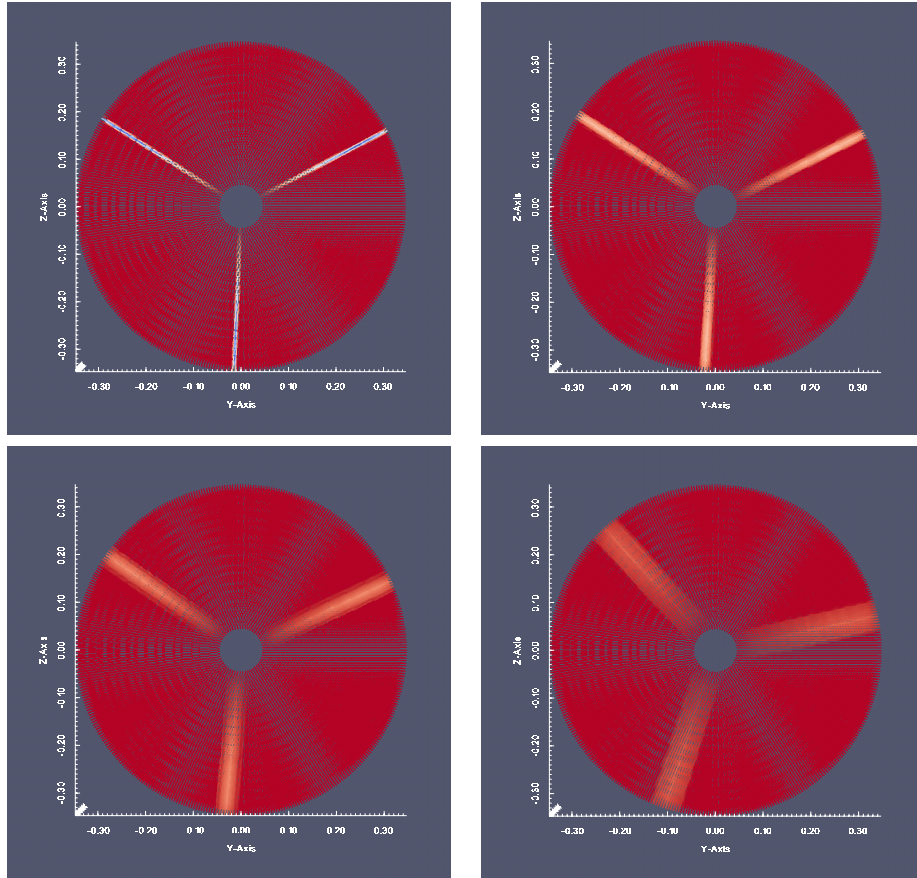


FIGURE 3.15 – Exemple de chargements axiaux sur un actuator-line pour quatre largeurs de bande différentes. **a** :  $n = 2$ , **b** :  $n = 6$ , **c** :  $n = 10$  et **d** :  $n = 14$ .

des  $x$  positifs. Ces résultats sont extraits d'un des cas de validation présenté plus loin dans le manuscrit. Pour de plus amples détails veuillez vous référer à la section 4.2. Les lignes de courant sont colorées en magnitude de vitesse axiale. A la traversée de l'hydrolienne, nous observons que la vitesse axiale diminue et que le sillage se vrille dans le sens inverse de la rotation des pales. Nous remarquons dans les deux cas que le vrillage se développe puis se stabilise au bout d'un certain temps. Les iso-contours de vorticité permettent de mettre en exergue la génération des tourbillons de pied et de bout de pale. Dans le cas du modèle actuator-disc, cette génération est moyennée azimuthalement. Cela donne l'effet d'un cylindre de rayon égal au rayon du rotor de l'hydrolienne pour les tourbillons de bout de pale. Dans le cas de l'actuator-line, des tourbillons sont générés par chaque pales puis advectés par le courant en aval de l'hydrolienne. Pour les deux modèles, les tourbillons de pied de pales s'enroulent dans le même sens que les lignes de courant dans le sillage. Nous remarquons néanmoins que les tourbillons de pied de pales générés par le modèle actuator-line ont une magnitude plus élevée. Globalement, le modèle actuator-line est plus réaliste, puisqu'il permet de prendre en compte la dynamique des pales de l'hydrolienne. Nous retrouvons cette dynamique en aval de la machine, dans son sillage. En effet, les simulations montrent que le sillage généré par l'actuator-disc est plus stable que celui généré par l'actuator-line.

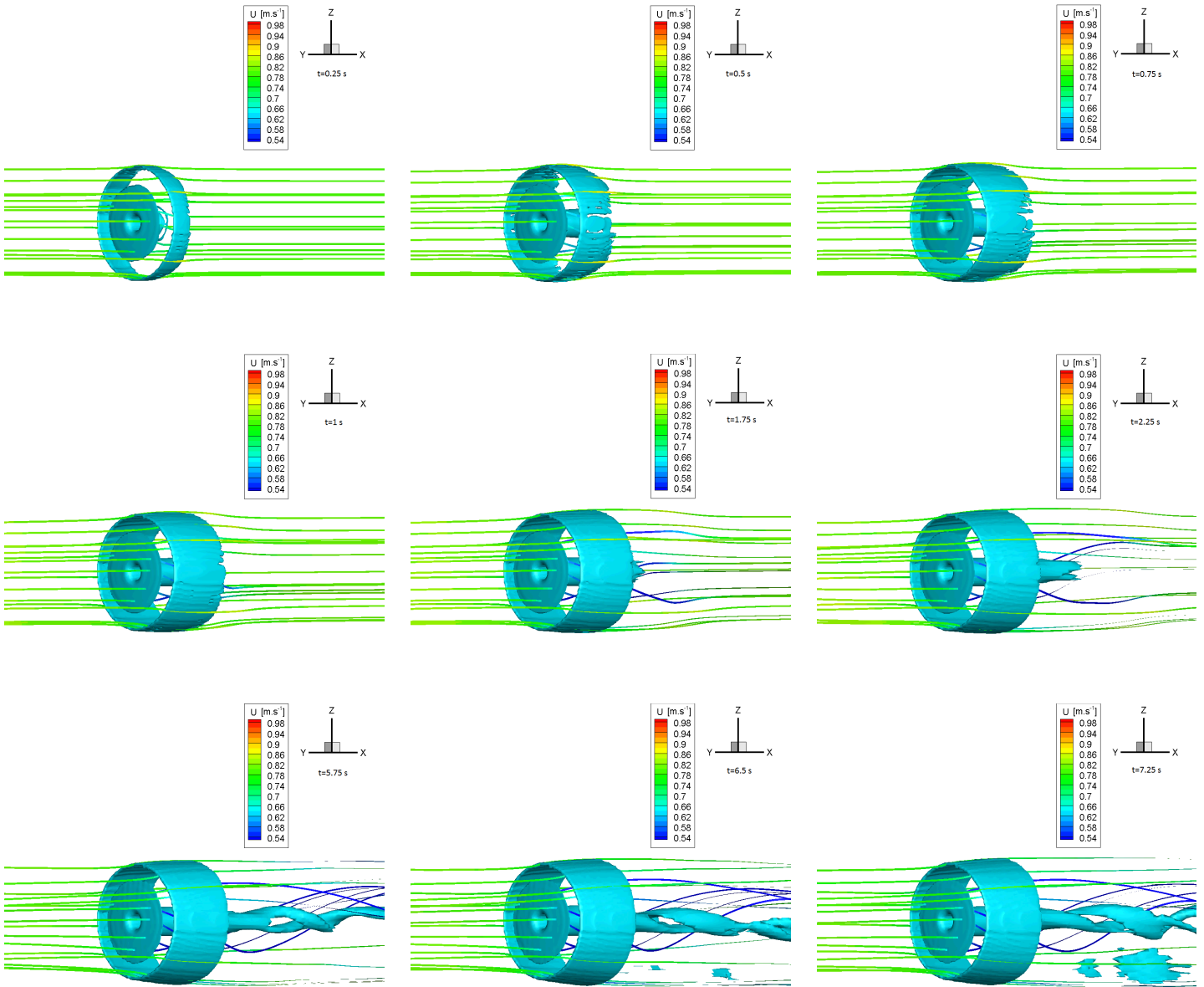


FIGURE 3.16 – Evolution des lignes de courant et iso-contours de vorticité sur un modèle actuator-disc au cours du temps pour un taux d'intensité turbulente moyen  $I_\infty=3\%$ .

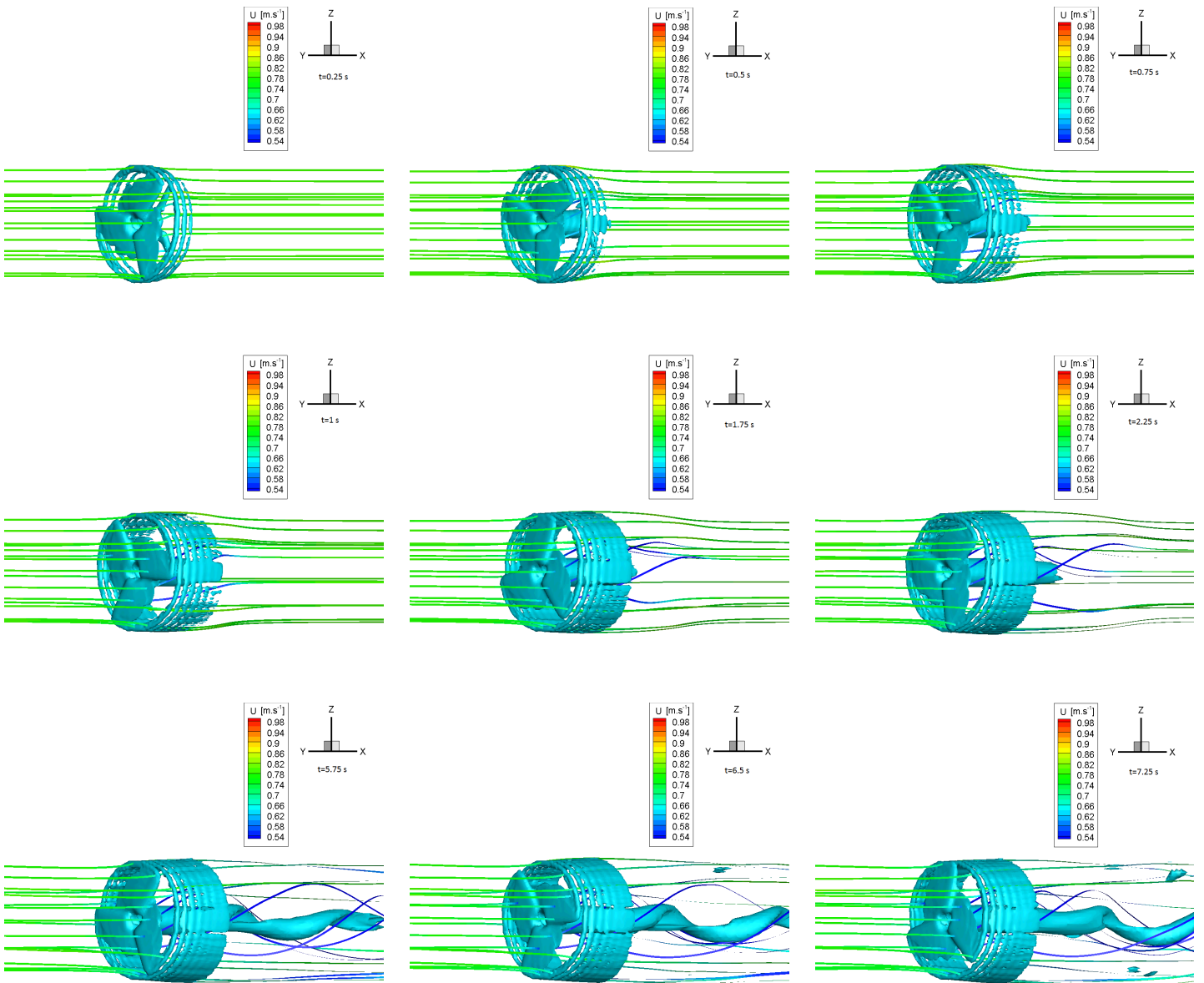


FIGURE 3.17 – Evolution des lignes de courant et iso-contours de vorticité sur un modèle actuator-line au cours du temps pour un taux d'intensité turbulente moyen  $I_\infty=3\%$ .

### 3.3 Prise en compte de corps : moyeu, topographie de fond marin, piles.

De manière à développer les fonctionnalités de notre outil et être capable de réaliser des simulations sur des cas d'application réels, il est nécessaire de pouvoir prendre en compte les corps à géométrie complexe au sein du domaine de simulation (moyeu, topographie de fond marin, piles, ...). Au cours de ce doctorat, nous avons souhaité étudier l'influence de la prise en compte ou non du moyeu lors des cas de validation d'écoulements autour d'une hydrolienne présentés dans le chapitre 4. Une méthode de prise en compte de corps basée sur la méthode des frontières immergées (IBM : Immersed Boundary Method) a été développée pour des corps simples, puis généralisée aux corps complexes par G. Oger. Nous rappelons ici brièvement son principe et nous renvoyons le lecteur à la thèse de P. Bigay pour plus de détails [47]. L'idée globale est de venir forcer le membre de droite (RHS) des cellules volumes-finis internes au corps de manière à recréer les conditions aux limites de non-pénétration et d'adhérence. Ce forçage est réalisé au moyen d'un terme source spécifique ajouté au membre de droite des équations de conservation de la quantité de mouvement :

$$\omega_i \frac{d\rho_i \vec{v}_i}{dt} = \sum_j F_{ij} \vec{n}_j \Delta S_j + 2\mu \sum_j \bar{\bar{D}}_{ij} \vec{n}_j \Delta S_j + \rho_i \vec{f}_i \omega_i \quad (3.43)$$

En approximant  $\frac{d\rho_i \vec{v}_i}{dt} \approx \frac{\rho_i \vec{v}_i^{n+1} - \rho_i \vec{v}_i^n}{\Delta t}$ , où  $\Delta t$  est le pas de temps courant, l'équation (3.43) peut se ré-écrire :

$$\omega_i \left( \frac{\rho_i \vec{v}_i^{n+1} - \rho_i \vec{v}_i^n}{\Delta t} \right) = \sum_j F_{ij} \vec{n}_j \Delta S_j + 2\mu \sum_j \bar{\bar{D}}_{ij} \vec{n}_j \Delta S_j + \rho_i \vec{f}_i \omega_i \quad (3.44)$$

En considérant un corps fixe, chaque cellule  $i$  interne à la géométrie du solide peut se voir attribuer :  $\rho_i \vec{v}_i^{n+1} = \vec{0}$ . Le terme source  $\vec{f}_i$  permettant de forcer la condition aux limites peut alors s'écrire :

$$\vec{f}_i = \frac{-\vec{v}_i^n}{\Delta t} - \frac{1}{\rho_i \omega_i} \sum_j F_{ij} \vec{n}_j \Delta S_j + 2\mu \sum_j \bar{\bar{D}}_{ij} \vec{n}_j \Delta S_j \quad (3.45)$$

En combinant 3.45 et 3.44, nous obtenons finalement la forme suivante à appliquer aux cellules internes au corps :

$$\frac{d}{dt}(\rho_i \vec{v}_i) = \frac{-(\rho_i \vec{v}_i)^n}{\Delta t}. \quad (3.46)$$



# Chapitre 4

## Validation du modèle et analyse des résultats obtenus

### 4.1 Comparaison aux résultats de simulation CFX-ALSTOM

#### 4.1.1 Description des simulations

Nous initions l'étape de validation de nos modèles par une comparaison entre un résultat issu du code commercial ANSYS CFX [29] et deux résultats de simulation issus de notre code présenté dans les chapitres précédents pour un cas d'hydrolienne seule dans un courant idéalisé uniforme.

La figure 4.1 présente le domaine de simulation utilisé dans CFX. Son enveloppe est de forme cylindrique de longueur 200 m et de rayon 40 m et est centrée en  $(x = 0, y = 0, z = 0)$  dans l'espace  $(x \in [-100\text{ m}; 100\text{ m}])$ . Il présente une partie tournante (référéncée «rotor») et une partie fixe (référéncée «stator»). La partie tournante contient une hydrolienne de 18 m de diamètre positionnée en  $(x = 0, y = 0, z = 0)$  et est entraînée à la vitesse de rotation de l'hydrolienne qui est de 20 rpm autour de l'axe des  $x$ . De manière à minimiser les coûts CPU liés à ce type de calculs (qui peuvent être récurrents en bureau d'études), des domaines de simulation «réduits» sont utilisés. Des conditions périodiques sont alors mises en place suivant l'azimut (propriété de symétrie du rotor et du domaine de simulation) de manière à obtenir des champs complets. Ces conditions se trouvent sur les faces référencées «Side1» et «Side2» pour la partie stator (figure 4.1) et «side1 rotor» et «side2 rotor» pour la partie rotor (figure 4.2). L'intérêt de ne mailler qu'une portion du domaine est de diminuer le nombre de mailles et d'accélérer les simulations. Cette technique est utilisée dans la partie tournante où le maillage est adapté autour d'une description fine des pales et le nombre d'éléments de maillage est important ( $\approx 2 \times 10^6$  mailles et une taille de grille minimum  $\approx 4 \times 10^{-4}$  m), et dans la partie fixe où les mailles qui composent le maillage fixe sont étirées à mesure que l'on s'éloigne de l'hydrolienne ( $\approx 20000$  mailles et une taille de maille minimum  $\approx 1 \times 10^{-1}$  m). Dans notre cas, la partie fixe du maillage est simulée sur  $12^\circ$  suivant l'azimut, soit un trentième du domaine complet ( $360^\circ$ ). La partie tournante est simulée sur un tiers de domaine ( $120^\circ$ ) et contient une des pales du rotor ainsi qu'un tiers de la partie tournante du

rotor (figure 4.2). Les interpolations entre le maillage fixe et le maillage tournant sont prises en compte au moyen d'une technique de maillage glissant, moyennant les champs aux interfaces. Cette technique permet d'utiliser une topologie de maillage adaptée à la forme de l'hydrolienne dans son environnement proche, et donc de pouvoir discrétiser les structures qui la composent (pales, moyeu, ...) de manière fine.

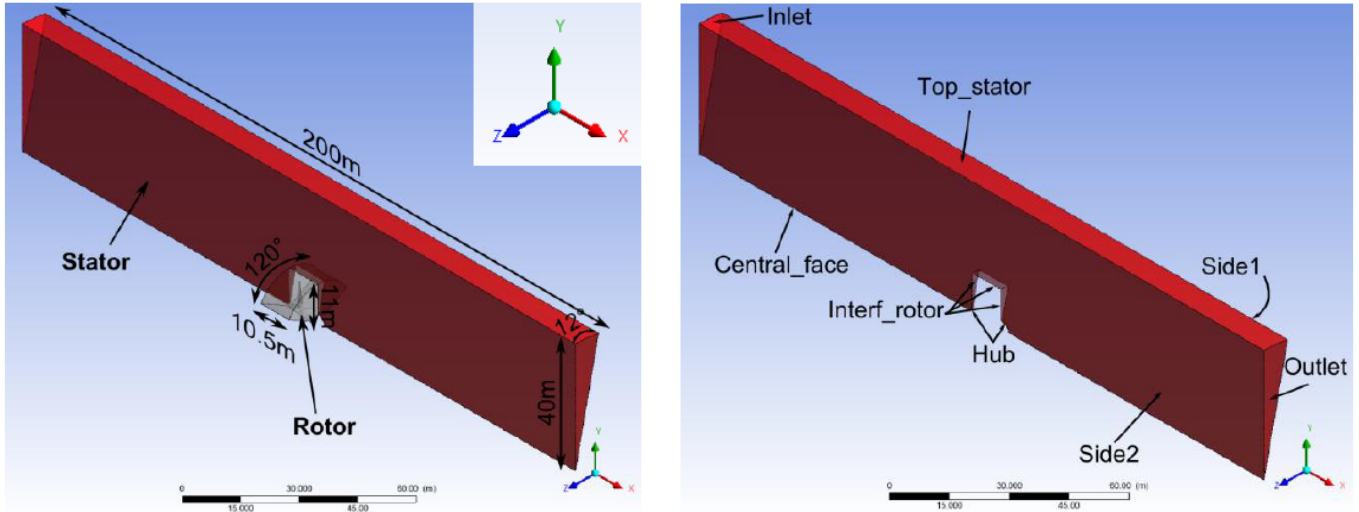


FIGURE 4.1 – Vues du domaine de simulation CFX. En rouge, la partie qui contient le maillage fixe et en gris (vue de gauche) la partie qui contient le maillage tournant.

En entrée du domaine de simulation (inlet), une vitesse uniforme de  $3.5 \text{ m.s}^{-1}$  orientée suivant les  $x$  positifs est appliquée. En sortie du domaine de simulation (outlet), une pression nulle est imposée. Sur le bord extérieur du domaine (référéncé «Top stator»), une condition de glissement est utilisée. Aux interfaces entre la partie tournante et la partie fixe du maillage («inlet rotor», «outlet rotor» et «top rotor»), des conditions de moyenne sont utilisées sur les limites. Les champs entrants et sortants sont moyennés aux interfaces. Enfin, sur les parties fixes du moyeu («hub»), sur sa partie tournante («hub rotor») et sur la pale, des conditions d'adhérence sont utilisées. La masse volumique de l'eau est fixée à  $1025 \text{ kg.m}^{-3}$ , sa température à  $25 \text{ }^\circ\text{C}$ , la pression de référence utilisée est de  $1 \text{ atm}$  et l'hydrostatique n'est pas prise en compte. Les calculs ont été réalisés en régime stationnaire de manière à obtenir la cinématique globale de l'écoulement en un temps réduit (calcul sur 2 ou 3 processeurs avec une durée estimée entre 3 et 4 h).

Les comparaisons avec WCCH ont été réalisées uniquement avec le modèle actuator-disc pour ce cas de validation. Le deuxième modèle d'hydrolienne (actuator-line) ayant été développé plus tard au cours du doctorat. Dans notre cas, le domaine de simulation est de forme cubique de 350 m de côté et est composé de mailles cubiques fixes. Il est positionné dans l'espace de la manière suivante :  $x \in [-50 \text{ m}; 300 \text{ m}]$ ,  $y \in [-175 \text{ m}; 175 \text{ m}]$ ,  $z \in [-175 \text{ m}; 175 \text{ m}]$ . Le disque-hélice qui représente l'hydrolienne présente un diamètre de 18 m, une vitesse de rotation de 20 rpm et est positionné en  $(x = 0, y = 0, z = 0)$ . L'axe de rotation de l'hydrolienne est choisi comme étant l'axe des  $x$ . Une discrétisation AMR du domaine est réalisée comme cela est présenté sur la figure 4.3. Sept niveaux de discrétisation sont uti-

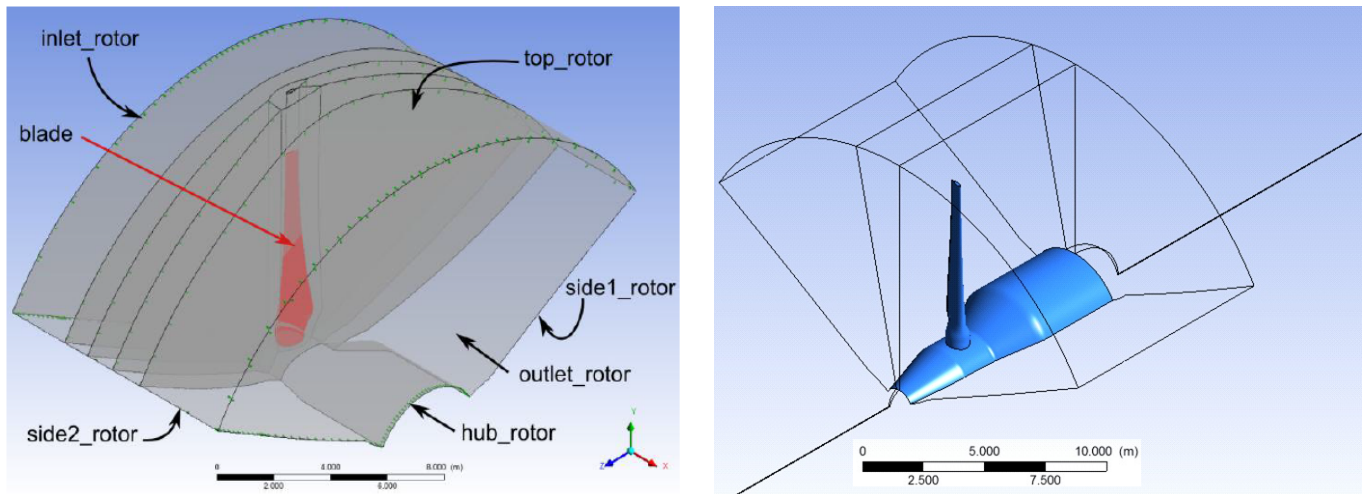


FIGURE 4.2 – Vues du maillage tournant autour de l’hydrolienne pour la simulation CFX.

lisés, le plus fin étant localisé autour du modèle actuator-disc et sur une longueur égale à 10 fois le diamètre de l’hydrolienne (180 m) dans le sillage de cette dernière. Les mailles volumes-finis sont progressivement étirées à travers les quatre autres niveaux de discrétisation à mesure que nous nous éloignons de l’hydrolienne. La taille de maille la plus fine est de  $\frac{350}{2^{11}} \approx 17.1 \times 10^{-2}$  m et la taille de maille la plus grosse est de  $\frac{350}{2^5} \approx 10.94$  m.

Les conditions d’entrée, de sortie et sur les autres limites du domaine de simulation sont décrites dans la section 2.4.1. Les conditions de courant sont idéalisées : le courant incident est non turbulent (uniforme) et pleinement orienté suivant l’axe de rotation de la machine. Cette condition correspond à celle utilisée dans le calcul CFX pris comme référence. Deux cas sont considérés dans les simulations que nous avons réalisées : un cas sans moyeu et un cas avec un moyeu sphérique de rayon égal au rayon du moyeu réel (3 m).

Le nombre de processeurs utilisés est compris entre 200 et 340. En effet, ces calculs étant de durée relativement longue ( $\approx 140$  heures de calcul pour 200 s de temps physique simulé), la simulation a été fractionnée de manière à permettre aux autres utilisateurs du cluster de calcul de profiter des ressources mises à disposition. Les deux simulations ont été réalisées avec environ  $20 \times 10^6$  cellules, une vitesse du son de  $40 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  et une masse volumique nominale du fluide égale à  $1000 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ .

De manière à pouvoir comparer les résultats issus de WCCH avec ceux de CFX, il est nécessaire d’exploiter des champs moyennés. En effet, les comparaisons que nous avons réalisées dans cette étude portent sur les sillages, et les zones d’intérêt se trouvent dans la partie fixe du maillage CFX dans laquelle les effets de sillage générés par l’hydrolienne ont été moyennés au travers des interfaces «outlet rotor» et éventuellement «top rotor». Il est donc nécessaire de moyenner les résultats que nous avons obtenus avec WCCH pour permettre la comparaison. Les champs instantanés issus de WCCH sont donc sommés entre 160 et 200 s (où nous considérons que le sillage est sorti du domaine de simulation et est établi), puis sont divisés par le nombre de sorties. Comme les fichiers de sortie sont assez volumineux ( $\approx 6Go$

en ASCII et 1.2Go au format binaire du viewer Tecplot), nous avons limité leur nombre à raison d'un fichier toutes les 4 s. La qualité des champs moyens que nous obtenons est donc contestable car seulement dix fichiers sont utilisés pour les obtenir, ce qui semble insuffisant pour moyenner correctement l'ensemble des phénomènes présents dans le sillage. Cependant, les résultats que nous obtenons donnent une tendance et nous permettent de contrôler leur cohérence vis-à-vis des résultats CFX. En raison du faible échantillonnage temporel utilisé pour calculer les sillages moyens, nous nous bornons à comparer uniquement les champs de vitesse axiale moyens qui sont la première grandeur d'intérêt et qui permettent de valider le comportement global de notre modèle actuator-disc. En effet, il semble peu pertinent de comparer les grandeurs qui caractérisent la turbulence et présentent de grandes variations temporelles à partir de champs moyens calculés avec si peu de fichiers de sortie. En raison de la taille du domaine utilisé lors des simulations CFX, les comparaisons sont réalisées dans un domaine restreint autour de la machine :  $x \in [-50 m; 100 m]$  et  $y \in [-40 m; 40 m]$ , ce qui correspond approximativement à 2.8 diamètres de rotor en amont et 5.5 en aval. Dans cette étude qui restait très prospective au moment où nous l'avons réalisée, nous n'avons pas pris en compte les aspects variationnels des sillages et notre étude reste donc assez simpliste, ne prenant pas en compte l'influence des paramètres de post-traitement et notamment la fréquence des fichiers de sortie et la durée de simulation nécessaire pour obtenir des sillages établis. Ces aspects seront abordés dans l'étude suivante (section 4.2).

Les différences entre les simulations CFX et WCCH sont multiples à commencer par la forme du domaine de simulation. En effet, le domaine utilisé dans les simulations CFX est cylindrique alors que celui de WCCH est cubique. Cependant, les conditions d'entrée/sortie sont équivalentes dans les deux cas. Dans la simulation CFX, la condition de glissement utilisée sur le bord extérieur du domaine semble créer un phénomène de blocage qui vient légèrement accélérer l'écoulement qui contourne l'hydrolienne. Cela peut être observé sur la figure 4.4 (vue du haut) qui présente le champ de vitesse axiale obtenu avec CFX. Sur cette vue, le champ de vitesse passe de l'orange clair en amont de l'hydrolienne à l'orange foncé en aval. Cela traduit une légère accélération de l'écoulement. Cependant, étant donné que cette accélération est très faible ( $v_{max} = 3.63 m.s^{-1}$  pour  $v_{incident} = 3.5 m.s^{-1}$ ), nous considérons qu'elle ne perturbe que très peu l'écoulement dans le sillage de l'hydrolienne. Dans le cas des simulations WCCH, les conditions de sorties utilisées sur les frontières équivalentes ne semblent pas perturber l'écoulement. Une autre différence entre les simulations CFX et WCCH est la manière dont est prise en compte l'hydrolienne. Dans le premier cas, sa structure est maillée et les couches limites des pales sont décrites ( $y^+ \approx 1$ ). Dans le deuxième cas, l'hydrolienne est modélisée par un actuator-disc qui moyenne les effets du rotor suivant son azimuth. Le moyeu est soit négligé, soit pris en compte par le biais d'une sphère, ce qui est loin d'être la forme du moyeu utilisé dans les simulations CFX, mais permet d'avoir une idée de l'influence de la prise en compte d'un moyeu sur les sillages observés en aval de l'hydrolienne. Enfin, les simulations CFX utilisent des fractions de domaines (un trentième de domaine pour la partie fixe, un tiers pour la partie tournante) associées à des frontières périodiques pour simuler l'hydrolienne complète et obtenir une description du sillage suivant l'azimut. Les simulations WCCH quant à elles simulent

directement l'ensemble de l'hydrolienne et de son sillage. Cependant, comme nous considérons une hydrolienne seule dans un courant incident uniforme, et que nous travaillons sur des champs moyennés, nous considérons que les deux configurations de simulation sont comparables.

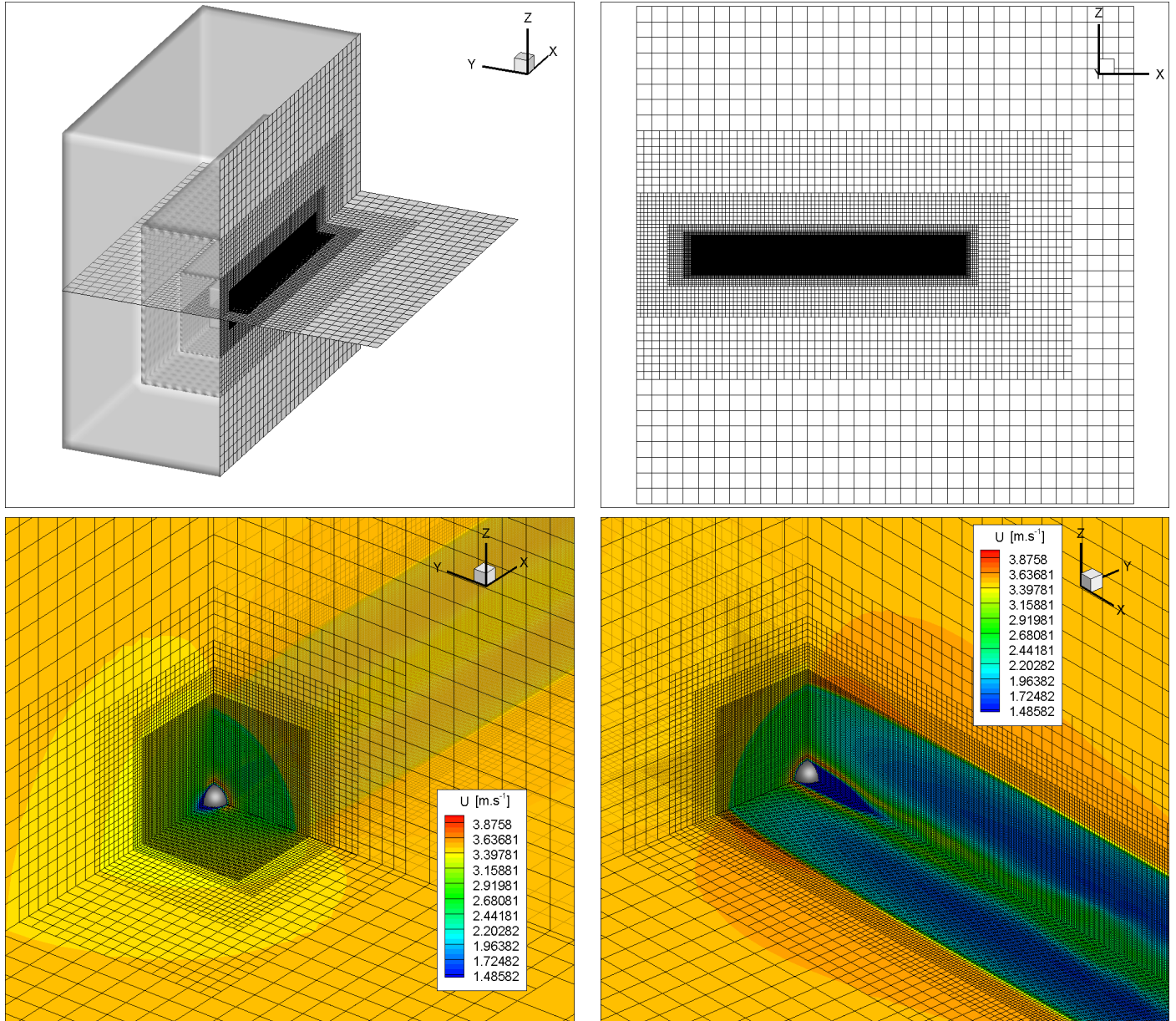


FIGURE 4.3 – Présentation du raffinement local autour de l'actuator-disc et de la zone où le sillage est attendu.

#### 4.1.2 Analyse et comparaison des résultats

La figure 4.4 permet de comparer les champs de vitesse axiale obtenus avec CFX et les champs de vitesse axiale moyens obtenus avec WCCH couplé au modèle actuator-disc avec et sans moyeu. Dans les trois cas, en s'approchant de l'hydro-

lienne, la vitesse axiale du courant diminue. Cela est dû au fait que l'hydrolienne exerce un phénomène de blocage sur l'écoulement. En aval de l'hydrolienne dans son sillage, la vitesse axiale du courant continue de diminuer pour compenser le saut de pression statique exercé par les pales sur le fluide. Dans le sillage proche et moyen, nous observons que le déficit de vitesse est principalement concentré en face des pales et forme deux zones de basses vitesses axiales (en bleu). Plus en aval dans le sillage ( $\approx 5$  diamètres), pour le cas CFX et WCCH avec prise en compte du moyeu, ces deux zones se rejoignent. Ce comportement n'est pas observé dans le cas sans prise en compte du moyeu. Au contraire, pour ce cas, une accélération est observée au centre de l'hydrolienne et se prolonge dans le sillage (effet Venturi). Cette accélération est présente sur toute la longueur du sillage observé (de  $x = 0$  à  $x = 100$ ). Le fait de ne pas prendre en compte le moyeu est donc pénalisant dans ce cas, car les sillages moyen et lointain sont impactés. Cette accélération semble retarder l'apparition du phénomène de mélange dans le sillage. En effet, dans le cas où le moyeu est pris en compte, ce phénomène apparaît en fin de domaine entre cinq et six diamètres en aval de l'hydrolienne. Dans ce cas, le sillage proche de l'hydrolienne est également en meilleur accord avec celui obtenu avec CFX, l'effet Venturi au centre du sillage ayant disparu.

La figure 4.5 montre les profils de vitesse axiale moyenne correspondants. Les profils de vitesse axiale moyenne obtenus avec le moyeu sphérique sont globalement en très bon accord avec ceux obtenus avec CFX. Nous remarquons par contre en  $x = 95$  m que le profil de référence prend une forme «en cloche» alors que le profil que nous obtenons pour le cas avec moyeu commence seulement à changer de forme. La figure 4.6 montre l'évolution du profil de vitesse axiale moyenne obtenu plus en aval dans le sillage (pour  $x \in [95\text{ m}; 145\text{ m}]$ ) avec WCCH dans la configuration actuator-disc et moyeu sphérique. Les courbes en bleu pointillés représentent (de gauche à droite) l'évolution du profil de vitesse axiale moyenne à  $x=105$ , 115, 125, 135 et 145 m. Nous constatons que le sillage passe bien d'une forme de «plateau» à une forme de «cloche» mais légèrement plus loin en aval de l'hydrolienne (à environ  $x = 115$  m, c'est à dire entre 6 et 7 diamètres de rotor en aval de l'hydrolienne).

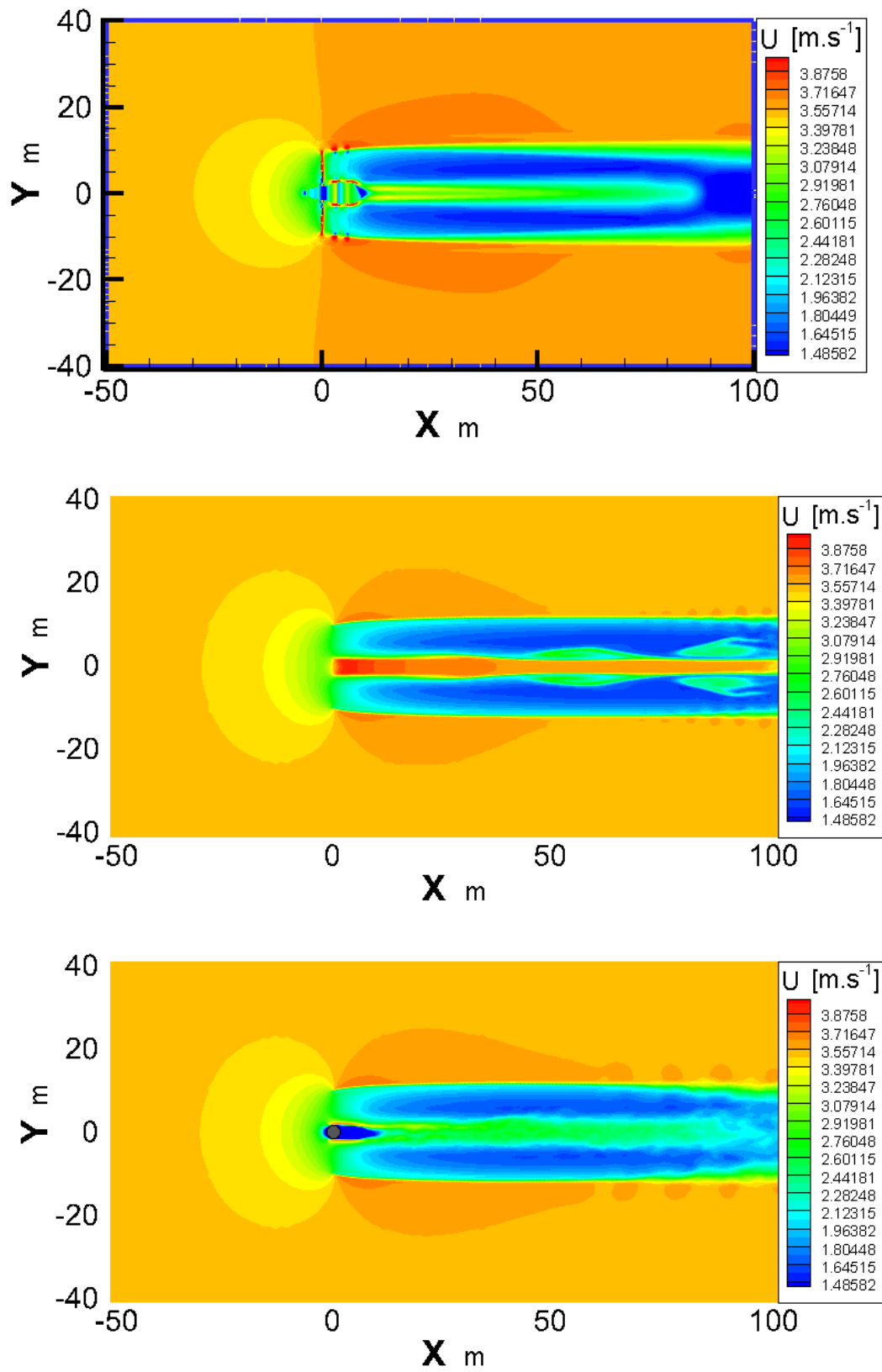


FIGURE 4.4 – Comparaison des champs de vitesse axiale obtenus avec CFX (haut), WCCM avec actuator-disk sans moyeu (milieu), WCCM avec actuator-disk avec moyeu sphérique (bas).

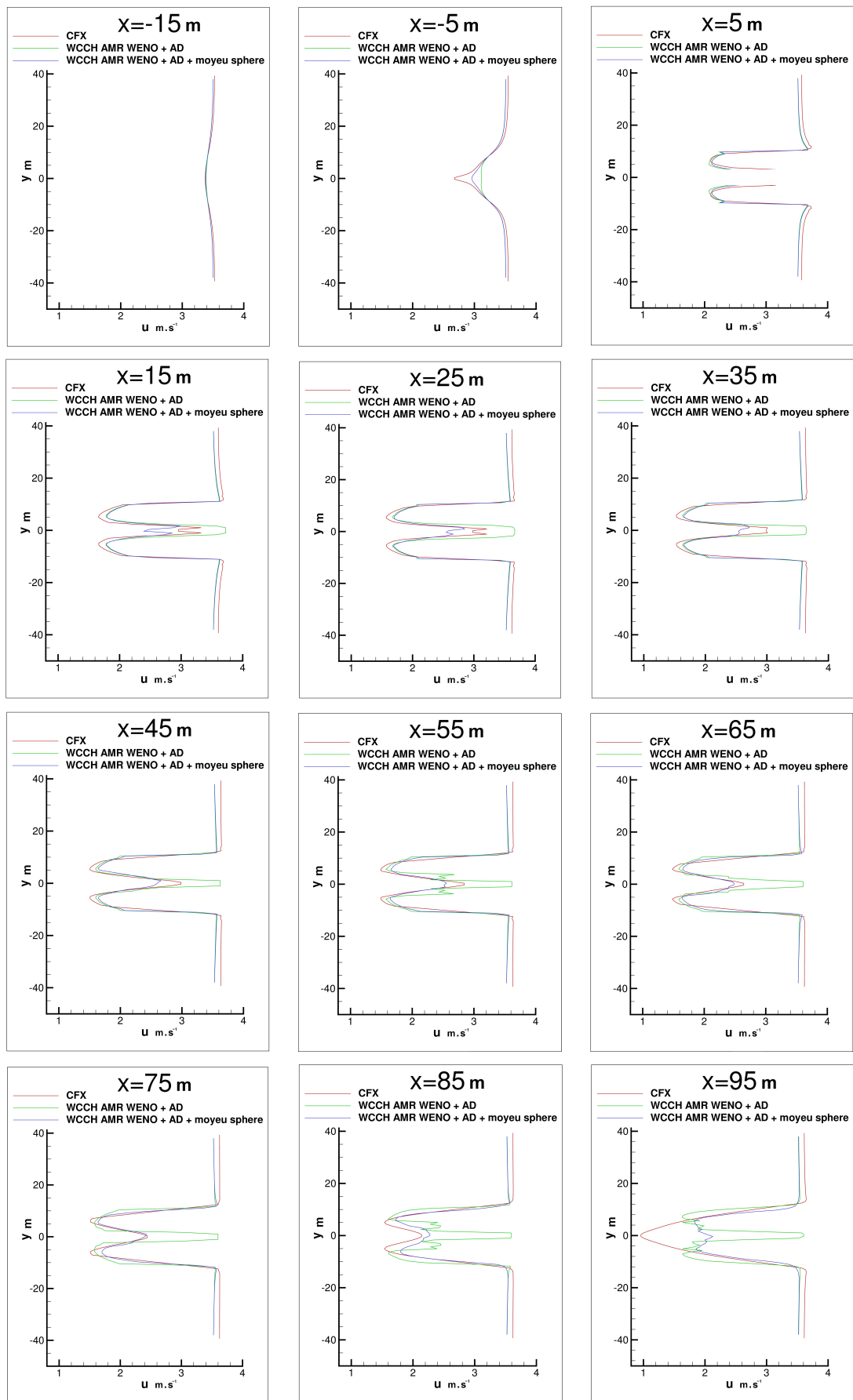


FIGURE 4.5 – Comparaison des profils de vitesse axiale moyenne dans le sillage obtenus avec CFX, WCCH avec actuator-disk sans moyeu et WCCH avec actuator-disk avec moyeu sphérique.

Lorsque le moyeu n'est pas pris en compte, nous observons de la même manière que sur la figure 4.4 une accélération de vitesse au centre du sillage. Cette accélération est convectée sur toute la longueur du sillage observé et semble se diffuser plus loin dans le sillage (entre  $x = 150$  m et  $x = 200$  m, c'est à dire entre 8 et 11 diamètres de rotor en aval de l'hydrolienne). La prise en compte du moyeu semble donc décaler vers l'amont le point où le sillage commence à se diffuser. Ceci peut s'expliquer par le fait que dans le cas d'un courant uniforme axi-symétrique, la cinématique globale du sillage est assez stable car aucun phénomène ne le perturbe. Il n'y a donc pas de phénomène de mélange qui se crée naturellement entre les tourbillons de bout de pale et de pied de pale. Le sillage généré n'est donc pas représentatif d'un sillage qui pourrait être observé dans la réalité car ces tourbillons sont convectés en aval de l'hydrolienne sans se rencontrer (ou alors plus loin). La présence du moyeu dans ce cas permet de créer l'instabilité nécessaire pour provoquer ce phénomène en aval dans le sillage de l'hydrolienne à des distances réalistes. En conditions réelles, la turbulence ambiante permet de naturellement déstabiliser le sillage et la prise en compte du moyeu n'a alors pas forcément un impact significatif sur le comportement du sillage. Dans l'étude suivante (section 4.2), nous avons réalisé une étude sur l'influence de la prise en compte du moyeu sur le comportement du sillage dans le cas de courants incidents turbulents.

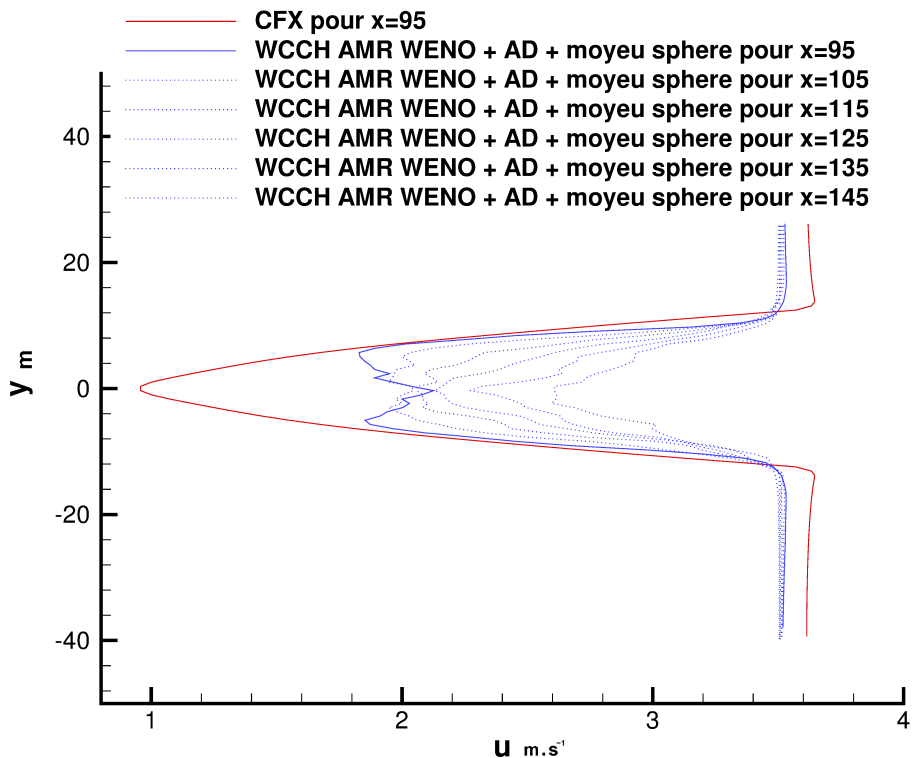


FIGURE 4.6 – Présentation de l'évolution du profil de vitesse axiale moyenne obtenu dans le sillage pour  $x \in [95 m; 145 m]$  pour WCCH avec actuator-disc et moyeu sphérique.

## 4.2 Comparaison aux résultats expérimentaux IFREMER

### 4.2.1 Description des expérimentations

Nos résultats de simulation sont comparés ici avec les résultats expérimentaux présentés par Mycek *et al.* [1]. Ces résultats permettent de comparer les comportements d'une hydrolienne à axe horizontal et leurs sillages associés dans deux conditions de courants turbulents : l'un présentant un taux d'intensité de turbulence de 3% et l'autre de 15%. Les essais ont été réalisés dans la veine de courant de Boulogne-Sur-Mer qui présente une longueur  $L = 18$  m, une largeur  $W = 4$  m et une profondeur  $H = 2$  m [74]. À vide, c'est à dire en laissant les moto-pompes asynchrones générer l'écoulement sans le réguler, le bassin est capable de générer un écoulement avec un taux d'intensité de turbulence égal à 15%. Cette configuration est utilisée pour la deuxième condition d'écoulement. Afin d'obtenir un écoulement avec un taux d'intensité de turbulence égal à 3%, une structure en nid d'abeille est placée en amont de la zone de mesure après les moto-pompes. Elle vient briser les structures tourbillonnaires de forte intensité et réduire ainsi le taux d'intensité turbulente ambiant.

La figure 4.7 montre une photo de l'hydrolienne tri-pales qui a été utilisée pour réaliser les essais. Elle présente un rotor de diamètre  $D = 2R = 0.7$  m relié à un moyeu de forme cylindrique de  $9.2 \times 10^{-2}$  m de diamètre et de 0.72 m de long. Le design de ses pales est réalisé à partir du profil NACA 63-418. Les caractéristiques précises des rapports corde/rayon, épaisseur/corde, ainsi que l'angle de pitch des pales sont précisées dans la publication de référence [1]. La structure est positionnée au centre de la veine et est maintenue au moyen d'un mât de diamètre inférieur à celui du moyeu (valeur non renseignée), fixé d'une part sur le moyeu en aval du rotor de l'hydrolienne, et d'autre part à une structure support fixe solidaire avec les bords du bassin. De manière à assurer le contrôle de l'hydrolienne, son rotor est connecté à une charge (boîte de vitesse, moteur à courant continu piloté en vitesse, charge dissipative) permettant de piloter la vitesse de l'hydrolienne en faisant varier sa charge électrique dans des conditions réalistes [75]. De manière à quantifier les performances de l'hydrolienne, celle-ci est reliée à une balance 6 composantes (3 composantes de force et 3 composantes de moments) qui permet de mesurer les efforts agissants sur la structure. Un capteur de couple est également utilisé entre le rotor et le moteur de manière à réaliser une mesure précise du couple rotor. Pour caractériser les effets de sillages produits par l'hydrolienne, une série de mesures est réalisée pour un point de fonctionnement défini ( $TSR = 3.67$ ) au moyen d'un dispositif de vélocimétrie laser (Laser Doppler Velocimetry). Des cartographies de sillages sont ainsi dressées par mesures successives en des points donnés à différentes distances en aval de l'hydrolienne. Enfin, un ratio de blocage est défini de manière à quantifier l'influence des bords de la veine de courant sur l'hydrolienne. Il est décrit comme étant le rapport entre la surface balayée par le rotor de l'hydrolienne et la surface transverse de la veine d'essais :

$$Blocage = \frac{\pi R^2}{W.H} \approx 4.8\%. \quad (4.1)$$



FIGURE 4.7 – Photo de la maquette d’hydrolienne utilisée lors des expériences (IFREMER [1]).

#### 4.2.2 Description des simulations réalisées

Les simulations mises en place ont pour objectif de recréer des conditions de courant équivalentes à celle des expérimentations de manière à pouvoir apprécier les performances des modèles d’hydrolienne développés et valider leur comportement. La figure 4.8 décrit les conditions de calcul avec lesquelles toutes les simulations ont été réalisées. Le domaine de simulation prend la forme d’un cube de côté égal à 16 fois le diamètre  $D$  de l’hydrolienne. Ses dimensions sont les suivantes :  $x \in [-2.8 m; 8.4 m]$ ,  $y \in [-5.6 m; 5.6 m]$ ,  $z \in [-5.6 m; 5.6 m]$ . L’hydrolienne est positionnée en  $(x = 0, y = 0, z = 0)$ , avec  $4D$  en amont pour minimiser les interactions entre les modèles d’hydroliennes et l’entrée du domaine, et  $12D$  en aval de manière à pouvoir observer le sillage jusqu’à  $10D$  sans interaction avec la sortie. La longueur du domaine que nous utilisons (11.2 m) est plus petite que celle de la veine de courant (18 m) mais *a priori* cette différence n’a pas d’influence notable sur l’écoulement autour de l’hydrolienne. En effet, la longueur de 18 m correspond à la zone d’étude expérimentale exploitable de veine de courant qui a été choisie pour pouvoir accueillir différents types de structures marines à l’essai, et ne correspond aucunement à une dimension caractéristique de l’hydrolienne étudiée. Elle est par ailleurs plus que suffisante pour réaliser l’étude expérimentale qui a été menée. Le fait d’avoir un domaine cubique permet de préserver la forme cubique des cellules volume-fini qui composent le domaine de simulation. Nous conservons ainsi un critère de qualité égal à 1 partout dans le domaine et minimisons par conséquent les effets de dissipation numérique. Cependant, les dimensions choisies suivant la largeur ne correspondent pas exactement à celles de la veine de courant utilisée dans les expérimentations. En effet, dans le cas expérimental, l’hydrolienne est placée au centre d’un bassin de 2 m de fond et 4 m de large. Dans les simulations que nous avons réalisées, elle

est placée au centre d'un domaine de  $11.2\text{ m}$  de fond et de même largeur, ce qui a pour effet de faire passer le ratio de blocage défini précédemment de  $4.8\%$  à environ  $1.23\%$ . Les conditions aux limites imposées sur les bords et sur la sortie du domaine sont des conditions de sortie infinies comme décrites dans la section 2.4.1. En entrée du domaine, un champ de vitesse tri-dimensionnel turbulent est imposé. Le calcul de ces champs ainsi que la technique utilisée pour les introduire sur la grille cartésienne est décrite dans la section 2.4.2. Le modèle stochastique que nous avons employé (TurbSim[62]) permet de contrôler le taux d'intensité de turbulence des champs de vitesse générés. Pour les besoins de notre étude, nous considérons les deux taux d'intensité de turbulence correspondants au cas de référence :  $I_\infty = 3\%$  et  $I_\infty = 15\%$ .

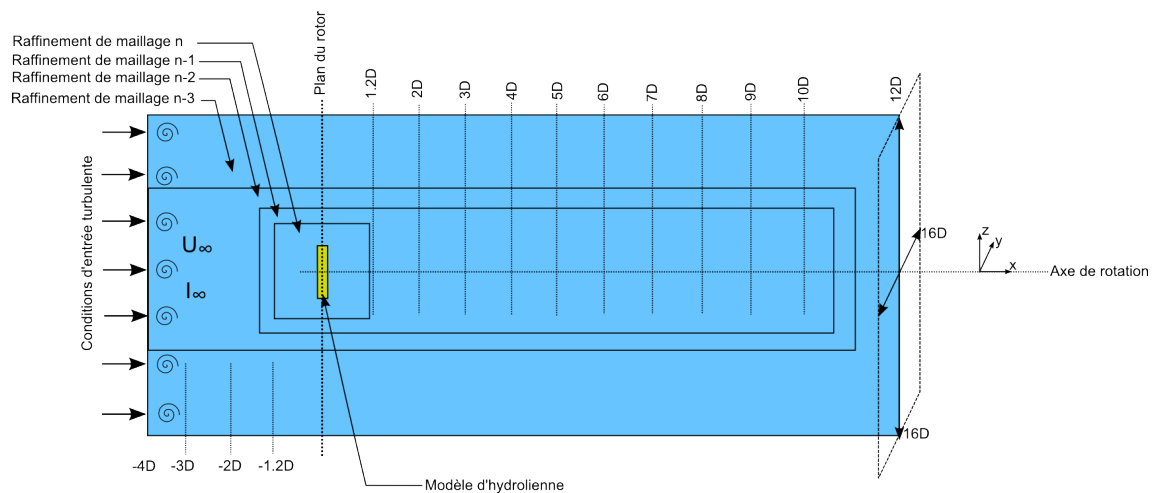


FIGURE 4.8 – Schéma descriptif des simulations réalisées ( $D$  correspond au diamètre du rotor de l'hydrolienne).

Les deux modèles d'hydrolienne développés (et présentés dans la section 3.2) sont utilisés sur ce cas de validation. La majeure partie des validations sont réalisées sur le modèle actuator-disc. Quelques validations avec actuator-line sont tout de même présentées, notamment lors de comparaisons entre les deux modèles. Les simulations réalisées ont été mises en place de manière à correspondre au maximum aux essais expérimentaux décrits dans [1]. Cependant, quelques différences subsistent. Par exemple, une partie des simulations a été réalisée sans prendre en compte le moyeu de l'hydrolienne. L'influence du moyeu sur le comportement du sillage est d'ailleurs étudiée. De la même manière, la structure support (le mât) de l'hydrolienne n'est pas prise en compte. Enfin, une discrétisation AMR du domaine est réalisée sur 7 niveaux de manière à limiter le nombre de mailles dans le domaine de simulation. Elle est concentrée autour des modèles d'hydrolienne et de leur sillage. La figure 4.8 donne une description schématique de la discrétisation spatiale réalisée avec  $n$  le niveau de discrétisation maximal (sur les plus gros maillages  $n = 7$ ),  $n - 1$  le niveau immédiatement inférieur, et ainsi de suite. Le raffinement le plus fin (niveaux  $n$  et  $n-1$ ) est concentré autour de l'hydrolienne et son sillage de manière à limiter le coût de calcul. En amont de l'hydrolienne, le domaine conserve cependant une discrétisation suffisante (niveau  $n-2$ ) pour permettre une interpolation correcte des champs

turbulents d'entrée et leur advection jusqu'à la machine. Dans le reste du domaine, la grille est dé-raffinée (en respectant la notion de blocs/sous-blocs présentée dans la section 1.9.1) de manière à limiter le nombre de mailles.

On peut trouver dans la figure 4.8 le repère cartésien utilisé afin de caractériser les différents phénomènes physiques. L'origine est choisie au centre du modèle d'hydrolienne sur son axe de rotation, et  $x$  correspond à l'axe du rotor. Dans le reste du document,  $x^* = \frac{x}{D}$ ,  $y^* = \frac{y}{D}$ ,  $z^* = \frac{z}{D}$ , avec  $D$  le diamètre du rotor de l'hydrolienne.

La figure 4.9 permet de comparer la forme du moyeu expérimental avec les trois types de moyeux utilisés dans nos simulations. Nous avons volontairement choisi deux formes de moyeu simplifiées (une sphère, un cylindre court) et une forme qui se rapproche de celle du cas de référence (cylindre long) afin de déterminer si le choix de la forme du moyeu a un impact significatif sur nos simulations. Un cas sans prise en compte du moyeu est également présenté. La principale différence entre le cas de référence et les deux formes simplifiées est leur taille dans la direction  $x$ . Par conséquent, nous nous attendons à des comportements différents juste après le moyeu dans le très proche sillage de l'hydrolienne ( $x^* = 1, 2$  par exemple). Cette étude nous donne ainsi en outre les tendances de l'influence de la prise en compte du moyeu sur le sillage de l'hydrolienne. L'intérêt de la prise en compte du moyeu dans nos simulations sera discuté dans le cadre des conclusions et des perspectives de la thèse.

### 4.2.3 Comparaisons expérimental/numérique des performances globales de l'hydrolienne

Nous commençons la validation du code avec une comparaison expérimental/numérique des performances de l'hydrolienne. Il s'agit de voir si les modèles d'hydrolienne sont correctement calibrés par la boucle de calcul des coefficients hydrodynamiques présentée dans la section 3. Pour ce faire, nous regardons l'évolution des coefficients de performance globaux  $C_T$  et  $C_P$  des modèles obtenus en sortie de FAST en fonction du Tip Speed Ratio (TSR). Cette évolution permet de caractériser le comportement mécanique de nos modèles d'hydrolienne sur une plage de fonctionnement donnée. Une série de calculs a été réalisée avec FAST de manière à couvrir une plage de  $TSR \in [0; 8]$ . Les résultats obtenus sont présentés et comparés avec ceux du cas de référence ci-après. Le profil NACA 63-418 décrit dans [1] est en premier lieu caractérisé au moyen de l'outil d'analyse et de conception de profils portants XFOIL du MIT. Cela permet d'obtenir les coefficients hydrodynamiques du profil en fonction de son angle d'incidence par rapport à l'écoulement amont. Ces coefficients sont ensuite utilisés en entrée de FAST de manière à caractériser l'hydrolienne dans son ensemble à travers une description par élément de pale. L'outil permet de considérer les caractéristiques précises du profil des pales suivant leur envergure (rapports corde/rayon, épaisseur/corde, ainsi que l'angle de pitch des pales). Pour plus de précisions, nous renvoyons le lecteur à la section 3.1 qui décrit la procédure utilisée pour réaliser ces calculs. Il est à noter que les données expérimentales de  $C_T$  et  $C_P$  dont nous disposons ont été mesurées pour les taux d'intensité de turbulence ambiants de 3% et 15%. Cependant, d'après [1], l'intensité de turbulence du courant ambiant ne semble pas impacter de manière significative la valeur moyenne des coefficients de

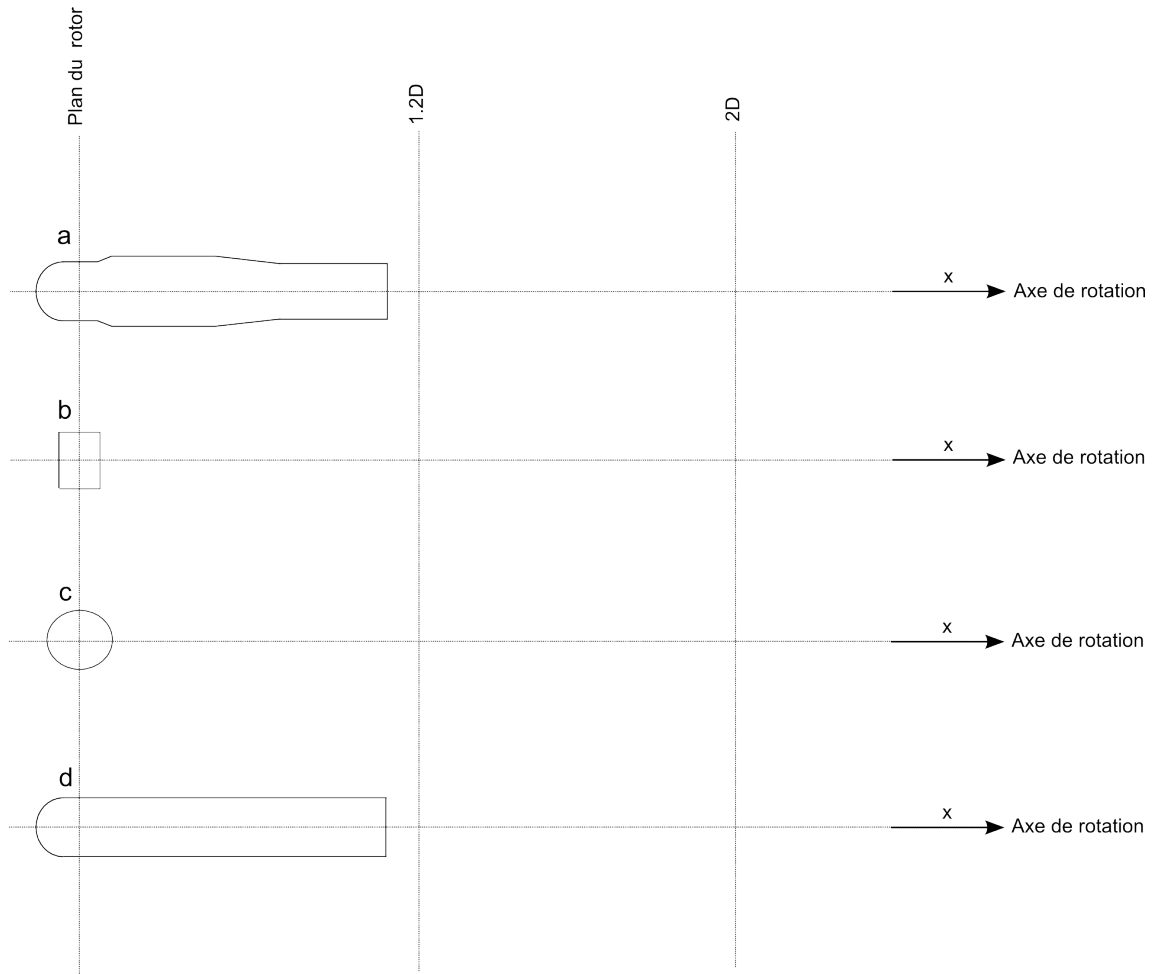


FIGURE 4.9 – Schéma des différentes formes de moyeu (a : cas de référence, b : moyeu cylindre plat, c : moyeu sphérique, d : moyeu cylindre long).

performance. Le calibrage de nos modèles d'hydrolienne a donc été réalisé pour un courant uniforme non turbulent de  $0.8 \text{ m.s}^{-1}$ , qui correspond à la valeur moyenne de l'écoulement imposé lors des expérimentations. Les coefficients de performance globaux  $C_T$  et  $C_P$  numériques associés sont donc également estimés pour un courant uniforme non turbulent de  $0.8 \text{ m.s}^{-1}$ . Enfin, les estimations des coefficients de performance globaux  $C_T$  et  $C_P$  ne prennent pas en compte le moyeu dans le cas des modèles. Les données expérimentales utilisées pour la comparaison sont celles mesurées pour le taux d'intensité de turbulence ambiant de 3%.

#### 4.2.3.1 Coefficient de puissance

Le coefficient de puissance  $C_P$  peut être défini comme le rapport entre la puissance qui est réellement extraite et la puissance maximale disponible contenue dans le courant passant par la surface balayée par les pales de l'hydrolienne :

$$C_P = \frac{P}{\frac{1}{2}\rho S U_\infty^3}, \quad (4.2)$$

avec  $P$  la puissance extraite,  $\rho$  la masse volumique du fluide,  $S$  la surface balayée par les pales et  $U_\infty$  la vitesse de l'écoulement amont non perturbé.

Le tracé de cette quantité en fonction du Tip Speed Ratio (TSR) montre la capacité de l'hydrolienne à extraire l'énergie en fonction de ses conditions de fonctionnement. Il permet donc de définir une plage de fonctionnement sur laquelle les performances de l'hydrolienne sont les meilleures en terme de production énergétique. La figure 4.10 permet de comparer le  $C_P$  obtenu numériquement pour nos modèles et ceux obtenus à partir des mesures faites sur l'hydrolienne pendant les essais. Le comportement de notre modèle est globalement équivalent à celui de la machine réelle et un bon accord est observé pour les  $TSR \in [0; 4]$ . Cependant, nous notons une légère sous-estimation de ses performances pour les hauts  $TSR \in [4; 8]$ . Il est difficile d'expliquer les raisons exactes de cette différence car le code (FAST) utilisé pour caractériser les performances de notre modèle d'hydrolienne repose sur une théorie simplifiée qui ne permet pas de caractériser de manière précise l'écoulement autour des pales et ne permet donc pas d'analyse précise. Nous pouvons cependant fournir une piste de réflexion. Effet, ce décalage entre le  $C_P$  obtenu numériquement et celui obtenu par la mesure expérimentale pourrait éventuellement être expliqué par les effets centrifuges subis par les pales lors des essais expérimentaux, et qui ne sont pas pris en compte dans notre méthode. Il pourrait également provenir d'un phénomène de torsion de pale qui viendrait modifier localement les angles d'attaque et donc venir modifier les performances des pales. Enfin, cela pourrait également être dû à une mauvaise prédiction de la distribution de pression par le modèle. Pour comprendre d'où vient ce décalage, une étude CFD complémentaire sera nécessaire, de manière à comprendre le comportement hydrodynamique précis des pales utilisées pour les hauts TSR.

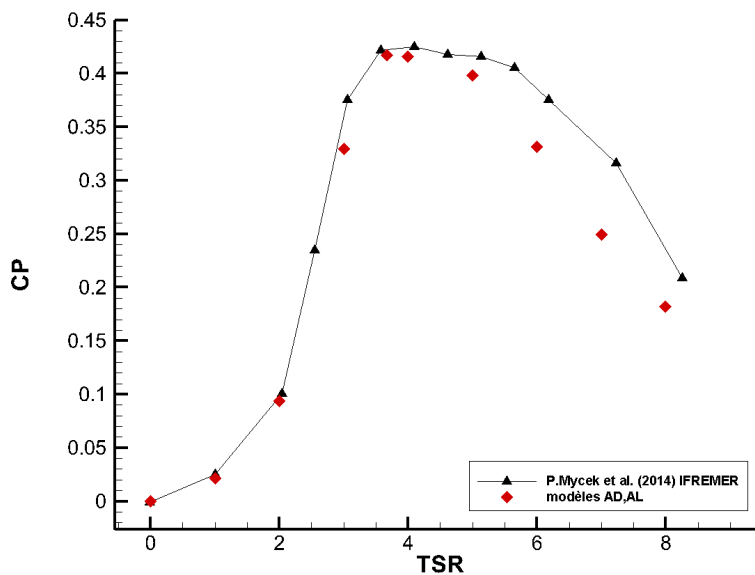


FIGURE 4.10 – Comparaison expérience/simulation du coefficient de puissance  $C_P$  en fonction du TSR.

### 4.2.3.2 Coefficient de poussée

Le coefficient de poussée  $C_T$  peut être défini comme le rapport entre la force axiale  $F_x$  qui impacte l'hydrolienne et l'énergie cinétique contenue dans le courant qui passe à travers la surface balayée par les pales de l'hydrolienne :

$$C_T = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho S U_\infty^2}. \quad (4.3)$$

De la même manière que la figure 4.10 avec le coefficient  $C_P$ , la figure 4.11 présente une comparaison des  $C_T$  obtenus numériquement sur notre modèle avec ceux obtenus à partir des mesures expérimentales. Pour les TSR bas, nous observons une légère sous-estimation du coefficient de poussée. Il est également difficile d'expliquer précisément d'où vient cette différence mais nous pouvons donner quelques pistes de réflexion qu'il conviendrait d'explorer *a posteriori*. Cette différence pourrait provenir d'une mauvaise prise en compte de la géométrie de l'hydrolienne. Par exemple, elle pourrait s'expliquer par le fait que les forces axiales agissant sur le moyeu et le mât ne sont pas prises en compte dans le calcul numérique des  $C_T$ , alors que cela est pris en compte dans l'expérience. La non prise en compte de la forme des pieds de pales pourrait également agir sur le calcul numérique des  $C_T$ . Une autre piste à explorer serait la non prise en compte des effets visqueux sur les pales qui peuvent impacter les distributions de pression à bas TSR. En revanche, le comportement des modèles semble se rapprocher de celui observé lors des essais expérimentaux à mesure que le TSR augmente. Un bon accord est observé pour les  $TSR \in [5; 8]$ .

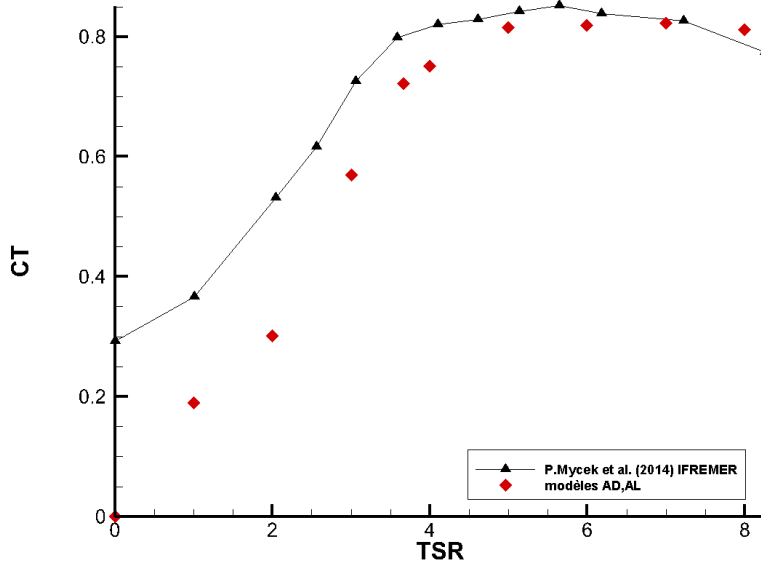


FIGURE 4.11 – Comparaison expérience/simulation du coefficient de poussée  $C_T$  en fonction du TSR.

Dans le reste de l'étude les résultats sont présentés pour le point de fonctionnement de l'hydrolienne à  $TSR = 3,67$ , qui correspond au point utilisé dans [1].

Pour ce point de fonctionnement, les performances du modèle sont proches de celles observées en expérimental ( $\approx 1.2\%$  d'erreur absolue pour  $C_P$  et  $\approx 9.5\%$  pour  $C_T$ ).

#### 4.2.4 Comparaison expérimental/numérique des sillages en aval de l'hydrolienne

Une autre donnée utilisée pour valider le code concerne l'analyse des sillages en aval de l'hydrolienne. Pour cela nous comparons les résultats obtenus expérimentalement avec ceux que nous obtenons numériquement. Cependant, cette comparaison n'est pas simple à mettre en œuvre car nous ne pouvons pas comparer directement les résultats entre eux. En effet, les sillages présentés dans l'étude de référence [1] sont moyennés en temps alors que les résultats issus de notre code sont des sorties temporelles discrètes. Il a donc été nécessaire de moyennner nos résultats en temps pour pouvoir travailler sur des données équivalentes. Cette opération de moyenne sur nos champs discrets pose naturellement des questions de longueur et de positionnement de l'échantillon sur lequel travailler et du nombre de sorties discrètes disponibles sur cet échantillon (fréquence d'échantillonnage). Une étude de l'influence de ces paramètres sur les résultats obtenus est présentée un peu plus loin dans le document à la section 4.2.4.2 et justifie les choix qui ont été faits au regard de l'échantillonnage.

##### 4.2.4.1 Présentation des grandeurs utilisées

Puisque l'étude que nous avons menée est basée sur l'analyse des champs de vitesse en observant leur évolution moyenne et leurs propriétés fluctuantes, il a été choisi d'effectuer une décomposition de type Reynolds comme suit :

$$u(x, y, z, t) = \bar{u}(x, y, z, t) + u'(x, y, z, t), \quad (4.4)$$

avec  $u'$  la partie fluctuante du champ de vitesse et  $\bar{u}$  sa partie moyenne décrite comme :

$$\bar{u}(x, y, z) = \frac{1}{T} \int_0^T u(x, y, z, t) dt, \quad (4.5)$$

où  $T$  correspond à la longueur (temporelle) de l'échantillon sur lequel le champ de vitesse est moyenné. La vitesse moyenne est obtenue en moyennant les champs de vitesses sur un nombre de sorties discrètes défini en fonction du nombre de sorties disponibles dans l'échantillon. Elle est calculée de la manière suivante :

$$\bar{u}(x, y, z) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u(x, y, z, t_i), \quad (4.6)$$

où  $N$  est le nombre de sorties utilisées pour le calcul de la moyenne et  $t_i$  la valeur du temps aux instants considérés. Le tenseur de Reynolds est défini en utilisant la partie fluctuante du champ de vitesse :

$$R_{ij} = \overline{\rho u'_i u'_j} = \overline{\rho (u_i - \bar{u}_i)(u_j - \bar{u}_j)}. \quad (4.7)$$

Afin de valider notre formulation, nous utilisons trois grandeurs différentes : la vitesse axiale moyenne, le taux moyen d'intensité de la turbulence et la contrainte

de cisaillement moyenne. Ces trois grandeurs sont celles présentées dans le cas expérimental. En première approche, ces trois grandeurs sont suffisantes pour valider nos modèles. En effet, la vitesse axiale moyenne nous renseigne sur l'évolution globale de la forme des sillages et permet de caractériser le déficit de vitesse moyen en aval l'hydrolienne. Le taux moyen d'intensité de la turbulence et la contrainte de cisaillement moyenne nous renseignent sur les propriétés turbulentes moyennées des sillages en nous permettant d'apprécier les phénomènes de cisaillements qui se créent en aval de l'hydrolienne. Dans un second temps, il pourrait être intéressant de travailler sur des données instantanées pour pouvoir apprécier les performances dynamiques de nos modèles d'hydrolienne. Cependant, cela ne semble pas être un point de validation primordial en première approche étant donné que nos modèles moyennent déjà les effets de l'hydrolienne sur un support, et qu'ils sont calibrés à partir de l'écoulement incident moyen. Dans le futur, ce genre d'étude pourrait cependant être intéressant dans le cas d'un modèle qui intégrerait le calcul dynamique des coefficients hydrodynamiques de pales par exemple.

**Vitesse axiale moyenne :** La vitesse axiale moyenne est la composante  $x$  de  $\bar{u}$  que nous notons  $\bar{u}_x$ . Cette grandeur physique est un bon indicateur pour évaluer la capacité des modèles à reproduire le comportement global de l'hydrolienne sur l'écoulement environnant. En effet, elle traduit le déficit de vitesse axiale en aval de l'hydrolienne et est donc globalement liée à l'énergie cinétique extraite du courant dans lequel est placé l'hydrolienne. De manière à pouvoir comparer nos résultats numériques avec les résultats expérimentaux, et pour des raisons de commodité, cette grandeur est ensuite adimensionnée de la manière suivante :

$$\bar{u}_x^* = \frac{\bar{u}_x}{\bar{u}_{\infty x}}, \quad (4.8)$$

avec  $\bar{u}_{\infty x}$  la composante axiale de  $\bar{u}_{\infty}$ .

**Taux moyen d'intensité de turbulence :** Le taux moyen d'intensité de turbulence est défini en utilisant les éléments diagonaux du tenseur de Reynolds de la manière suivante :

$$I = 100 \sqrt{\frac{\frac{1}{3}(\overline{u'^2_x} + \overline{u'^2_y} + \overline{u'^2_z})}{\overline{u^2_x} + \overline{u^2_y} + \overline{u^2_z}}}. \quad (4.9)$$

Cette grandeur permet de caractériser l'amplitude des phénomènes turbulents en présence dans le domaine de simulation. Dans notre processus de validation nous considérons le taux d'intensité de turbulence bidimensionnelle, pris dans le plan  $xOy$  comme :

$$I^{2D} = 100 \sqrt{\frac{\frac{1}{2}(\overline{u'^2_x} + \overline{u'^2_y})}{\overline{u^2_x} + \overline{u^2_y}}}. \quad (4.10)$$

En amont de l'hydrolienne sur la frontière d'entrée du domaine de simulation, le simulateur stochastique de courants turbulents que nous utilisons (TurbSim) permet, par l'intermédiaire de son modèle de Von Karman isotrope, de régler la valeur du taux moyen d'intensité de turbulence et donc de caractériser les propriétés turbulentes globales du courant incident à l'hydrolienne (cf. 2.4.2).

**Intensité moyenne de cisaillement :** Enfin, l'intensité moyenne de cisaillement est définie, de manière adimensionnelle en utilisant les termes croisés du tenseur de Reynolds de la manière suivante :

$$\overline{u'_x u'_y}^* = \sqrt{\frac{|\overline{u'_x u'_y}|}{\overline{u_x^2} + \overline{u_y^2}}}. \quad (4.11)$$

Elle permet de quantifier les phénomènes de cisaillement dans le domaine de simulation. Ces deux dernières variables sont utilisées pour évaluer la capacité de notre modèle à reproduire le contenu turbulent généré par l'hydrolienne réelle.

#### 4.2.4.2 Taille des calculs et post-traitements associés

**Type de données :** Cette section a pour but de décrire la méthodologie que nous avons adoptée pour le post-traitement des résultats de calculs. Ces résultats sont des sorties temporelles discrètes écrites à un intervalle régulier défini au préalable. Le format binaire HDF5 est utilisé pour l'écriture des fichiers correspondants. Il permet d'accélérer les temps d'écriture des sorties (écriture parallèle) et de limiter leur taille. La fréquence d'écriture a été choisie de manière à permettre une bonne discrétisation des phénomènes présents dans les sillages. Cependant, nous avons été contraints par la taille des fichiers de sortie ainsi que les temps de post-traitement associés. En effet, les tailles de maillages utilisés dans les simulations sont comprises entre 1.8 et 10.2 millions de cellules, le temps de calcul par cellule et par pas de temps est estimé à  $7.27 \times 10^{-5}$  s pour un coeur de calcul. Cette estimation a été réalisée sur une architecture bi-processeurs 10-coeurs Intel IvyBridge cadencés à 2.5GHz sur la machine de calcul ANTARES basée au CRIHAN (Rouen). Les simulations réalisées ayant comme durée physique 80 s (choix explicité dans le paragraphe suivant), en considérant que ces simulations sont effectuées sur une moyenne de cents coeurs à la fois, les temps de calcul typiques observés sont compris entre 1.5 et 18 jours. Les tailles de fichiers HDF5 correspondants sont comprises entre 70 et 400 Mo. De manière à les rendre exploitables, deux étapes de post-traitement sont nécessaires :

- une première les transforme en format ASCII. La taille des fichiers est alors comprise entre 510 Mo et 2,8 Go.
- une deuxième les transforme au format binaire (Preplot) propre au logiciel de visualisation que nous avons utilisé (Tecplot). La taille des fichiers est alors comprise entre 110 et 600 Mo. Le passage à ce format permet de gérer au mieux l'espace de stockage du poste de travail mis à disposition pendant le doctorat et d'accélérer les temps d'ouverture des fichiers.

Il serait également intéressant d'estimer les temps de post-traitement associés à ces deux étapes ainsi que ceux associés aux post-traitements permettant d'accéder aux propriétés fluctuantes des champs de vitesses. Pour l'instant cette estimation a été laissée de côté, mais nous pouvons considérer qu'ils ne sont pas négligeables devant la durée des simulations. Globalement, ces données sont «lourdes» à manipuler et stocker. La durée des calculs réalisés pendant ce doctorat ainsi que le nombre de sorties par calcul ont donc été limités de manière à rendre possible une quantité suffisante de tests et obtenir des résultats dans le temps imparti. Pour permettre la validation de nos modèles d'hydroliennes avec les résultats expérimentaux présentés

par Mycek *et al.* [1], nous travaillons sur les champs moyens obtenus dans le sillage, comme cela est expliqué dans la section 4.2.4. Il est donc important de bien moyenniser les phénomènes présents dans le sillage des hydroliennes (qui sont globalement instationnaires) en utilisant une discrétisation temporelle des fichiers de sortie suffisamment fine. De la même manière, la largeur et le positionnement de l'échantillon temporel sur lequel les champs sont moyennés jouent un rôle important. En effet, il faut veiller à utiliser une plage de sorties assez loin dans le temps pour que le sillage soit correctement établi et assez large pour contenir l'ensemble des phénomènes qui caractérisent le sillage. De manière à apprécier la qualité des résultats obtenus, une étude sur l'influence de ces trois paramètres de post-traitement a été réalisée. Elle se base sur la largeur et le positionnement de l'échantillon de sorties utilisé ainsi que la fréquence d'échantillonnage associée.

**Influence des paramètres de post-traitement :** Compte tenu des contraintes liées à la taille des fichiers à manipuler et à stocker, nous avons choisi de limiter la durée des simulations à 80 s physiques avec des sorties toutes les  $\delta t = 0.25$  s. Dans cette configuration, nous obtenons 320 fichiers. 80 s correspondent à peu près à 5 fois la durée nécessaire au sillage pour sortir du domaine de simulation. Les calculs de champs moyens sont réalisés sur les 40 dernières secondes de manière à nous assurer que le sillage est globalement stabilisé. Nous définissons la fréquence d'échantillonnage maximum comme suit :  $f_{\text{échantillonnage}} = \frac{1}{\delta t} = 4$  Hz et la longueur d'échantillon maximum égale à 40 s.

L'étude de l'influence des paramètres de post-traitement est menée sur le cas de l'actuator-disc avec un courant incident faiblement perturbé ( $I_\infty = 3\%$ ).

En premier lieu, nous souhaitons comprendre l'influence de la taille de la période temporelle sur laquelle sont moyennés les champs de vitesses. Les figures 4.12 et 4.13 décrivent les champs de vitesse obtenus dans le sillage de l'hydrolienne pour différentes largeurs et positionnements de l'échantillon, dans le plan  $xy$ . Les mêmes champs sont également décrits dans le plan  $xz$  sur les figures 4.14 et 4.15. De cette manière, nous pouvons vérifier en comparant les plans  $xy$  et  $xz$  si les champs sont correctement moyennés suivant l'azimut. Les vues de gauche sont les composantes axiales (suivant  $x$ ) du champ de vitesse, et les vues du milieu et de droite en sont les composantes tangentielles (respectivement suivant  $y$  et suivant  $z$ ). De manière globale, plus la largeur de l'échantillon est faible, plus les champs moyens perdent en symétrie par rapport à l'axe de rotation de l'hydrolienne. Cela est surtout visible sur la composante axiale des vitesses qui décrit le déficit de vitesse dû aux pales (en  $y^* \approx 0.5$  et  $y^* \approx -0.5$ ). Nous remarquons également une légère oscillation globale des champs moyens à mesure que nous diminuons la taille de l'échantillon. Ces deux phénomènes se traduisent par l'apparition de vitesses tangentielles suivant  $y$  dans le plan  $xy$  et des vitesses tangentielles suivant  $z$  dans le plan  $xz$ . Si les champs étaient parfaitement moyennés, ces vitesses devraient être nulles. Un autre point intéressant concerne le positionnement de l'échantillon. En effet, quand l'échantillon sélectionné se situe entre 40 et 60 s, les champs de vitesse axiale sont nettement moins symétriques. Si nous comparons la vue **b** de la figure 4.12 avec les vues **a** et **d** de la figure 4.13 nous constatons, à largeur d'échantillon égale, que les vitesses tangentielles suivant  $y$  dans le plan  $xy$  sont légèrement plus marquées dans le cas

où l'échantillon  $t \in [40; 60]$  s. La même observation peut être faite sur les figures correspondantes dans le plan  $xz$  et de manière globale pour tous les échantillons compris entre 40 et 60 s. Nous pouvons donc considérer que le sillage n'est pas encore correctement établi autour de 40 s. Cela est également constaté dans l'étude que nous prenons en référence [1], où l'écoulement est considéré comme étant établi autour de 50 s. Il serait donc préférable d'utiliser les fichiers de sorties à partir de 50 s pour calculer les champs de vitesse moyens.

Dans un deuxième temps, nous faisons varier la fréquence d'échantillonnage pour l'échantillon le plus grand ( $t \in [40; 80]$  s) en effectuant la moyenne avec 1 fichier de sortie sur 10, 1 fichier sur 5, 1 fichier sur 2 et enfin l'ensemble des fichiers. Les résultats correspondants sont illustrés par les cas **a**, **b**, **c**, et **d** sur les figures 4.16 et 4.17. Plus la fréquence d'échantillonnage est faible, moins les effets de sillage sont discrétisés et plus les champs de vitesse moyens présentent des effets tourbillonnaires. Cela se traduit notamment par une oscillation du champ de vitesse axiale moyen lointain ( $x^* \in [5; 10]$ ) et l'apparition de tourbillons sur les vitesses tangentielles suivant  $y$  dans le plan  $xy$  et suivant  $z$  dans le plan  $xz$ . Nous remarquons également que ce phénomène est plus marqué à mesure que nous nous éloignons de l'hydrolienne (de  $x^* = 5$  à  $x^* = 10$ ). Cela est cohérent, car c'est dans cette zone que le mélange des tourbillons de bouts de pales et de pieds de pales s'effectue. C'est donc une zone fortement turbulente qu'il convient de bien échantillonner afin d'obtenir des champs moyens corrects.

De manière globale, de légères différences sont observées entre les champs  $xy$  et  $xz$ . Par exemple, les champs de vitesses axiales moyens sont légèrement plus étroits dans les plans  $xz$ . Cependant ces différences restent très faibles et les sillages obtenus en prenant l'échantillon le plus grand et la fréquence d'échantillonnage la plus grande sont correctement moyennés en première approche. Dans les prochaines études il conviendra de vérifier si une fréquence d'échantillonnage supérieure à celles que nous avons utilisées permet d'améliorer les sillages de manière sensible.

Il convient également de noter que les longueurs des sillages et les magnitudes des déficits de vitesse observés se conservent indépendamment des trois paramètres que nous avons fait varier (fréquence d'échantillonnage, largeur et position de l'échantillon). Les variations observées concernent plus les propriétés fluctuantes des sillages.

Après analyse des résultats, nous considérons que les meilleurs champs moyens sont obtenus pour l'échantillon le plus large ( $t \in [40; 80]$  s) et la fréquence d'échantillonnage la plus grande ( $f_{\text{échantillonnage}} = \frac{1}{\delta t} = 4 \text{ Hz}$  avec  $\delta t = 0.25 \text{ s}$ ). Dans la suite du manuscrit de thèse, l'ensemble des champs moyens présentés sont calculés dans ces conditions.

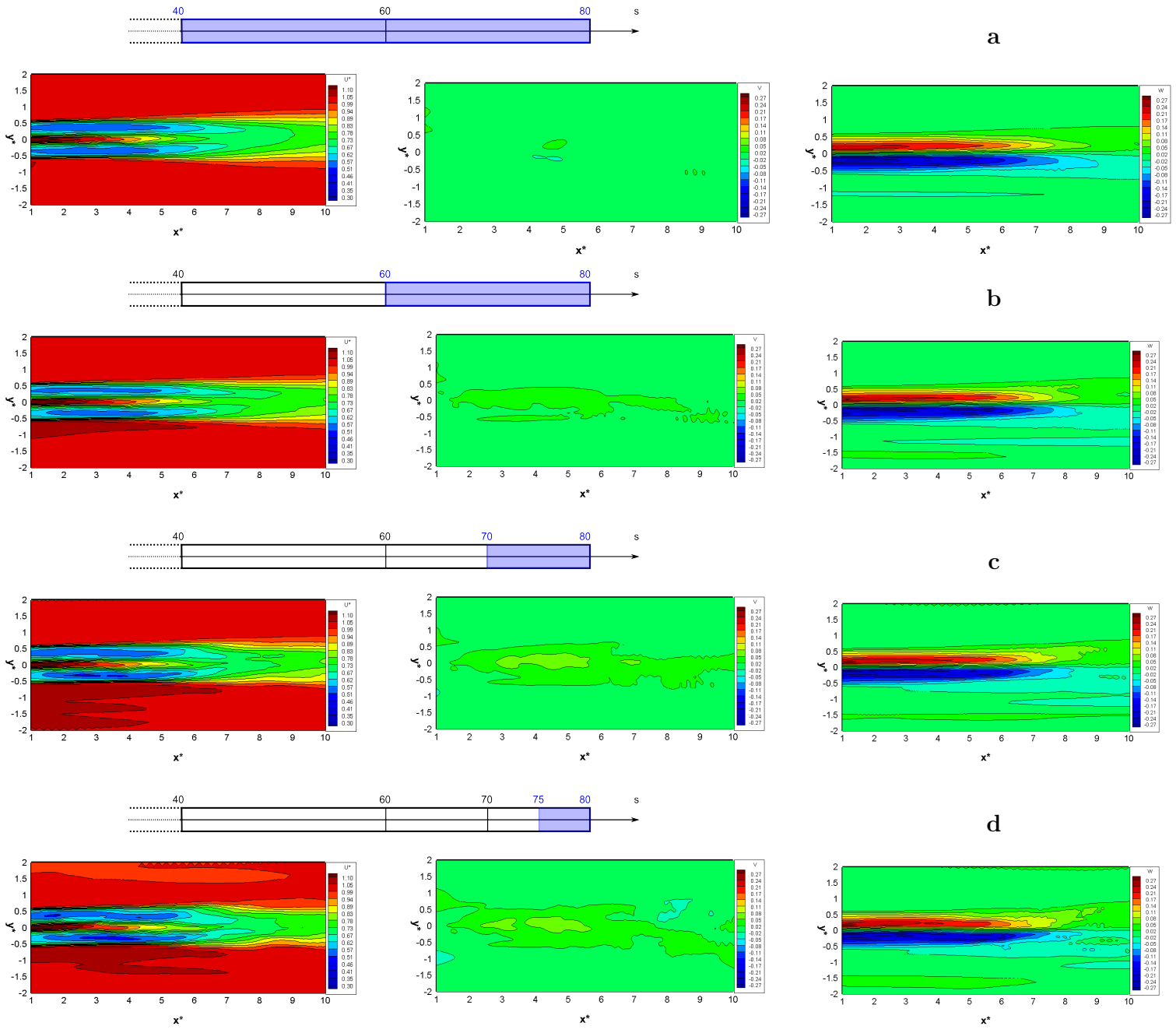


FIGURE 4.12 – Champs moyens  $u_x^*$  (à gauche),  $u_y^*$  (au milieu) et  $u_z^*$  (à droite) obtenus sur les périodes temporelles **a** : [40 s ; 80 s], **b** : [60 s ; 80 s], **c** : [70 s ; 80 s], **d** : [75 s ; 80 s], dans le plan  $xy$ .

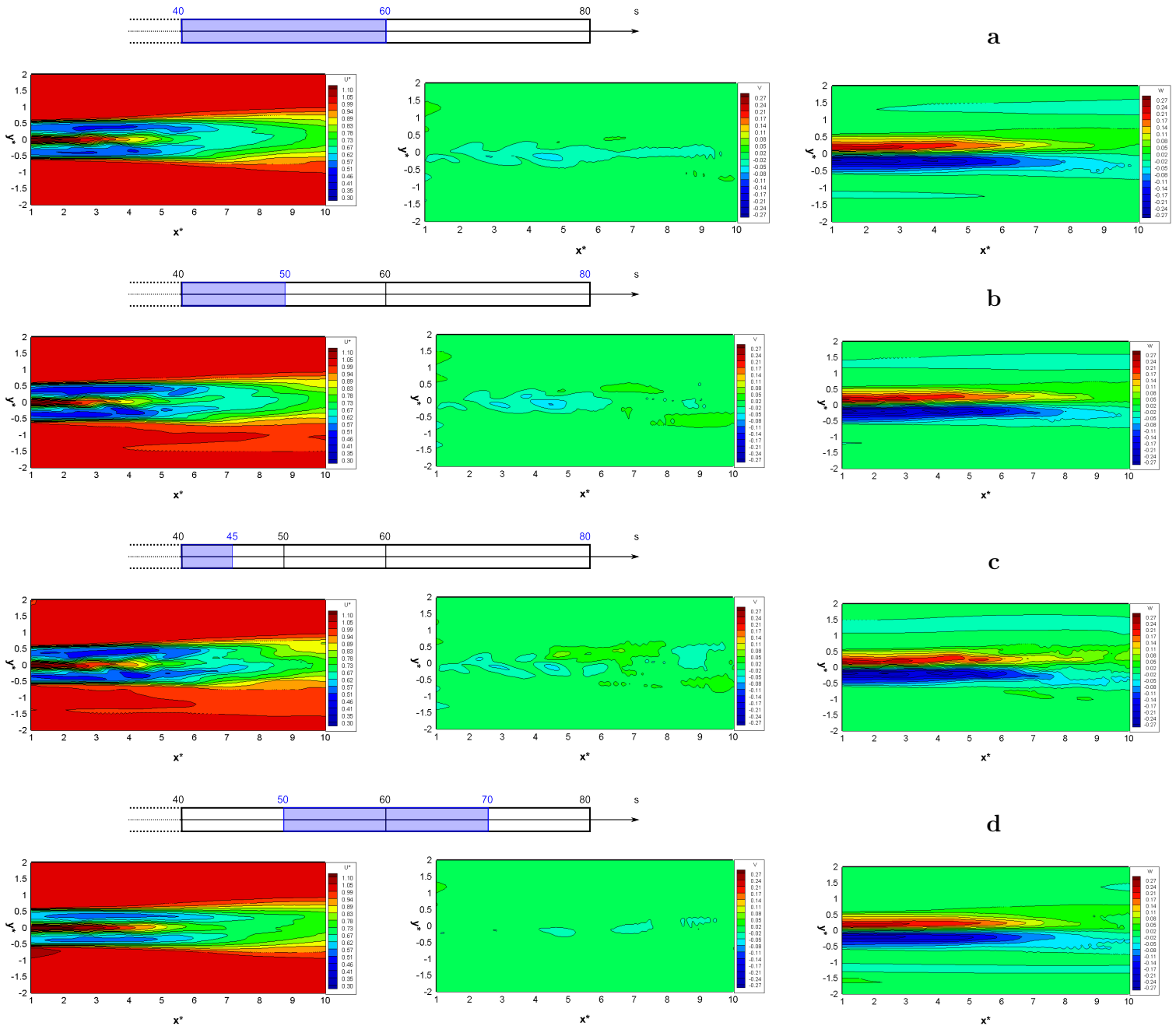


FIGURE 4.13 – Champs moyens  $u_x^*$  (à gauche),  $u_y^*$  (au milieu) et  $u_z^*$  (à droite) obtenus sur les périodes temporelles **a** : [40 s ; 60 s], **b** : [40 s ; 50 s], **c** : [40 s ; 45 s], **d** : [50 s ; 70 s], dans le plan  $xy$ .

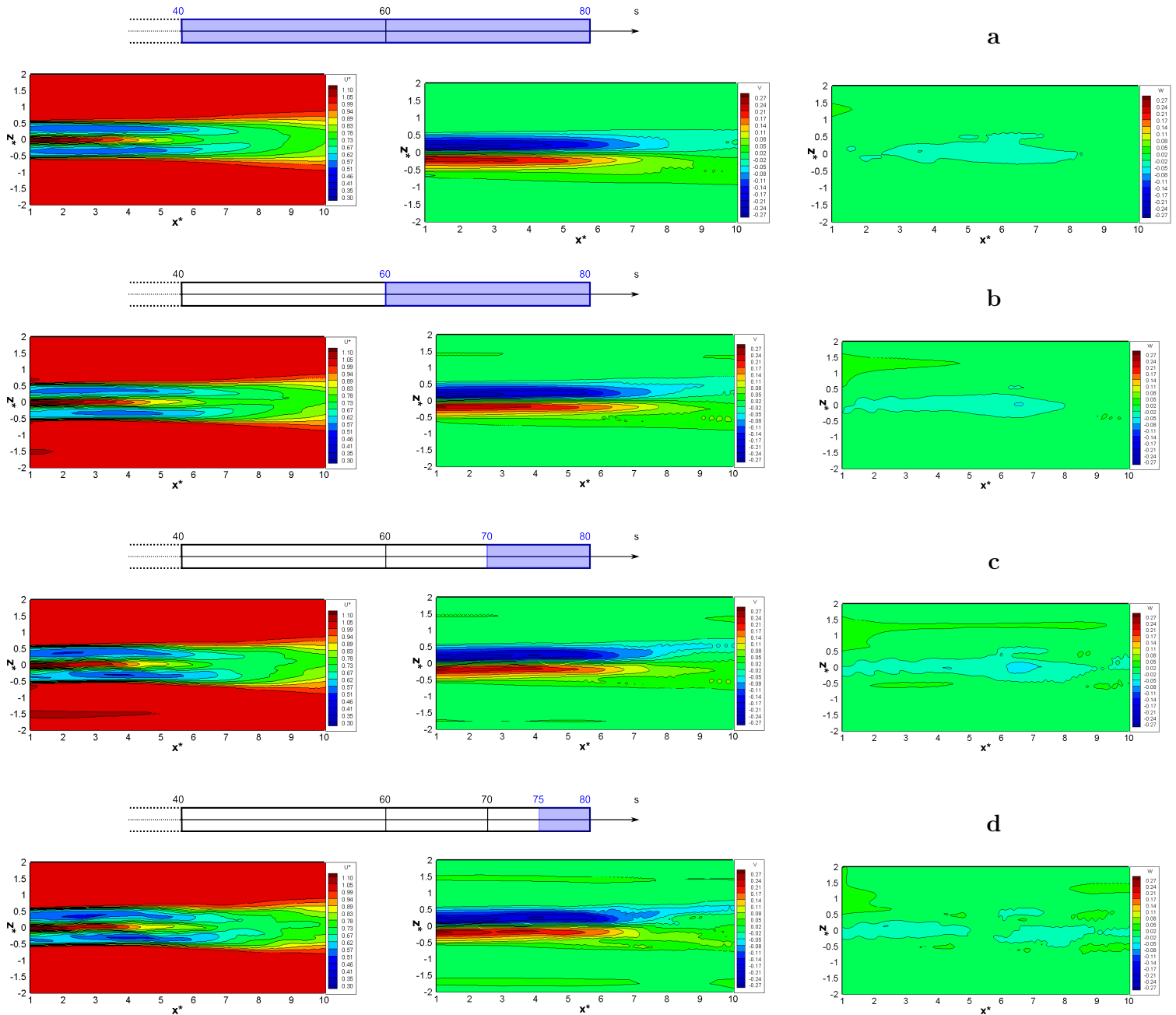


FIGURE 4.14 – Champs moyens  $u_x^*$  (à gauche),  $u_y^*$  (au milieu) et  $u_z^*$  (à droite) obtenus sur les périodes temporelles **a** :  $[40 \text{ s}; 80 \text{ s}]$ , **b** :  $[60 \text{ s}; 80 \text{ s}]$ , **c** :  $[70 \text{ s}; 80 \text{ s}]$ , **d** :  $[75 \text{ s}; 80 \text{ s}]$ , dans le plan  $xz$ .

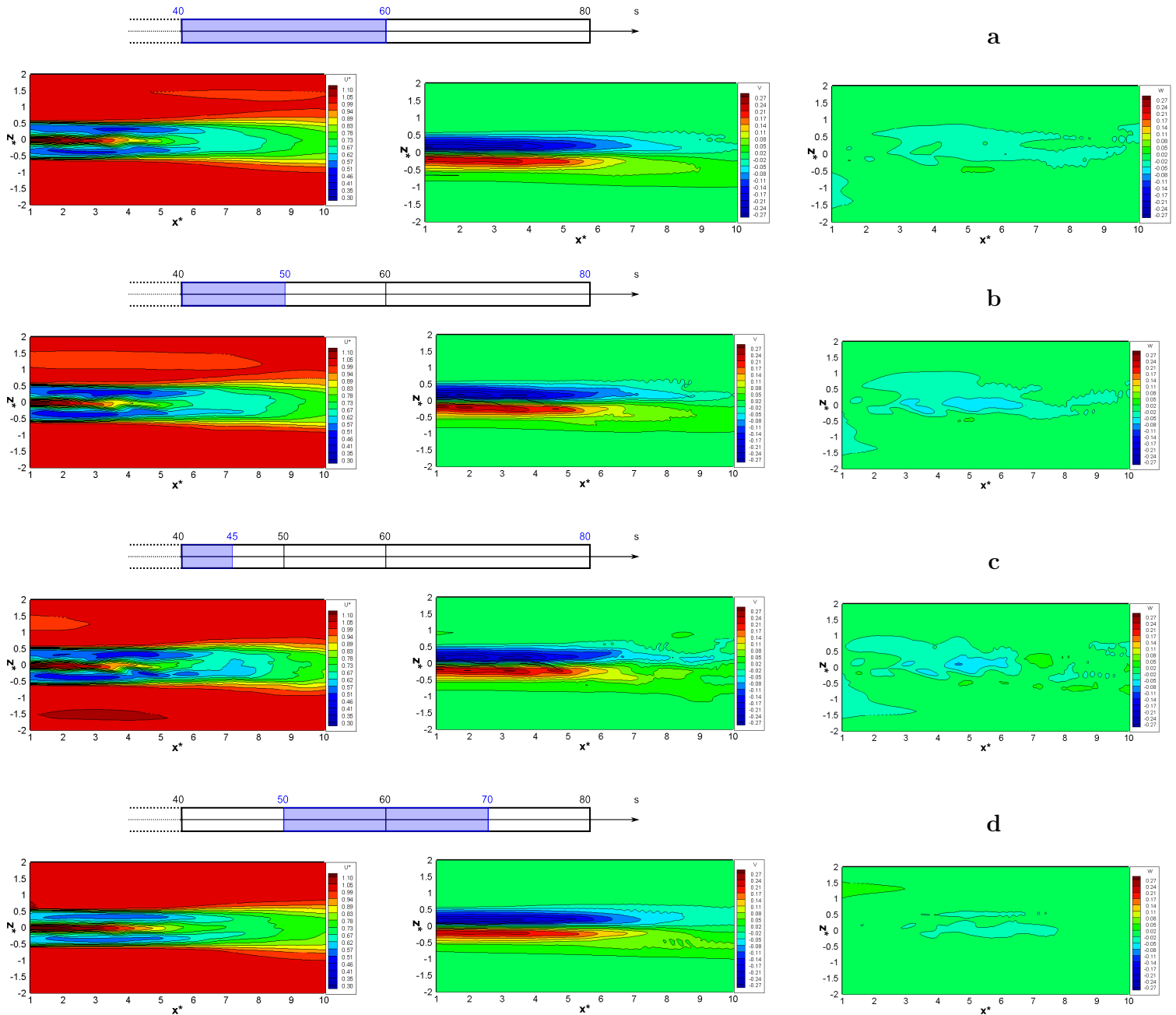


FIGURE 4.15 – Champs moyens  $u_x^*$  (à gauche),  $u_y^*$  (au milieu) et  $u_z^*$  (à droite) obtenus sur les périodes temporelles **a** : [40 s ; 60 s], **b** : [40 s ; 50 s], **c** : [40 s ; 45 s], **d** : [50 s ; 70 s], dans le plan  $xz$ .

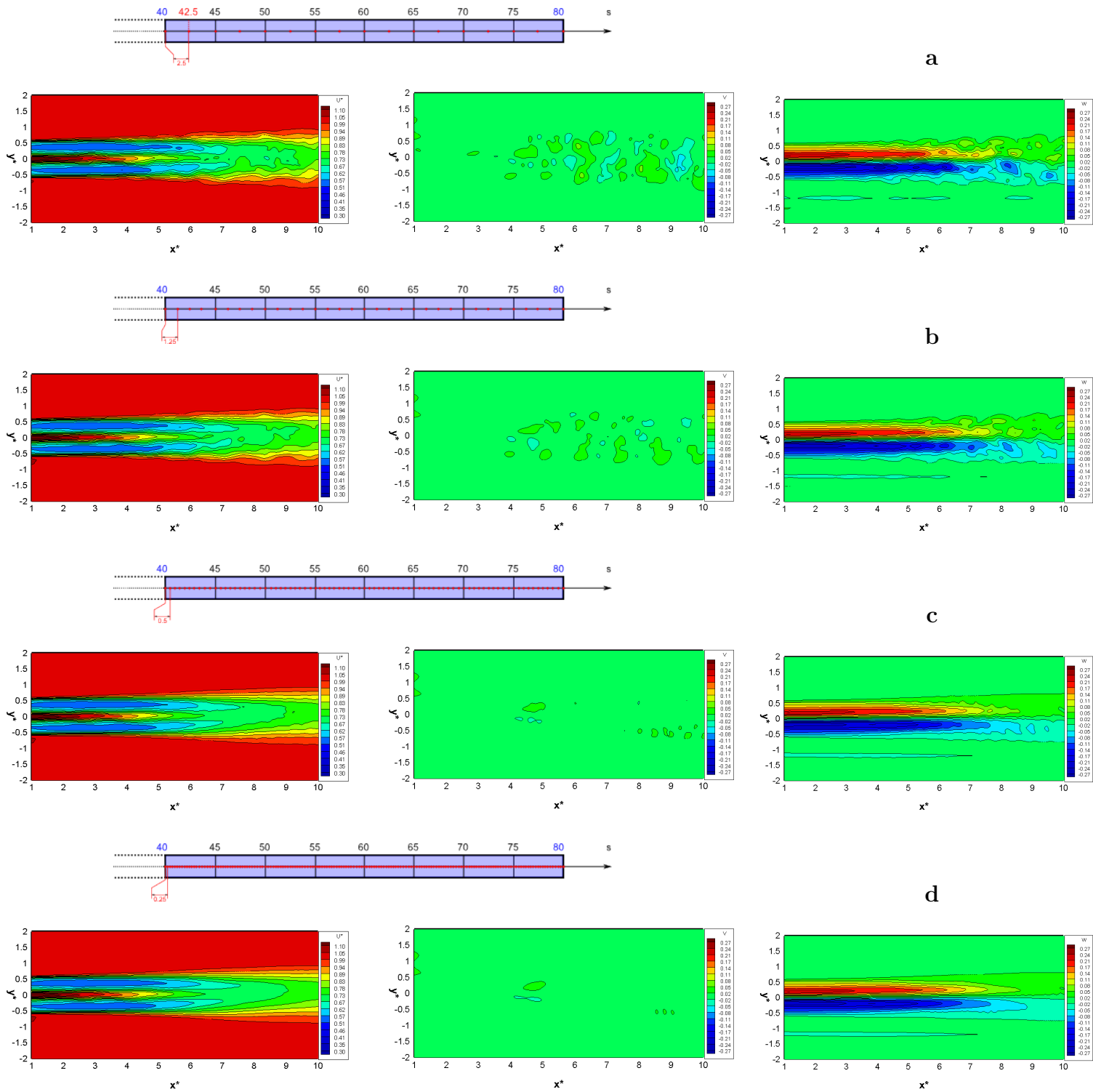


FIGURE 4.16 – Champs moyens  $u_x^*$  (à gauche),  $u_y^*$  (au milieu) et  $u_z^*$  (à droite) obtenus sur la période temporelle  $[40\text{ s}; 80\text{ s}]$  pour différentes périodes d'échantillonnage **a** :  $\delta t = 2.5\text{ s}$ , **b** :  $\delta t = 1.25\text{ s}$ , **c** :  $\delta t = 0.5\text{ s}$ , **d** :  $\delta t = 0.25\text{ s}$ , dans le plan  $xy$ .

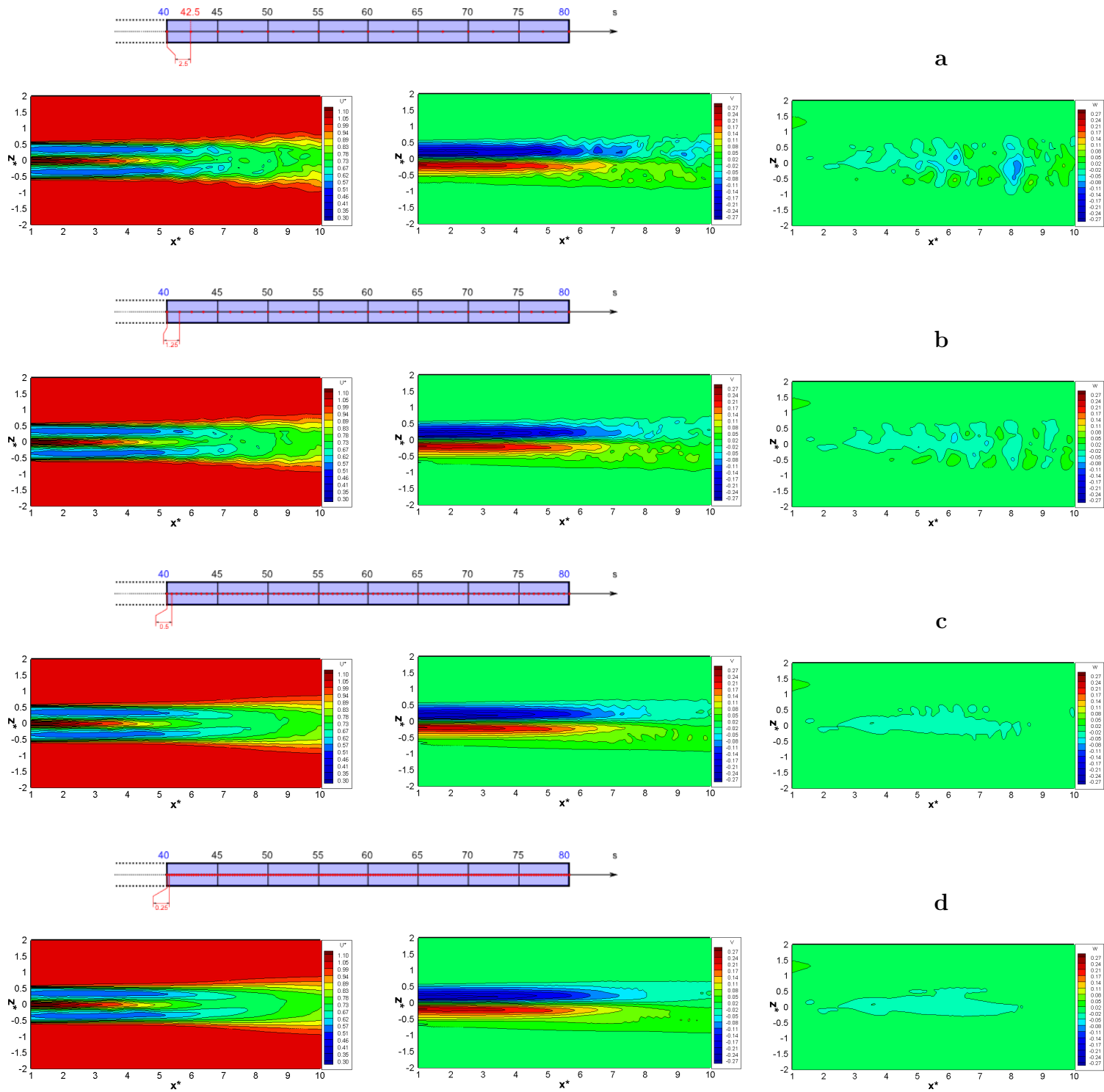


FIGURE 4.17 – Champs moyens  $u_x^*$  (à gauche),  $u_y^*$  (au milieu) et  $u_z^*$  (à droite) obtenus sur la période temporelle  $[40 \text{ s}; 80 \text{ s}]$  pour différentes périodes d'échantillonnage **a** :  $\delta t = 2.5 \text{ s}$ , **b** :  $\delta t = 1.25 \text{ s}$ , **c** :  $\delta t = 0.5 \text{ s}$ , **d** :  $\delta t = 0.25 \text{ s}$ , dans le plan  $xz$ .

#### 4.2.4.3 Convergence en maillage

La figure 4.18, présente les différents maillages utilisés. Ils sont au nombre de quatre, le cas **a** étant le plus raffiné et le cas **d** étant le plus grossier. Dans l'ensemble des maillages, les discrétisations fines sont concentrées autour du modèle d'hydrolienne et dans son sillage de manière à correctement discrétiser les efforts induits par le modèle sur le fluide, et afin de capter le plus précisément possible les modifications qu'ils induisent sur le courant en aval de l'hydrolienne. Dans les trois cas les plus raffinés, un maillage local fin est ajouté autour du modèle d'hydrolienne. La zone qui contient le sillage est alors discrétisée avec le niveau de grille immédiatement inférieur. Dans le cas le plus grossier (cas **d**), l'hydrolienne et la zone de sillage sont contenues dans une grille de même niveau (voir 4.18 vue du bas). Dans l'ensemble des quatre cas, une taille de grille minimum est assurée entre l'entrée du domaine et l'hydrolienne, de manière à assurer la bonne convection des champs turbulents incidents. Cette zone correspond, sur la frontière d'entrée, à un carré centré en  $(x = 0, y = 0, z = 0)$ , de côté environ égal à 3 fois le diamètre du rotor (**D**), et qui se prolonge dans le domaine jusqu'à  $10 D$  en aval de l'hydrolienne. Nous avons choisi une taille de grille 4 fois inférieure à celle des fichiers TurbSim que nous utilisons actuellement ( $\Delta x = \Delta y = \Delta z \approx 4.37 \times 10^{-2} m \ll \Delta_{x,y}^{TurbSim}$ ). De cette manière nous garantissons une interpolation correcte des champs de vitesse turbulents (cf. 2.4.2) et nous pouvons envisager de futurs calculs avec des fichiers de courants turbulents plus précis en conservant les mêmes maillages. Le tableau 4.1 décrit les différents maillages que nous avons utilisés pour réaliser cette étude de convergence. Un nom est attribué à chaque cas de manière à clarifier le discours : «raf0» étant le maillage initial (le plus raffiné), «raf-1» est celui qui présente 1 niveau de grille en moins autour du modèle et dans le sillage de l'hydrolienne, 2 niveaux de moins pour «raf-2», 3 pour «raf-3». Les valeurs  $\Delta_{min}^{modèle}$  et  $\Delta_{min}^{sillage}$  sont respectivement les tailles de grilles minimum autour du modèle, et dans le sillage de l'hydrolienne. Dans l'ensemble des cas, les ratios d'aspect sont de 1 car nous conservons des mailles cubiques.

Cas	Nom	Nb de cellules	$\Delta_{min}^{modèle}$ [m]	$\Delta_{min}^{sillage}$ [m]	Temps de calcul	Nb de coeurs
a	raf0	$10.2 \times 10^6$	$5.5 \times 10^{-3}$	$1.1 \times 10^{-2}$	370 heures	100
b	raf-1	$1.8 \times 10^6$	$1.1 \times 10^{-2}$	$2.2 \times 10^{-2}$	19 heures	200
c	raf-2	$7.6 \times 10^5$	$2.2 \times 10^{-2}$	$4.4 \times 10^{-2}$	8 heures	100
d	raf-3	$6.7 \times 10^5$	$4.4 \times 10^{-2}$	$4.4 \times 10^{-2}$	7.7 heures	40

TABLE 4.1 – Description des différents maillages utilisés et des temps de calculs associés.

La Figure 4.19 compare les champs de vitesse axiale moyens dans le sillage pour les différents maillages. On observe que plus le maillage est grossier, plus le défaut de vitesse se fait sentir loin dans le sillage. On remarque par ailleurs un comportement proche entre les cas **a** et **b** (raf0 et raf-1). La Figure 4.21 précise les résultats de la Figure 4.19 en décrivant les profils de vitesse axiale à différentes positions dans le sillage. De manière globale (et cela vaut pour toute l'étude de convergence en maillage), on remarquera pour le proche et moyen sillage une non-adéquation entre les profils de vitesse axiale de notre cas de référence et les profils issus de nos simulations au centre du sillage. Cela était attendu, et est dû au fait que nous

ne modélisons pas le moyeu de l'hydrolienne. Globalement, nous observons de nouveau un comportement similaire entre les cas **a** et **b**. Dès 7 diamètres en aval de la machine ( $x^* = 7$ ), les profils de vitesse dans ces deux cas sont compris entre les incertitudes de mesure et convergent peu à peu vers la solution de référence alors que les cas **c** et **d** peinent à converger vers la bonne solution même à 10 diamètres en aval. De la même manière la Figure 4.20 et la Figure 4.22 comparent les champs d'intensité turbulente moyens dans le sillage. Plus le maillage est grossier, plus le pic de turbulence se décale vers l'aval et plus il est dissipé. On observe globalement un contenu turbulent pauvre (Figure 4.22) pour le sillage proche et moyen, ce qui est caractéristique du type de modèle d'hydrolienne utilisé (actuator-disc). Néanmoins les profils d'intensité turbulente tendent peu à peu vers la bonne solution. Un meilleur comportement est observé pour les cas **a** et **b**. En effet, le profil de turbulence qui est en forme de « plateau » entre  $x^* = 1.2$  et  $x^* = 5$  prend une forme de « cloche » à partir de  $x^* = 6$ , environ un diamètre de machine plus tôt que les cas **c** et **d**, ce qui est plus proche du comportement observé dans le cas de référence (transition autour de  $x^* = 5$ ). Au vu des résultats observés et en prenant une tolérance de 5% sur la vitesse axiale (caractéristique la plus importante du sillage pour notre champ d'application), nous considérons que les cas **a** et **b** sont convergés en maillage.

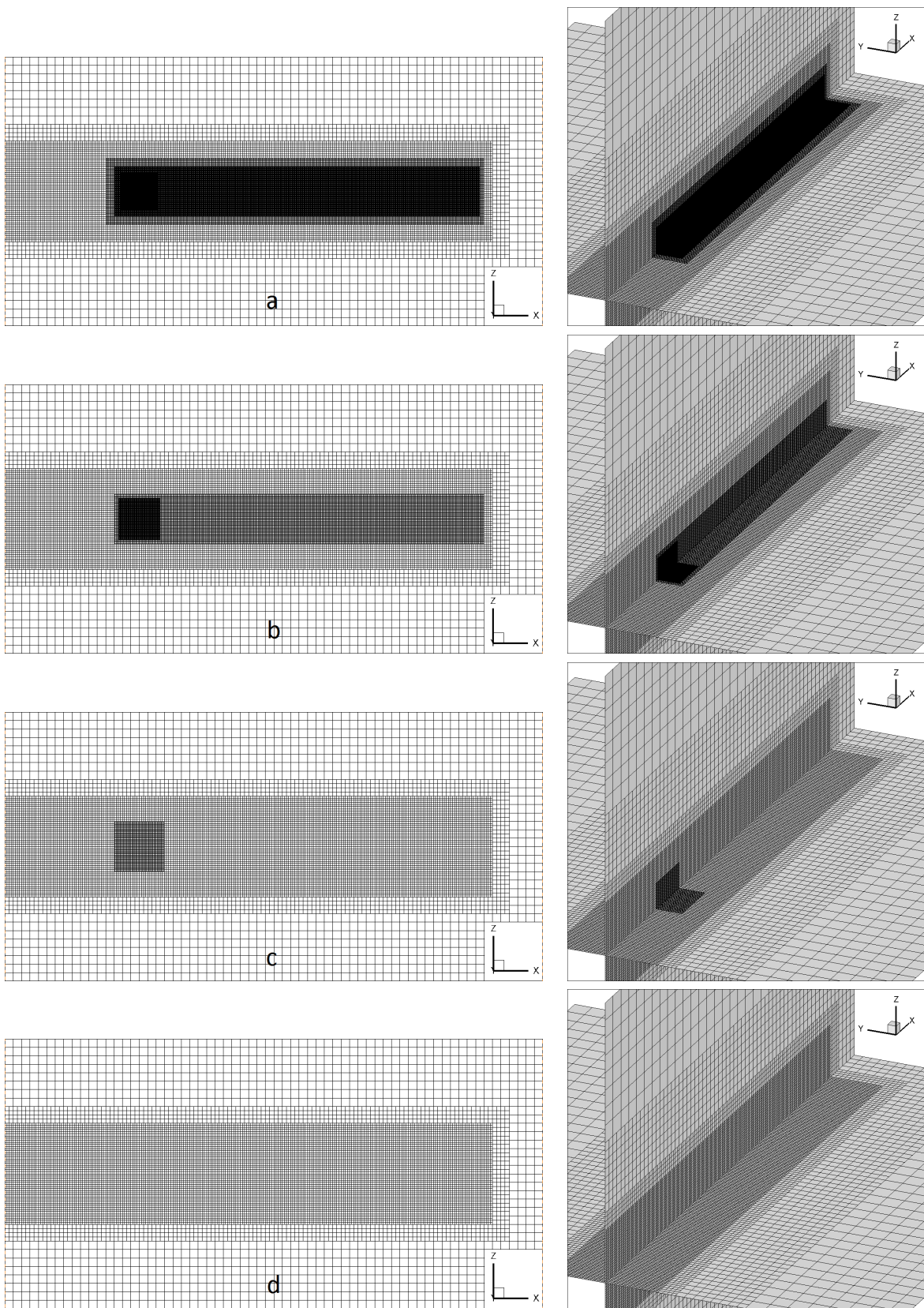
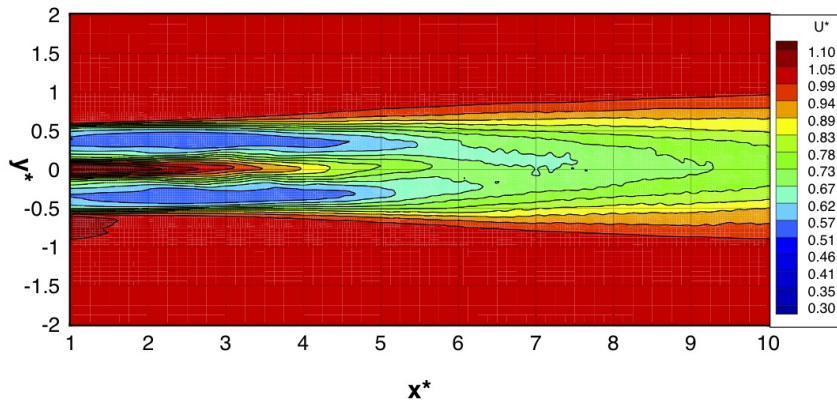
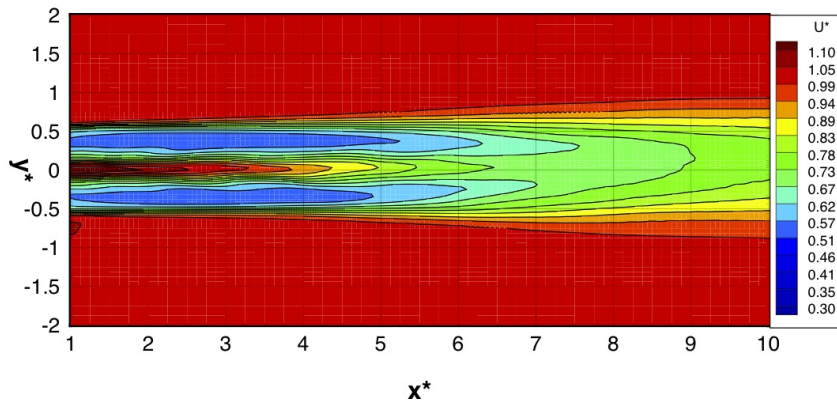


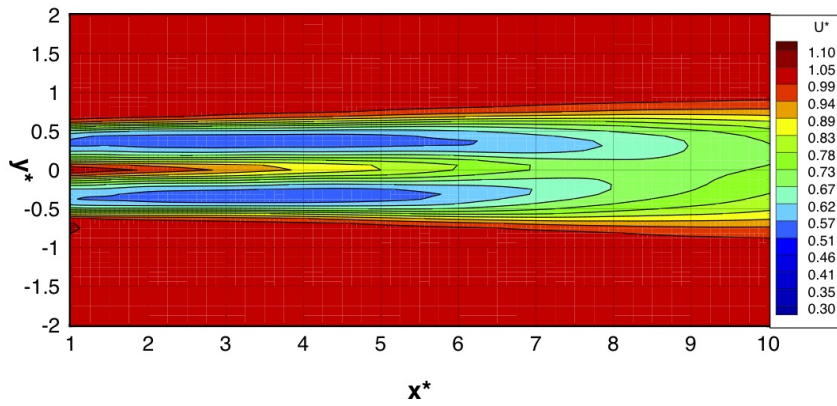
FIGURE 4.18 – Les différents maillages utilisés pour l'étude de convergence en espace (a : raf0, b : raf-1, c : raf-2, d : raf-3).



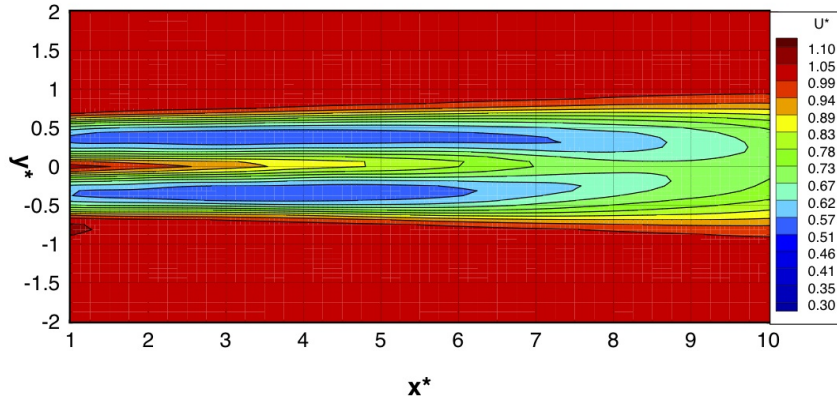
a



b

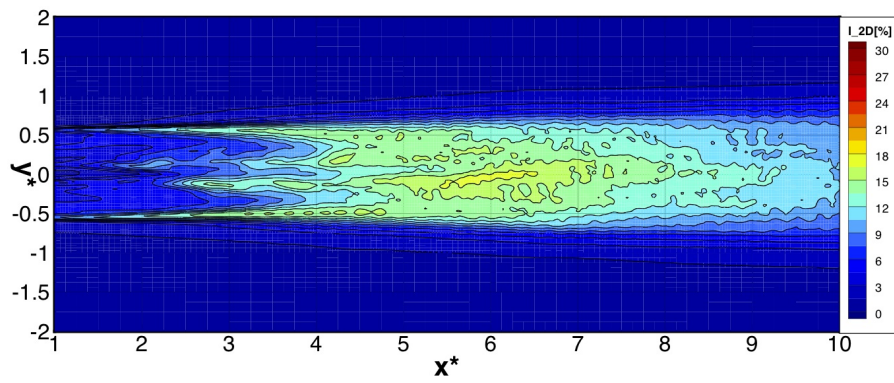


c

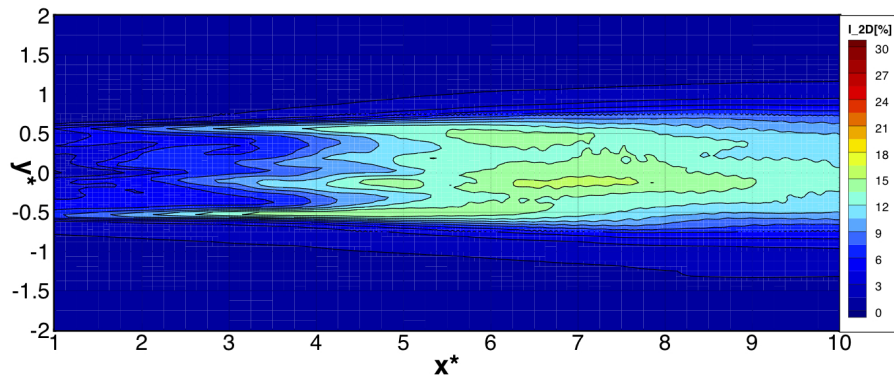


d

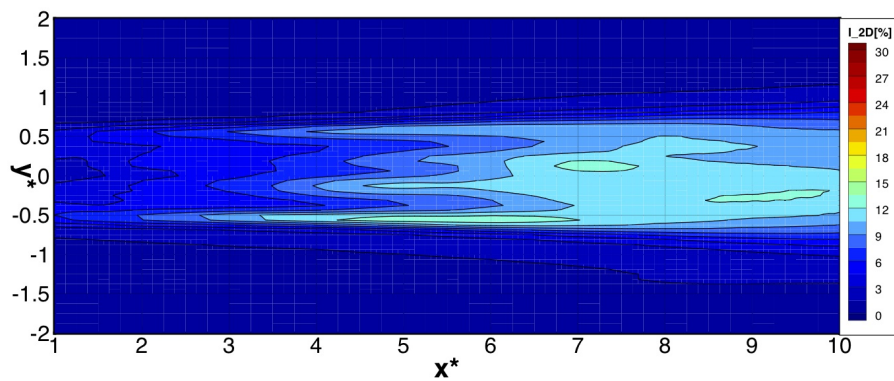
FIGURE 4.19 – Comparaison des champs de vitesse axiale moyens dans le sillage pour une intensité turbulente ambiante de 3% (a : raf0, b : raf-1, c : raf-2, d : raf-3)



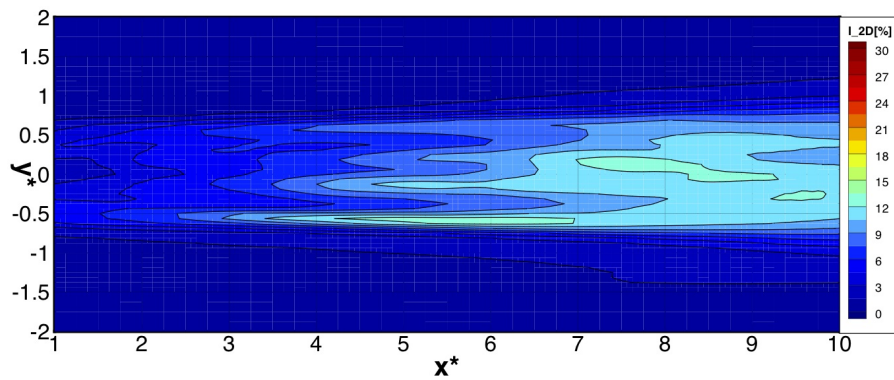
a



b



c



d

FIGURE 4.20 – Comparaison des champs d'intensité turbulente moyens dans le sillage pour une intensité turbulente ambiante de 3% (a : raf0, b : raf-1, c : raf-2, d : raf-3)

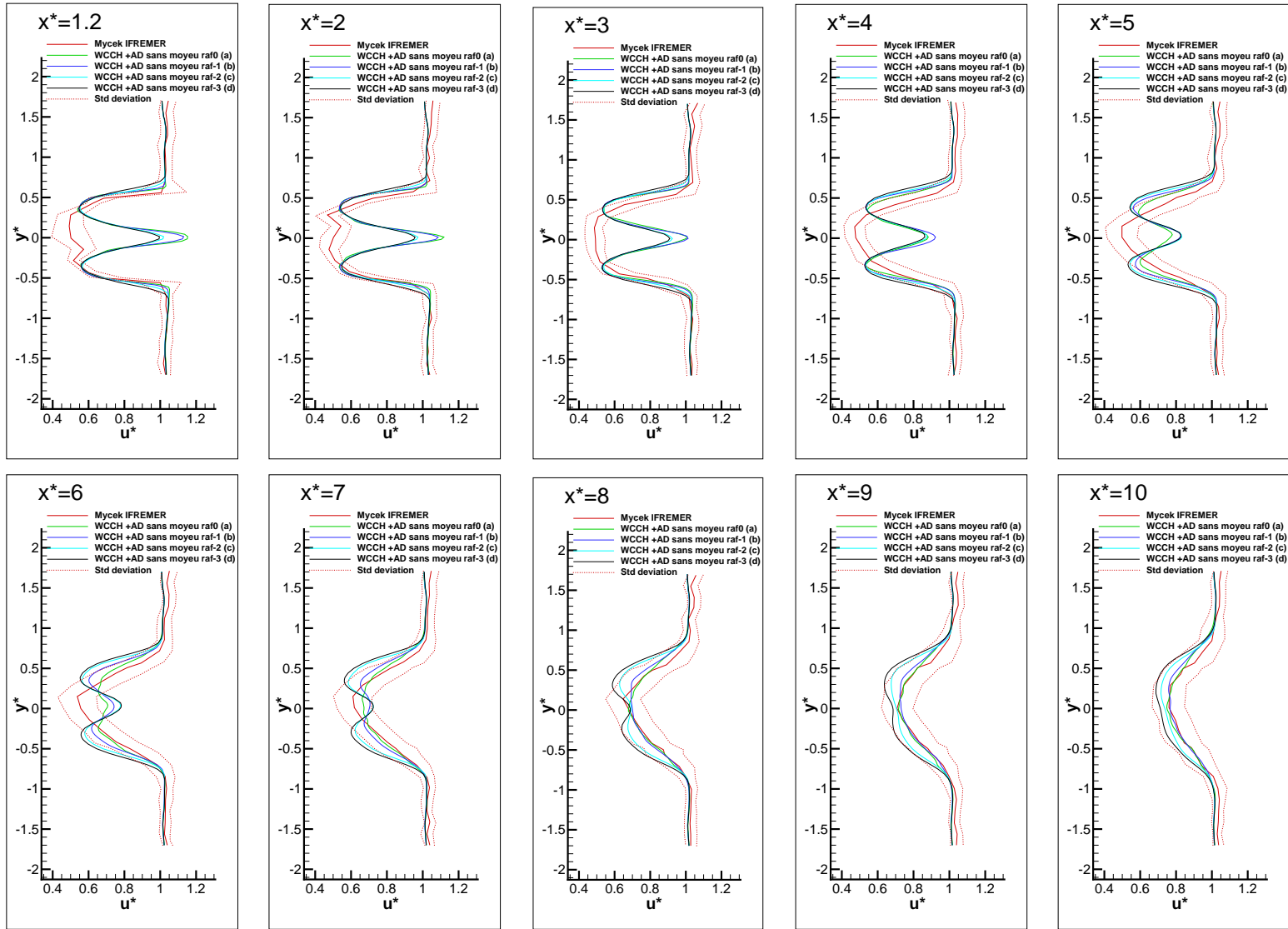


FIGURE 4.21 – Profils de vitesse axiale dans le sillage pour différents raffinements de maillage (intensité turbulente ambiante de 3%).

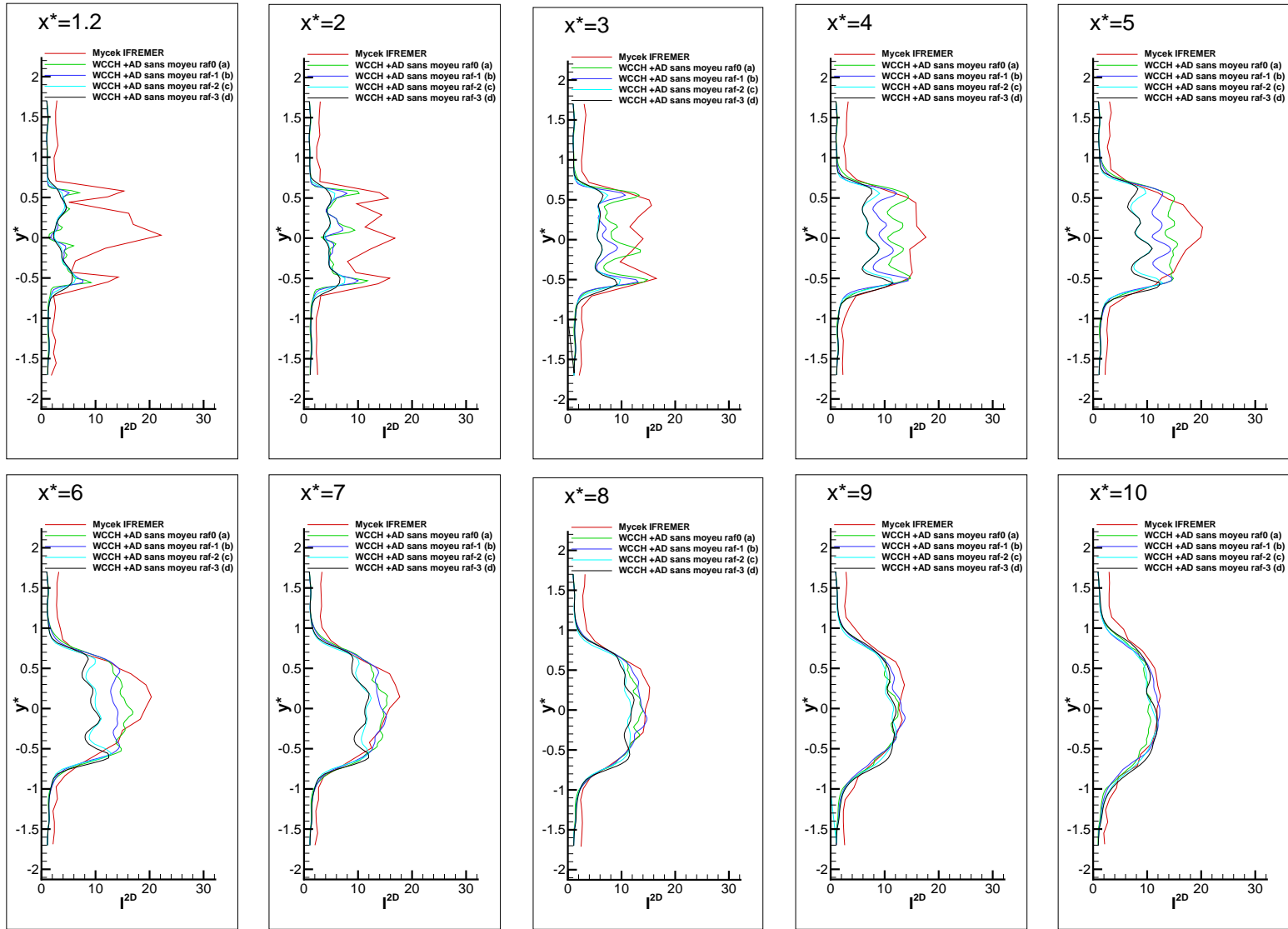


FIGURE 4.22 – Profils d'intensité turbulente dans le sillage pour différents raffinements de maillage (intensité turbulente ambiante de 3%).

#### 4.2.4.4 Analyse et validation des résultats obtenus

##### 4.2.4.4.1 Taux d'intensité turbulente ambiant $I_\infty=3\%$

**Cinématique globale des sillages :** La figure 4.23 montre les champs de pression moyens obtenus dans le plan  $xy$  autour de l'hydrolienne (modèle actuator-disc) sans prise en compte du moyeu (à gauche) et avec un moyeu sphérique (à droite). Les calculs réalisés ne prennent pas en compte la gravité. Dans les deux cas, nous observons un saut de pression entre l'amont et l'aval de l'hydrolienne avec des pressions positives en amont et des pressions négatives en aval (la pression moyenne du fluide non perturbé étant positive et  $\approx 40Pa$ ). Dans le cas avec moyeu, le saut de pression observé est plus fort et le déficit de pression statique se prolonge plus loin dans le sillage. Cela est cohérent car le moyeu crée un point d'arrêt et donc un point de pression maximale dans l'axe de rotation du rotor en amont de l'hydrolienne. La pression en aval de la machine se trouve diminuée par la présence du moyeu. La figure 4.24 qui décrit les profils de pression moyens obtenus dans le sillage (à gauche sans moyeu, à droite avec moyeu) permet d'observer à  $x^*$  équivalent des pressions plus basses pour le cas avec moyeu entre  $x^* = 0.2$  et  $x^* = 6$ . A partir de  $x^* = 7$ , les champs de pression deviennent équivalents.

Le retour à des pressions statiques positives est observé autour de  $x^* = 5$  dans le cas sans moyeu et  $x^* \approx 6$  dans le cas avec moyeu comme cela peut être observé sur la figure 4.24. Cela est dû au fait que l'accélération du fluide créée au centre du sillage dans le cas sans moyeu augmente la valeur de la vitesse moyenne dans le sillage, qui contrebalance donc plus rapidement les pressions statiques basses. Dans le cas avec moyeu, le déficit de pression se prolonge plus loin en aval de l'hydrolienne car il est alors principalement compensé en absorbant l'énergie cinétique présente sur les bords du sillage par phénomène de mélange à partir de  $x^* \approx 5$  qui correspond à l'endroit où les tourbillons de bouts et de pieds de pales se rencontrent et où le phénomène de mélange apparaît concrètement dans le sillage.

Nous pouvons également constater que dans les deux cas, au bout de 10 diamètres de machine, la pression statique moyenne est pratiquement égale à la pression statique de l'écoulement non perturbé. Entre  $x^* = 4$  et  $x^* = 7$ , les gradients de pression suivant  $x$  et  $y$  (par extension  $z$ ) sont plus élevés en présence du moyeu, car c'est à partir de cette zone que le sillage se déstabilise et que l'énergie cinétique peut alors être absorbée par mélange avec l'écoulement environnant pour compenser la pression statique basse. Dans le cas sans moyeu, la pression statique ayant déjà bien augmenté avant cette zone de mélange, les gradients de pression sont alors plus faibles.

De petites instabilités sont observées au niveau du bulbe de pression en aval de l'hydrolienne, dans le sillage en  $y^* = 0.5$  et  $y^* = -0.5$  pour  $x^* \approx 0.5$ . Elles sont dues aux chocs de raffinement de maillage entre le niveau de discrétisation maximal et celui immédiatement inférieur. Ces chocs, qui ne semblent pas perturber les phénomènes observés, sont dus à la technique de reconstruction utilisée aux interfaces grille fine/grossière dans le schéma WENO.

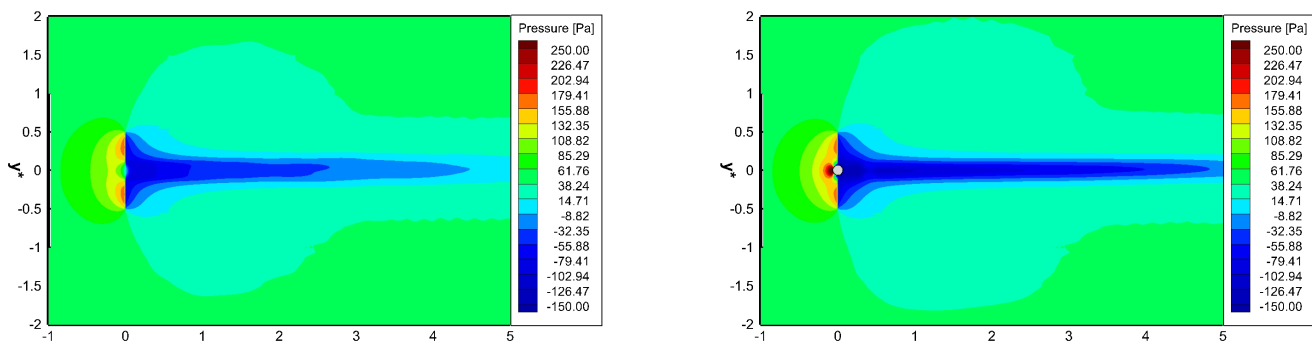


FIGURE 4.23 – Comparaison des champs de pressions moyens obtenus autour d'un modèle actuator-disk pour une intensité turbulente ambiante de 3% sans moyeu (à gauche) et avec moyeu sphérique (à droite), dans le plan xy.

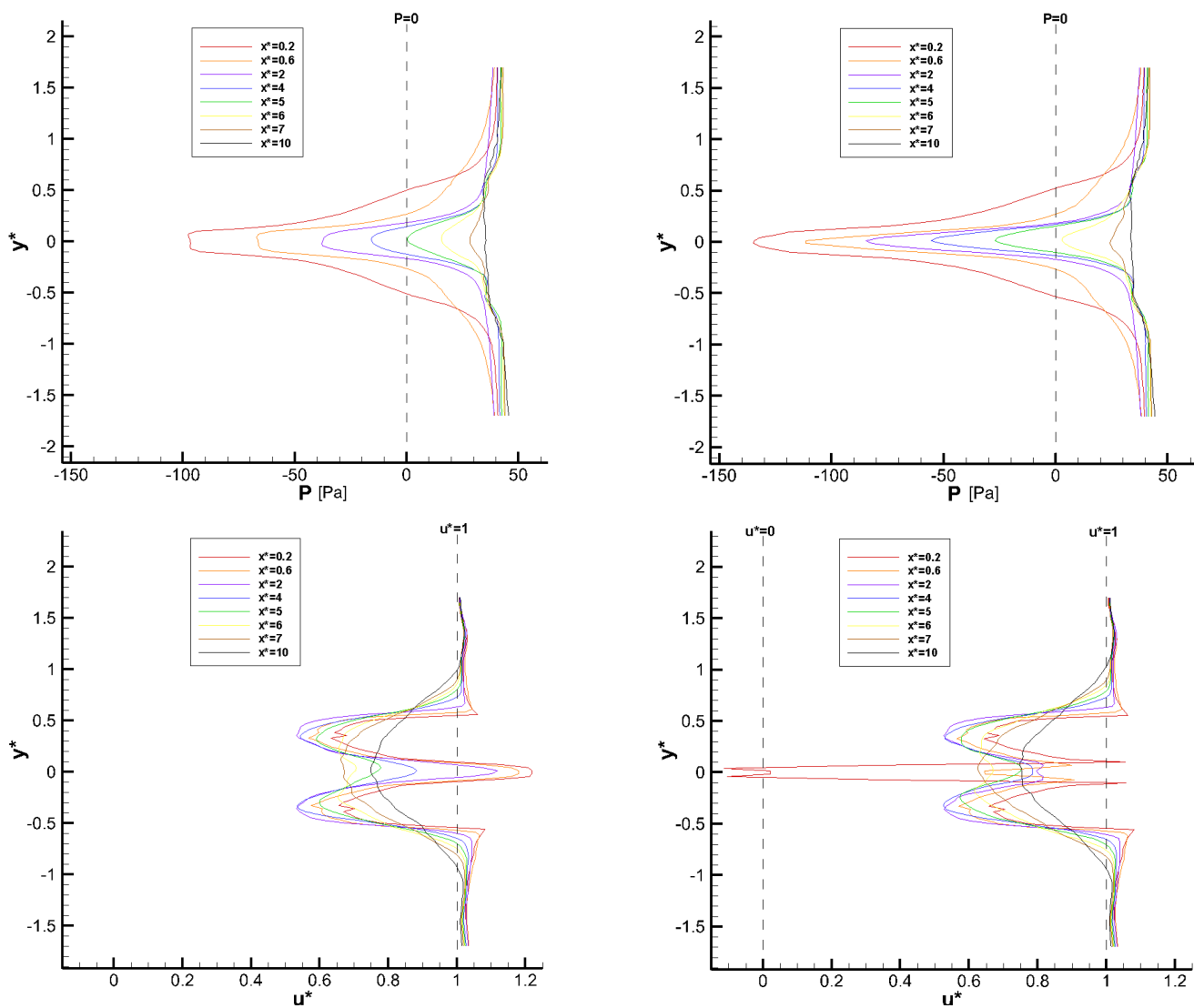


FIGURE 4.24 – Comparaison des profils de pressions et de vitesse axiales moyens obtenus autour d'un modèle actuator-disk pour une intensité turbulente ambiante de 3% sans moyeu (à gauche) et avec moyeu sphérique (à droite), dans le plan xy.

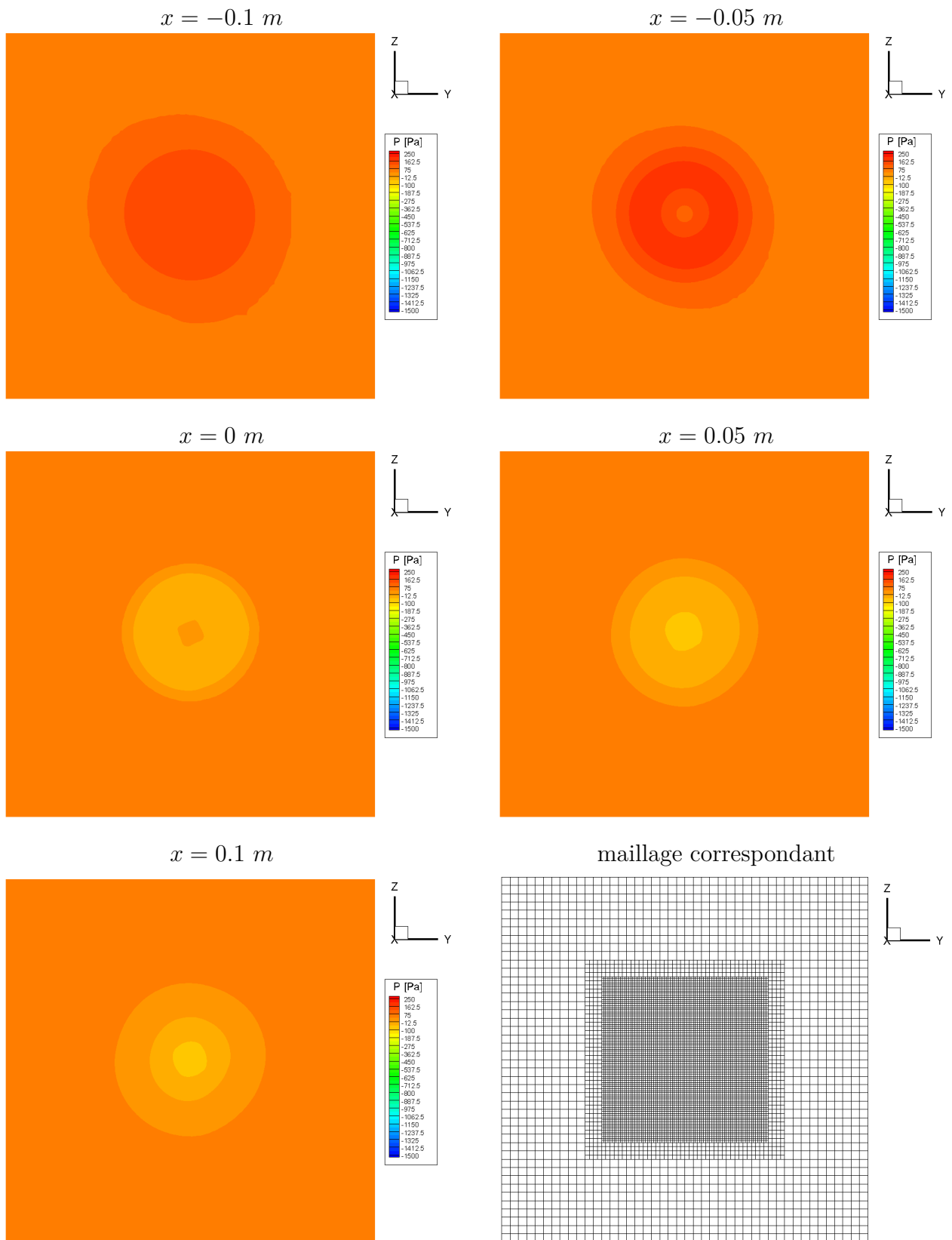


FIGURE 4.25 – Champs de pression instantanés observés dans la périphérie du modèle actuator-disc, à  $t = 4.25\text{ s}$  dans les plan  $yz$  en  $x = -0.1\text{ m}$ ,  $x = -0.05\text{ m}$ ,  $x = 0\text{ m}$ ,  $x = 0.05\text{ m}$  et  $x = 0.1\text{ m}$ , pour une intensité turbulente ambiante de 3% et le niveau de raffinement raf-1.

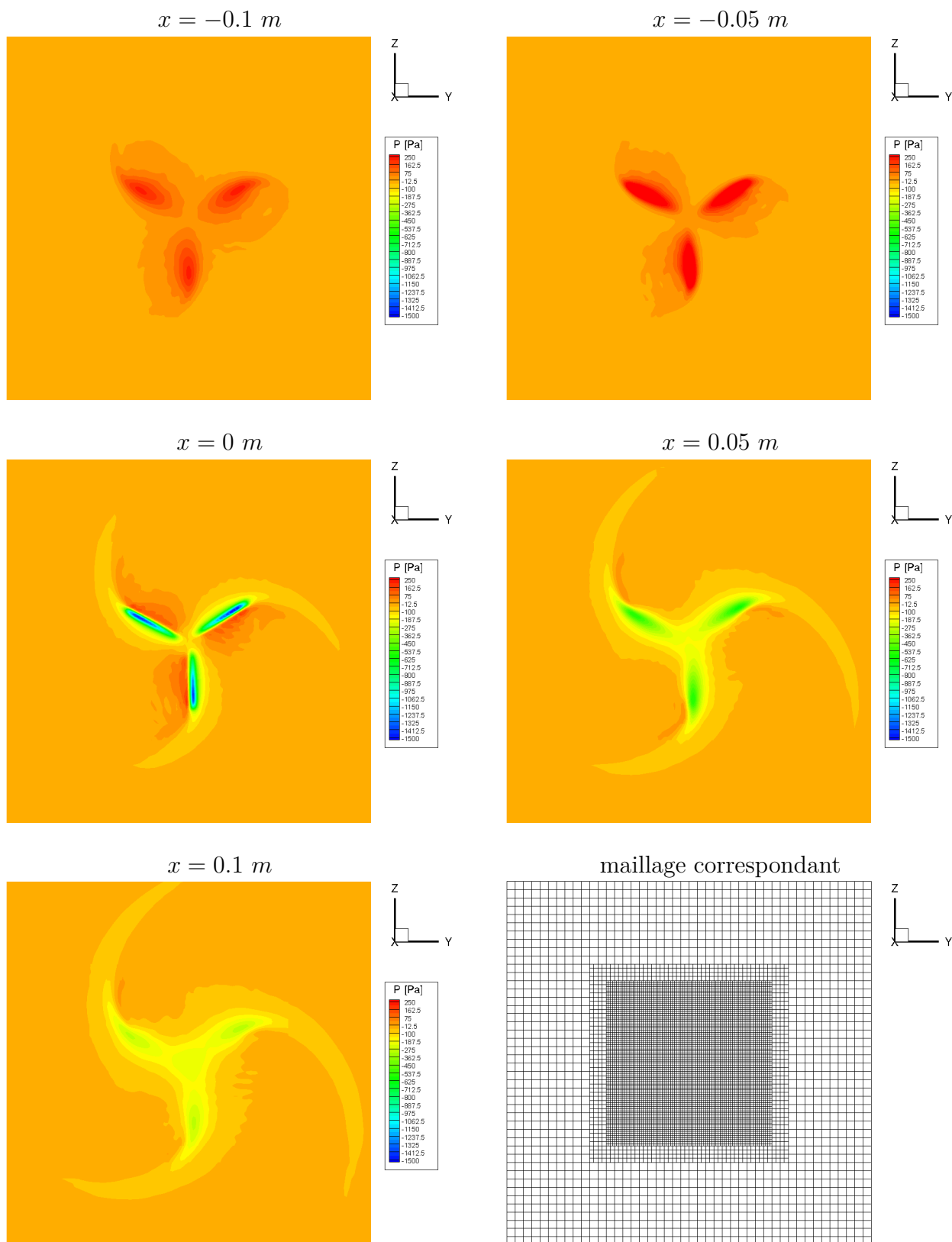
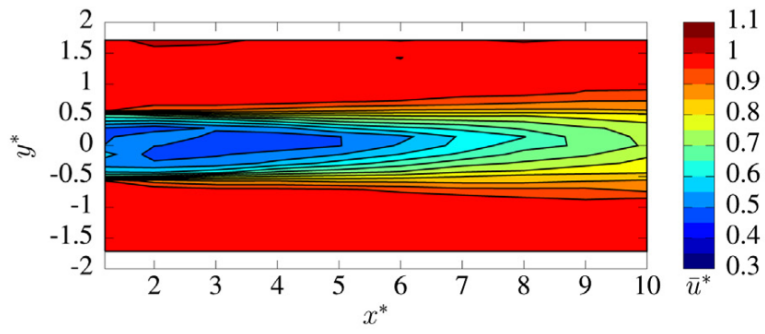


FIGURE 4.26 – Champs de pression instantanés observés dans la périphérie du modèle actuator-line, à  $t = 4.25\text{ s}$  dans les plan  $yz$  en  $x = -0.1\text{ m}$ ,  $x = -0.05\text{ m}$ ,  $x = 0\text{ m}$ ,  $x = 0.05\text{ m}$  et  $x = 0.1\text{ m}$ , pour une intensité turbulente ambiante de 3% et le niveau de raffinement raf-1.

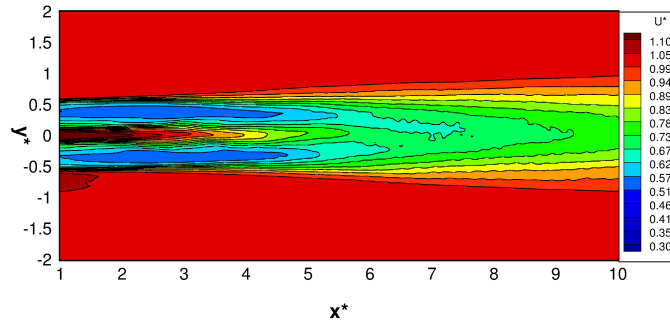
Enfin, les figures 4.25 et 4.26 présentent l'évolution des champs de pression instantanés observés dans la périphérie des modèles actuator-disc et actuator-line, après  $t = 4.25$  s de simulation dans les plans  $yz$  en  $x = -0.1m$ ,  $x = -0.05m$ ,  $x = 0m$ ,  $x = 0.05m$  et  $x = 0.1m$ , pour une intensité turbulente ambiante de 3% et pour le niveau de raffinement «raf-1». Elles permettent d'observer le saut de pression entre l'amont et l'aval des pales de l'hydrolienne prise en compte dans le premier cas au moyen d'un support disque, et constitué de trois lignes tournantes dans le deuxième cas. Dans le cas de l'actuator-disc, la présence du modèle provoque un saut de pression entre l'amont et l'aval qui est globalement moyenné autour du support disque. En amont, le fluide passe d'une pression statique ambiante de  $\approx 0Pa$  à  $\approx 180Pa$  avant de tomber brusquement à  $\approx -80Pa$  en aval de l'hydrolienne. Dans le cas de l'actuator-line, le champ de forces appliqué sur le fluide est localisé autour des trois lignes tournantes qui représentent les pales de l'hydrolienne. Immédiatement en amont des lignes tournantes, le fluide passe d'une pression statique ambiante de  $\approx 0Pa$  à  $\approx 600Pa$  avant de tomber brusquement à  $\approx -1500Pa$  en aval de l'hydrolienne. Le modèle actuator-line permet de représenter le phénomène de portance des pales de l'hydrolienne de manière plus réaliste et de prendre en compte les effets instationnaires des pales.

La figure 4.27 présente une comparaison des champs de vitesses axiales moyens obtenus avec notre code pour quatre configurations différentes de moyeu avec le cas expérimental [1]. L'objectif est d'identifier et de quantifier l'impact du moyeu dans la simulation de l'écoulement autour d'une hydrolienne. La vue **a** est le cas de référence, la vue **b** est le cas sans moyeu, et les vues **c**, **d** et **e** sont respectivement les cas moyeu cylindrique, moyeu sphérique et moyeu cylindrique long. De manière générale, un bon accord est observé en ce qui concerne la forme globale du champ de vitesse. De  $x^* = 6$  à  $x^* = 10$ , tous les cas simulés fournissent des résultats équivalents. La présence d'un moyeu n'a pas un impact significatif sur les sillages moyens et lointains. Néanmoins, les résultats obtenus entre  $x^* = 0$  et  $x^* = 6$  sont significativement différents. En effet, l'absence du moyeu provoque une vitesse de pointe au centre de la machine, le long de son axe de rotation. Ce pic est limité par la présence d'un moyeu lors des simulations. Il n'y a pas de différences significatives observées entre les deux moyeux courts. Cependant le moyeu long permet d'obtenir des résultats sensiblement meilleurs mis à part en  $x^* = 1.2$  où nous observons un creux de vitesse en  $y^* = 0$ . Ce creux est dû au fait que notre point de mesure est positionné directement derrière le moyeu où la densité de maillage utilisée pour prendre en compte le moyeu est probablement insuffisante pour le nombre de Reynolds considéré. La figure 4.28 montre les profils de vitesse axiale correspondants. Les simulations donnent de bons résultats dans le sillage moyen et lointain. A partir de 7 diamètres en aval de l'hydrolienne, les résultats obtenus se trouvent dans les marges d'erreur des mesures expérimentales (6 diamètres pour le cas avec moyeu long). Ce cas de simulation a également été réalisé avec un modèle actuator-line sans prise en compte du moyeu et pour la densité de maillage raf-1. La figure 4.29 présente les champs instantanés de vitesse axiale simulés à  $t = 75$  s autour du modèle actuator-disc (les 3 vues du haut) et du modèle actuator-line (les 3 vues du bas) pour une intensité turbulente ambiante de 3% sans moyeu. De légères différences sont à noter entre les deux calculs au niveau du courant généré en entrée du

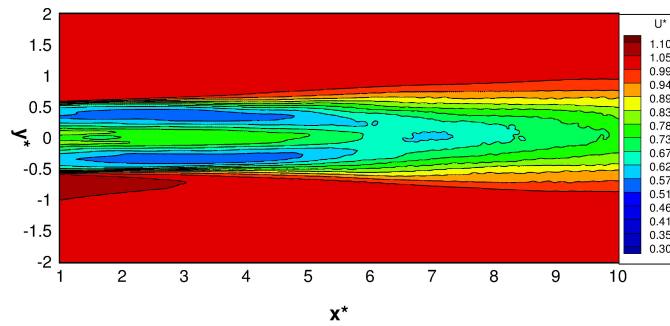
domaine. En effet, les fichiers de courant utilisés pour le cas actuator-disc sont différents de ceux utilisés pour le cas actuator-line réalisés plus en avant dans le temps. Néanmoins ces deux lots de fichiers restent équivalents d'un point de vue courant moyen et intensité de la turbulence générée. Ils ne sont par contre pas identiques et les structures tourbillonnaires générées présentent donc des déphasages d'un lot de fichiers à l'autre. Cela induit notamment quelques différences visibles au niveau de l'écoulement autour du sillage car le courant incident à l'hydrolienne n'est pas exactement le même à un instant donné. Ces différences mises à part, nous observons des comportements globalement similaires entre les deux modèles. En effet, l'enveloppe du sillage est de forme équivalente et les longueurs de l'effet venturi au centre du sillage sont égales. Dans les deux cas, un creux (instantané) de vitesse est observé en  $x^* = 5$ . Cette position correspond au début de la zone de mélange dans laquelle les tourbillons de pied de pales et de bout de pales se rencontrent. Il est donc cohérent d'observer de fortes diminutions locales de vitesse axiale qui traduisent l'apparition de tourbillons de forte intensité notamment provoqués par la présence de cisaillements importants entre l'écoulement non perturbé et le sillage. Une comparaison avec la simulation actuator-disc équivalente est présentée figures 4.30 et 4.31. Les différences de fichiers de courant dont nous avons parlé ci-dessus n'ont dans ce cas pas une influence majeure sur les champs moyennés car moyennés sur une période assez longue, les courants générés en entrée du domaine sont équivalents. L'observation des champs moyens montre des comportements globalement équivalents pour les deux modèles. Nous notons cependant que le modèle actuator-line est légèrement meilleur. En effet, dès  $x^* = 4$ , les résultats obtenus sont plus proches du cas de référence notamment à hauteur des bouts de pales ( $y^* \approx 0.5$  et  $y^* \approx -0.5$ ). En sillage lointain, les deux modèles sont équivalents.



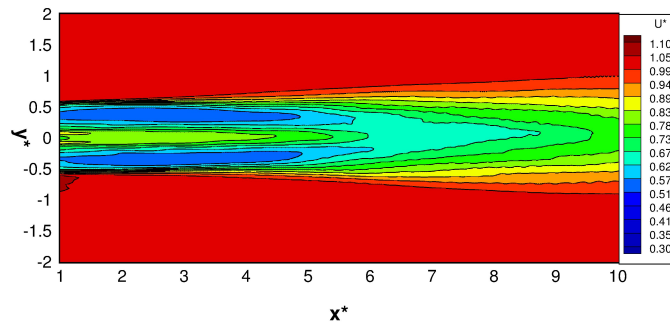
a



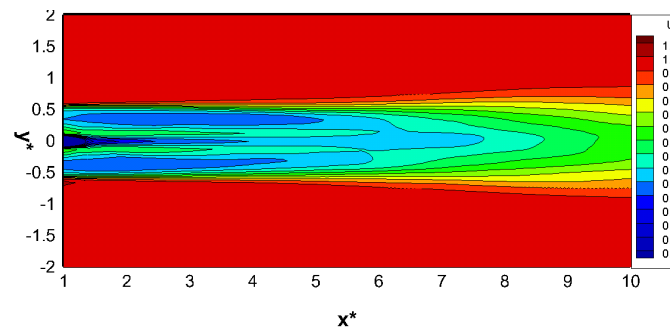
b



c



d



e

FIGURE 4.27 – Comparaison des champs de vitesse moyens dans le sillage pour un taux d'intensité turbulente ambiant  $I_\infty=3\%$  (a : Mycek et al., b : pas de moyeu, c : moyeu cylindrique, d : moyeu sphérique, e : moyeu cylindrique long.)

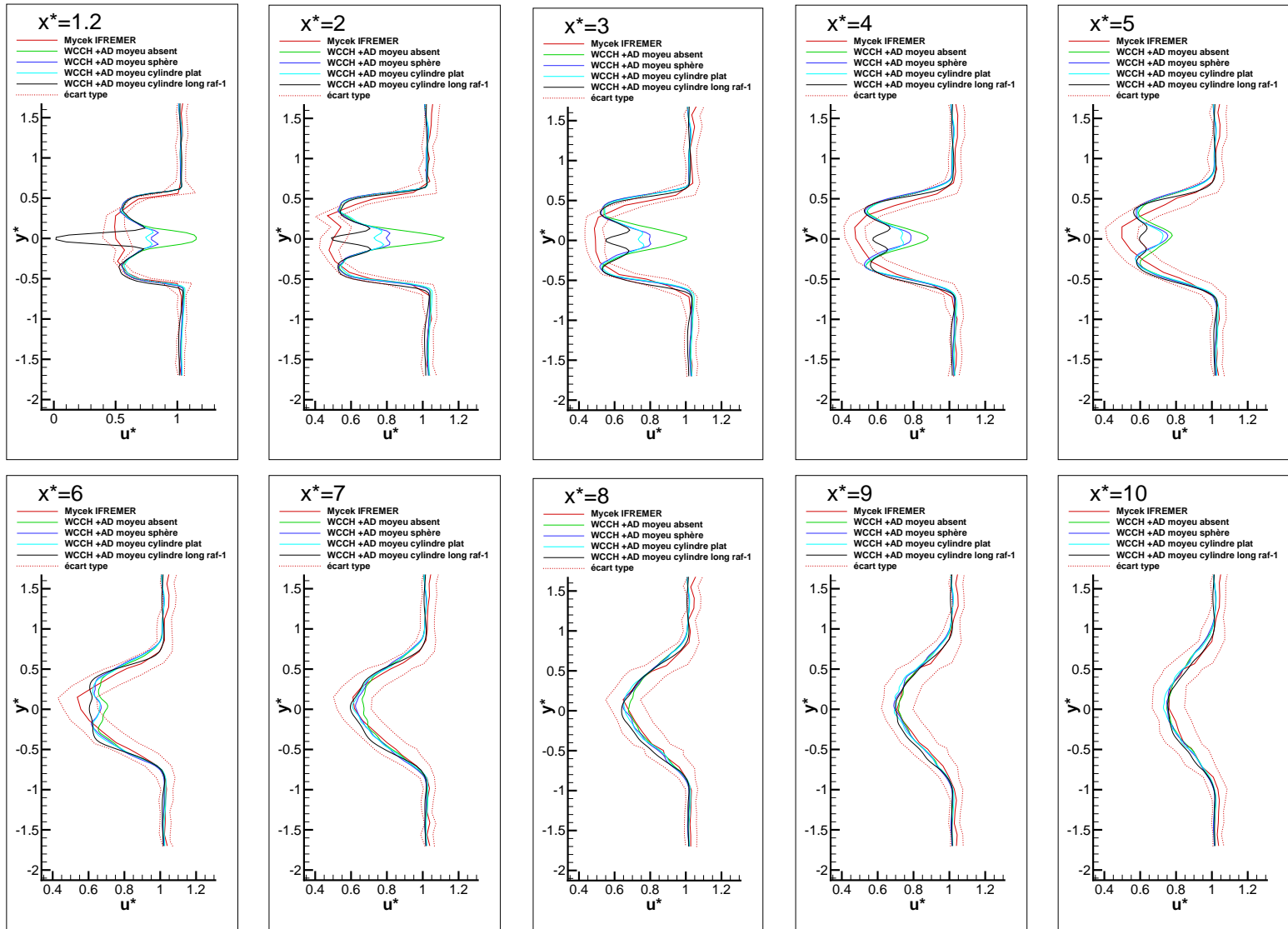


FIGURE 4.28 – Influence du moyeu sur les profils de vitesse axiale moyenne dans le sillage pour un taux d'intensité turbulente moyen  $I_\infty=3\%$ .

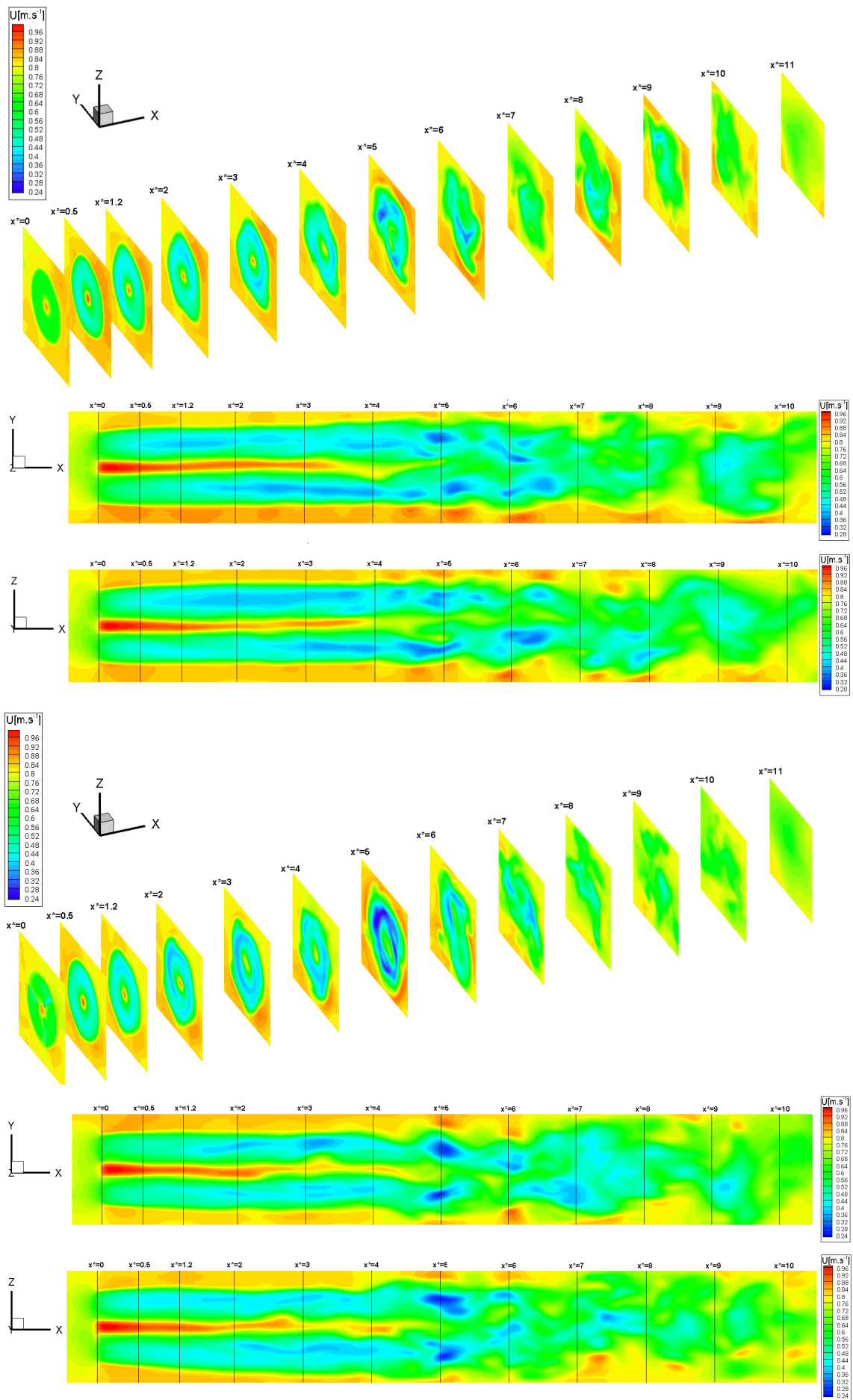


FIGURE 4.29 – Champs instantanés de vitesse axiale à  $t = 75 s$  autour du modèle actuator-disk (haut) et du modèle actuator-line (bas) pour une intensité turbulente ambiante de 3% sans moyeu et pour le raffinement raf-1.

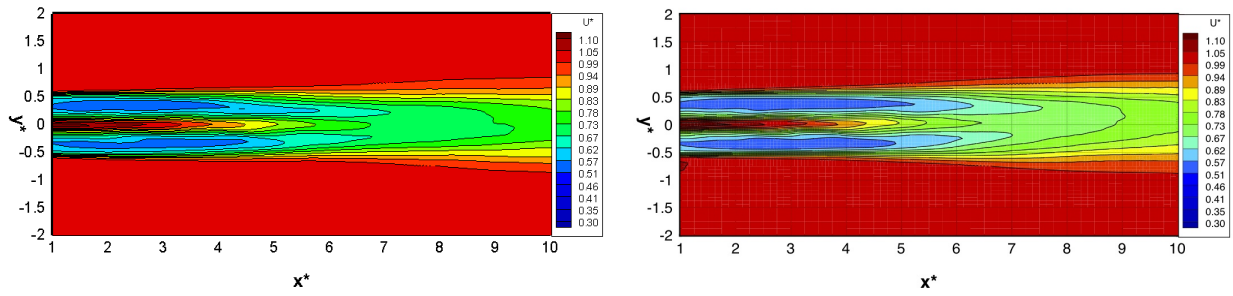


FIGURE 4.30 – Comparaison des champs de vitesse axiale moyenne dans le sillage pour un taux d'intensité turbulente ambiant  $I_\infty=3\%$  entre le modèle actuator-line (colonne de gauche) et le modèle actuator-disc (colonne de droite).

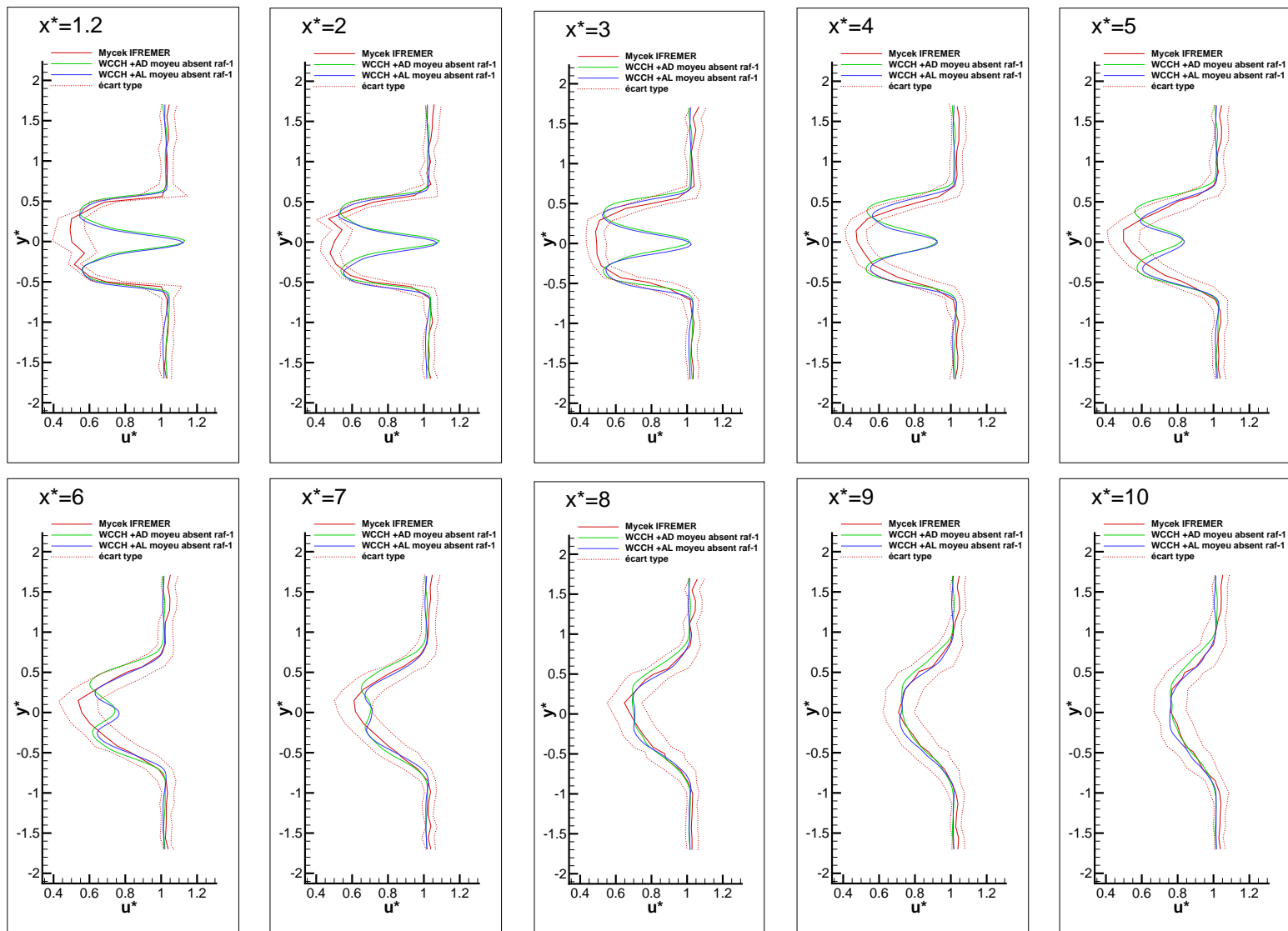


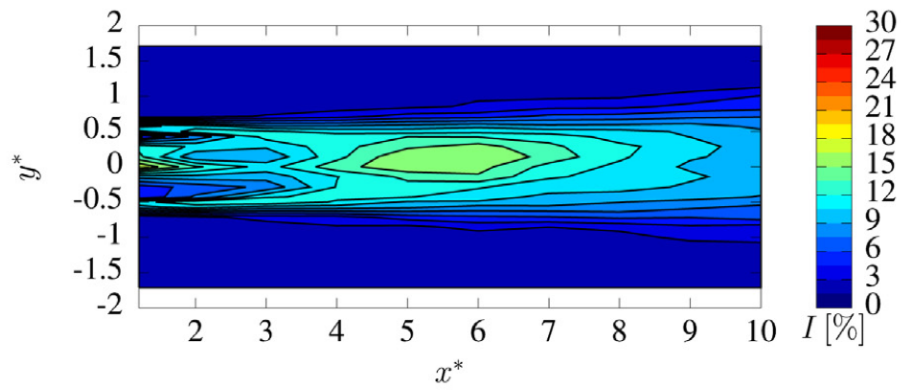
FIGURE 4.31 – Influence du modèle d'hydrolienne (AD ou AL) sur les profils de vitesse axiale moyenne dans le sillage pour un taux d'intensité turbulente moyen  $I_\infty=3\%$ .

**Propriétés turbulentes des sillages :** La figure 4.32 fournit une comparaison entre les champs d'intensité turbulente moyens obtenus avec notre code pour les quatre configurations de moyeu et le cas de référence. Un bon accord est observé entre tous les cas simulés et celui de référence en ce qui concerne la forme globale du sillage. Le pic de turbulence obtenu avec notre code apparaît environ 6 diamètres en aval de la machine, en accord avec les résultats expérimentaux de référence. Nous notons cependant un léger décalage de ce pic vers l'aval du sillage pour les simulations avec moyeu sphérique et cylindre long. Cela pourrait éventuellement s'expliquer dans le premier cas, par l'approximation que nous avons fait en ce qui concerne la forme du moyeu (passage d'un moyeu cylindrique dans le cas expérimental à une sphère dans les simulations). Dans le deuxième cas par le fait que nous avons utilisé une densité de maillage inférieure pour la simulation avec cylindre long (raf-1). En effet, ce phénomène était également observé lors de l'étude de convergence en maillage lorsque nous faisons diminuer la densité de maillage. Nous remarquons également, même si le phénomène est sous-estimé dans les simulations, un bon accord dans les formes globales des champs d'intensité turbulente dans le très proche sillage (de  $x^* = 1.2$  à  $x^* = 3$ ) pour les différents cas simulés et en comparaison avec le cas de référence. En effet, les phénomènes turbulents qui sont principalement générés en pied de pale et en bout de pale commencent à se rejoindre dans le sillage à partir de  $x^* = 4$ . Cela se traduit sur la figure 4.32, par les deux zones faiblement turbulentes entre  $x^* = 0$  et  $x^* = 4$  et pour  $y^* \in [0; 0.5]$  et  $y^* \in [0; -0.5]$  et sur la figure 4.34, dans le positionnement suivant  $y^*$  des pics de turbulence pour les profils correspondants (turbulence de bout et de pied de pales). Enfin, la figure 4.34 montre, à partir de  $x^* = 6$ , que la turbulence passe d'une forme "plateau" à une forme de "cloche". Cela se produit plus rapidement pour les cas **c**, **d** et **e**, où le moyeu est modélisé. Dans l'ensemble, nous obtenons des résultats satisfaisants dans la zone d'intérêt (c'est-à-dire entre 6 et 10 diamètres en aval de l'hydrolienne) pour toutes les configurations.

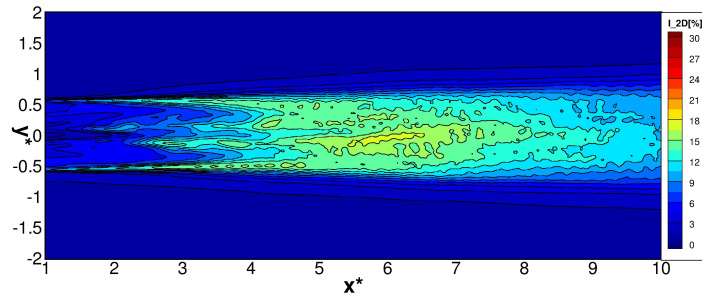
Ce cas de simulation a également été réalisé avec un modèle actuator-line sans prise en compte du moyeu et pour la densité de maillage raf-1. La figure 4.35 présente les champs instantanés de vorticités simulés à  $t = 75$  s autour du modèle actuator-disc (les trois vues du haut) et du modèle actuator-line (les trois vues du bas) pour une intensité turbulente ambiante de 3% sans moyeu. Ils permettent de mettre en exergue les tourbillons générés en bout et en pied de pales et d'observer leur évolution dans le sillage de l'hydrolienne. En  $x^* = 0$ , nous voyons apparaître sur la première vue qui correspond au modèle actuator-line (en bas) l'empreinte des pales ainsi que les tourbillons de bout et de pied de pale générés sur chacune des lignes tournantes (en rouge). Sur les plans  $xy$  et  $xz$  correspondants, nous retrouvons également ces tourbillons qui sont convectés en aval de l'hydrolienne. *A contrario*, ce comportement n'apparaît pas sur le modèle actuator-disc dans lequel le comportement dynamique de rotation des pales n'est pas pris en compte. Cette différence est visible uniquement en proche sillage. A mesure que l'on s'éloigne de l'hydrolienne, les deux modèles adoptent des comportements globalement similaires avec un point de rencontre des tourbillons de pied et de bout de pales situé environ en  $x^* = 5$  et une diffusion de sillage plus en aval. Il conviendra par ailleurs de noter que le sillage généré par le modèle actuator-line semble légèrement plus dynamique que celui généré par le

modèle actuator-disc. Cela peut être observé au niveau de l'étirement des tourbillons de pied et de bout de pales qui est déjà bien marqué dès  $x^* = 2$  dans le cas actuator-line et n'apparaît qu'entre  $x^* = 3$  et  $x^* = 4$  dans le cas actuator-disc. Le cas actuator-line présente également une agitation turbulente sensiblement supérieure dans la zone de diffusion du sillage à partir de  $x^* = 5$ . Les figures 4.37 et 4.36 permettent de comparer les modèles actuator-line et actuator-disc. En proche et moyen sillage, le taux d'intensité turbulente moyen est comparable entre les deux modèles. En revanche, la turbulence semble passer légèrement plus rapidement d'une forme de plateau à une forme de cloche en meilleur accord avec les résultats de référence (dès  $x^* = 7$ ) pour le modèle actuator-line. En sillage lointain, les deux modèles obtiennent des résultats équivalents.

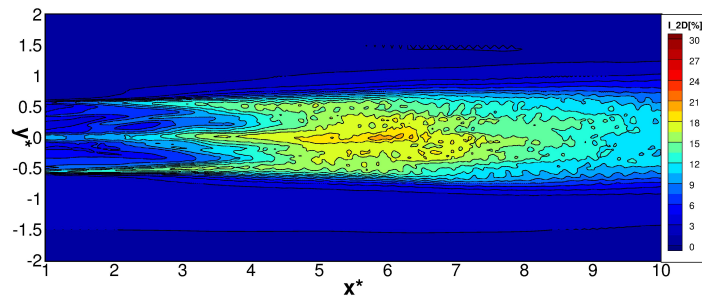
Les figures 4.33 et 4.37 présentent les champs de taux de cisaillement moyens que nous obtenons et les comparent au résultat de référence. Les champs que nous obtenons ne sont pas en accord avec le cas de référence et ce pour l'ensemble des simulations que nous avons réalisées. Cela n'est pas étonnant car les termes de cisaillement sont difficiles à obtenir et demandent en général une discrétisation de grille beaucoup plus fine que celle que nous utilisons. De plus le modèle de turbulence de sous-maille que nous utilisons est isotrope (modèle de Smagorinsky) et fait une approximation importante sur les termes fluctuants du champ de vitesse. Néanmoins, comme les champs de vitesse axiale et d'intensité turbulente que nous obtenons sont en bon accord avec le cas de référence pour ce niveau de discrétisation (cf. 4.2.4.3) et que nous souhaitons être capable de réaliser des simulations en un temps réduit, nous choisissons de laisser de côté les comparaisons sur les taux de cisaillement moyens. Dans la suite du document, nous nous concentrons uniquement sur les champs de vitesse axiale et d'intensité turbulente.



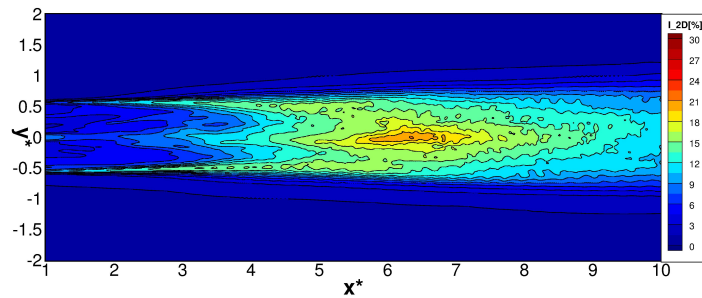
a



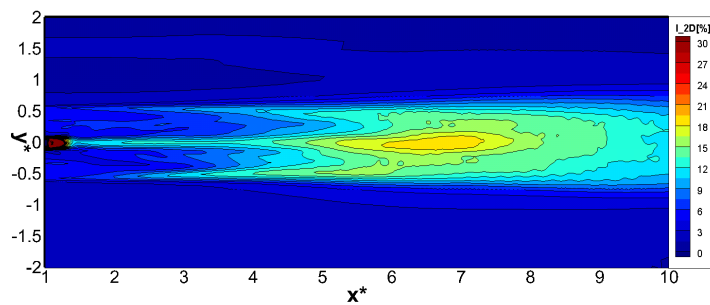
b



c

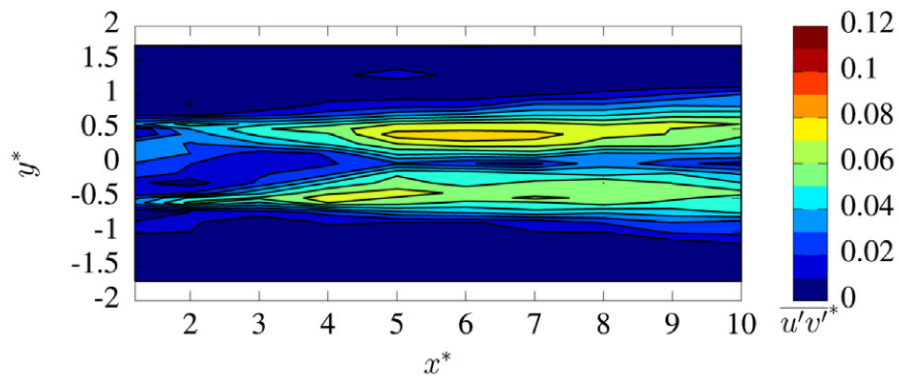


d

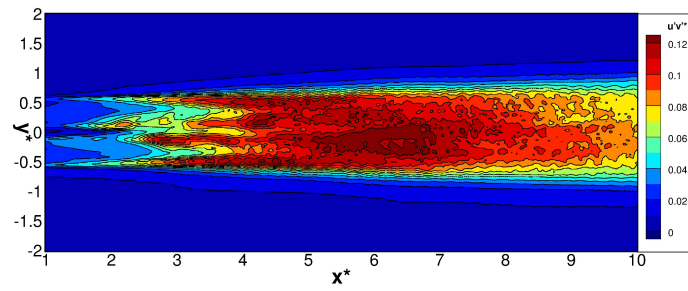


e

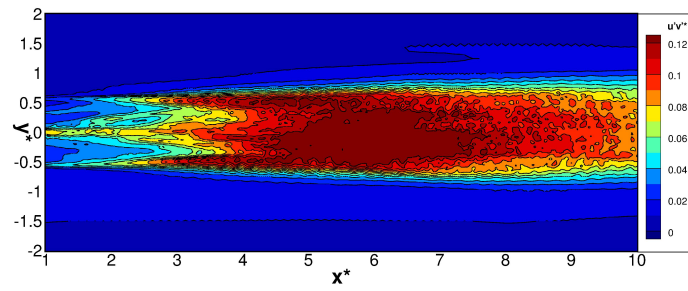
FIGURE 4.32 – Comparaison des champs de taux d'intensité turbulente moyens dans le sillage pour un taux d'intensité turbulente ambiant  $I_\infty=3\%$  (a : Mycek et al., b : pas de moyeu, c : moyeu cylindrique, d : moyeu sphérique, e : moyeu cylindrique long.)



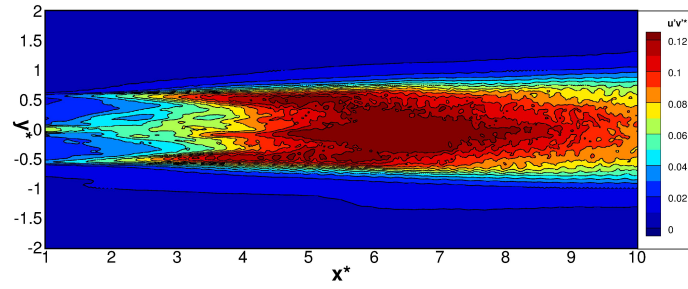
a



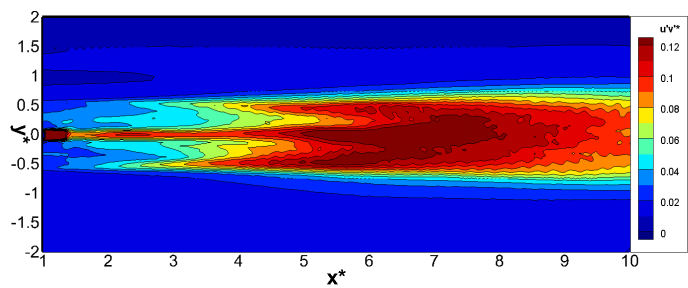
b



c



d



e

FIGURE 4.33 – Comparaison des champs de taux de cisailment moyens dans le sillage pour un taux d'intensité turbulente ambiant  $I_\infty=3\%$  (a : Mycek et al., b : pas de moyeu, c : moyeu cylindrique, d : moyeu sphérique, e : moyeu cylindrique long.)

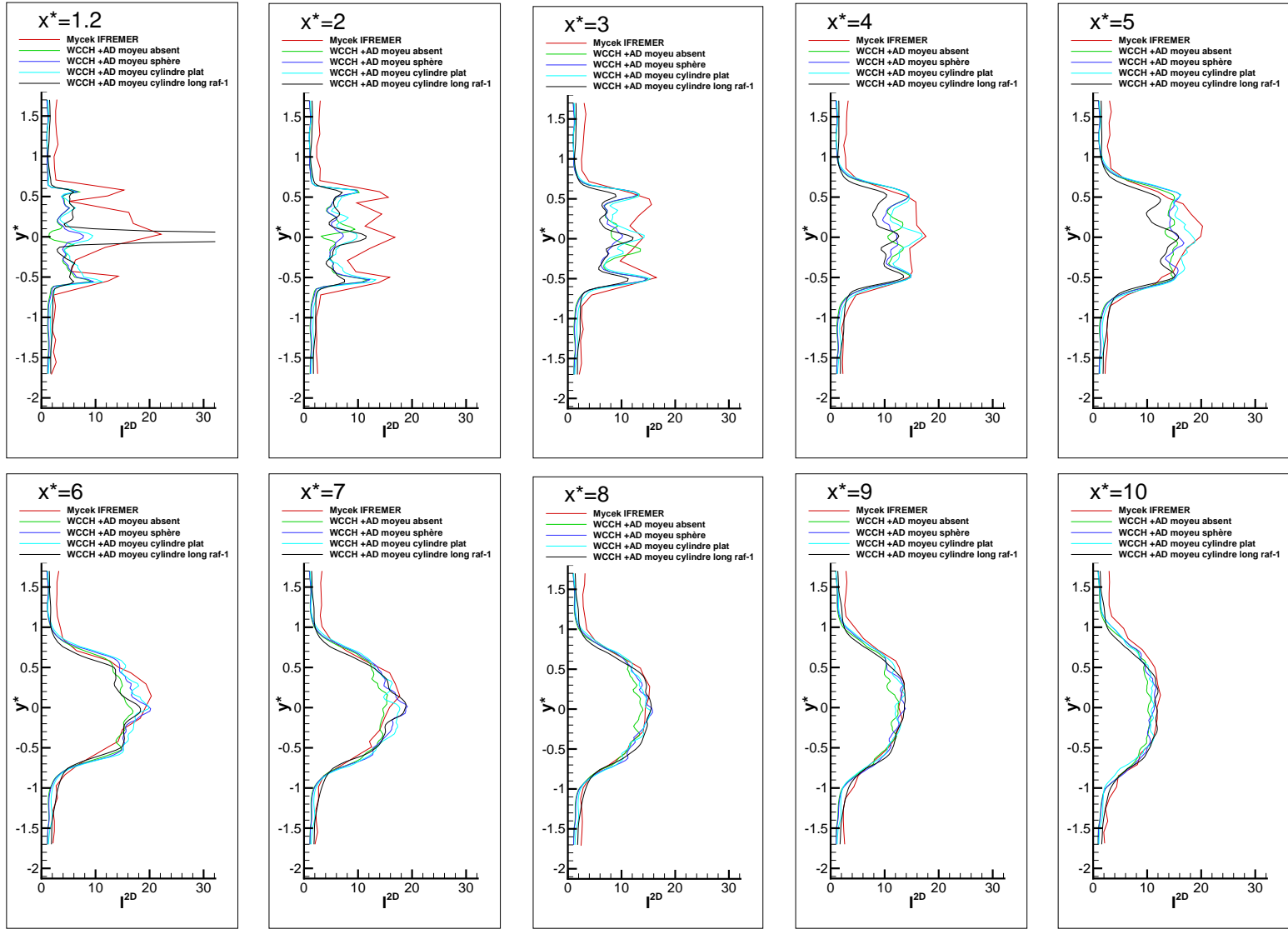


FIGURE 4.34 – Influence du moyeu sur les profils de taux d'intensité turbulente moyenne dans le sillage pour un taux de turbulence moyen  $I_\infty=3\%$ .

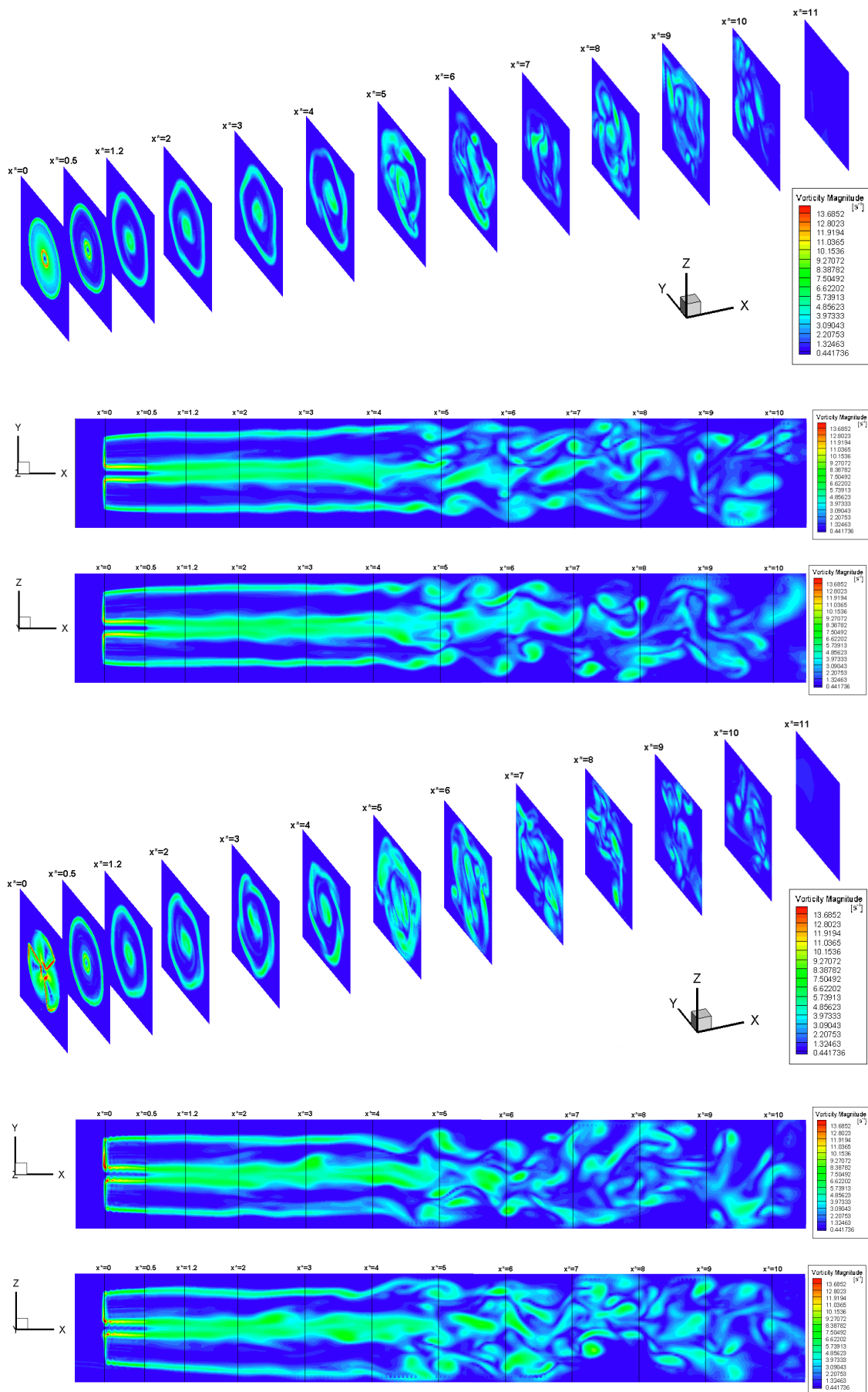


FIGURE 4.35 – Champs instantanés de vorticité à  $t = 75 s$  autour du modèle actuator-disk (haut) et du modèle actuator-line (bas) pour une intensité turbulente ambiante de 3% sans moyeu et pour le raffinement raf-1.

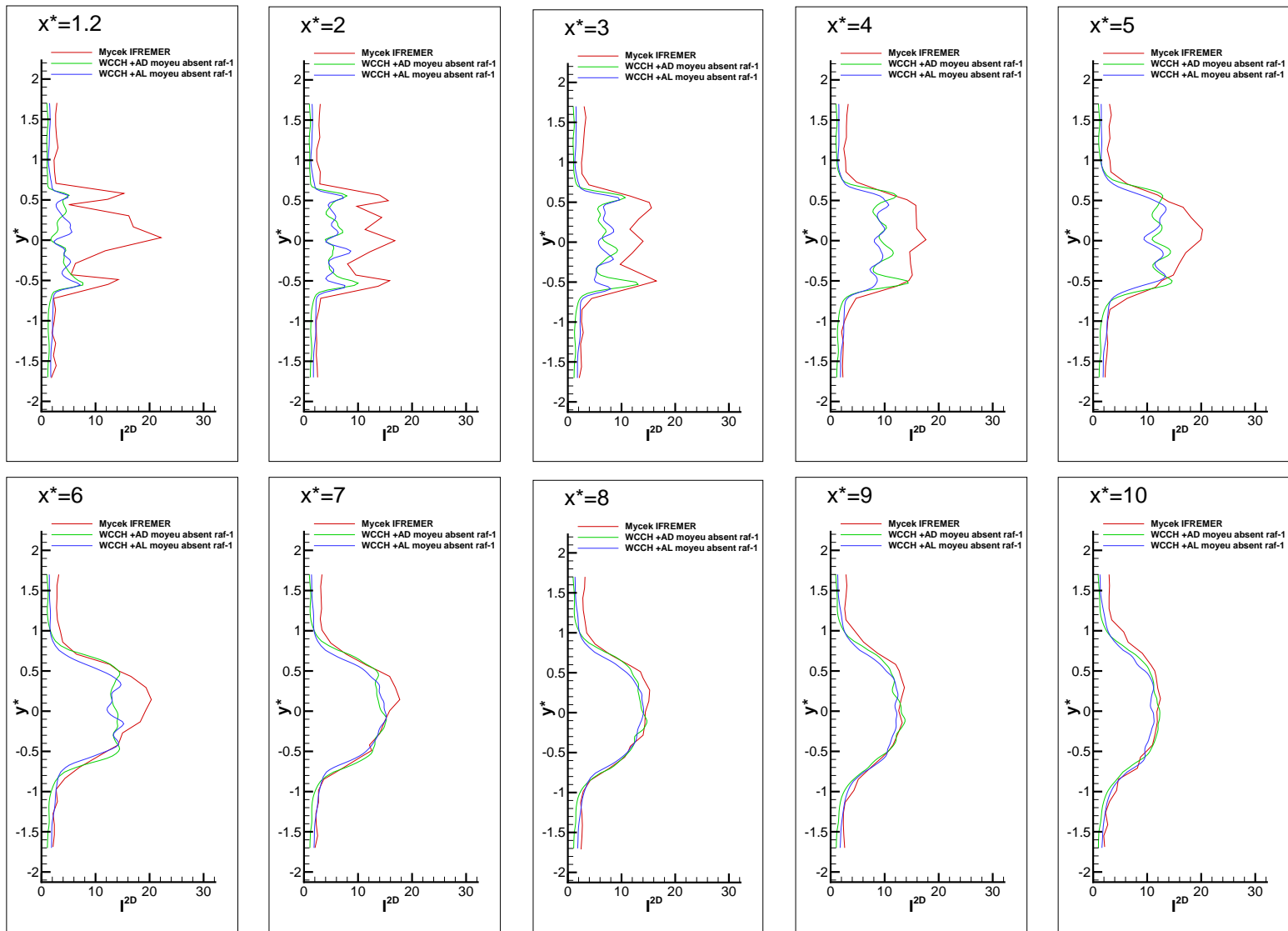


FIGURE 4.36 – Influence du modèle d’hydrolienne (AD ou AL) sur les profils de taux d’intensité turbulente moyenne dans le sillage pour un taux de turbulence moyen  $I_\infty = 3\%$ .

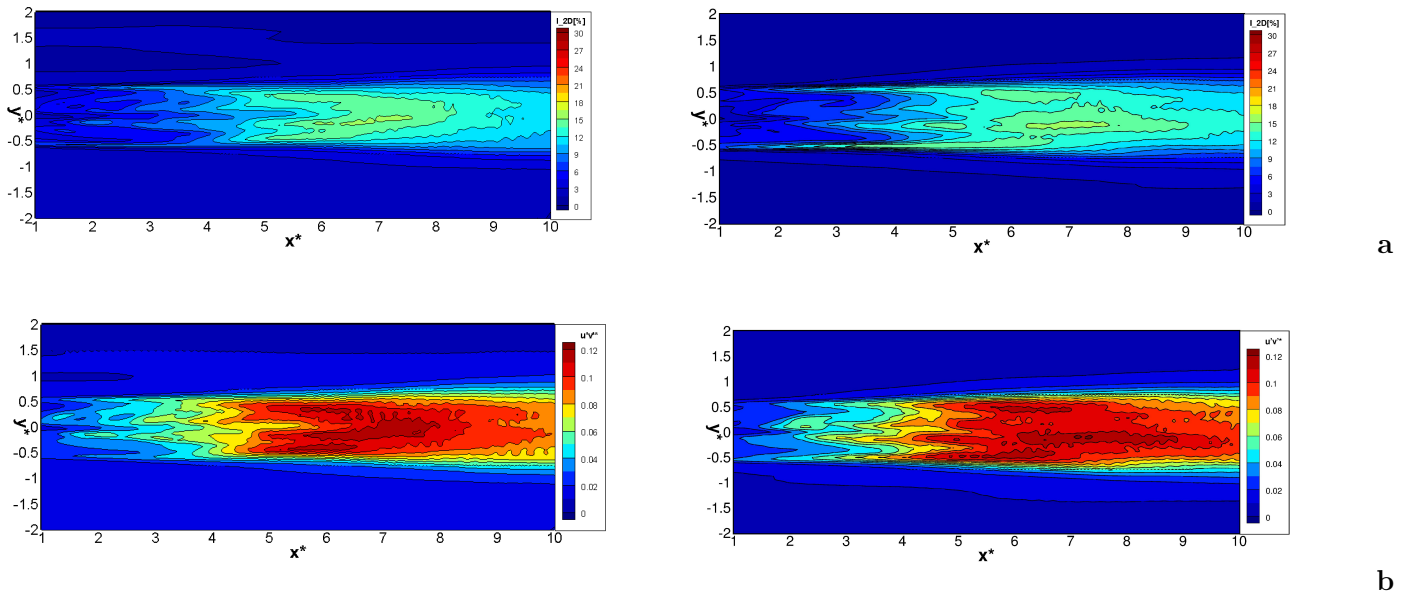
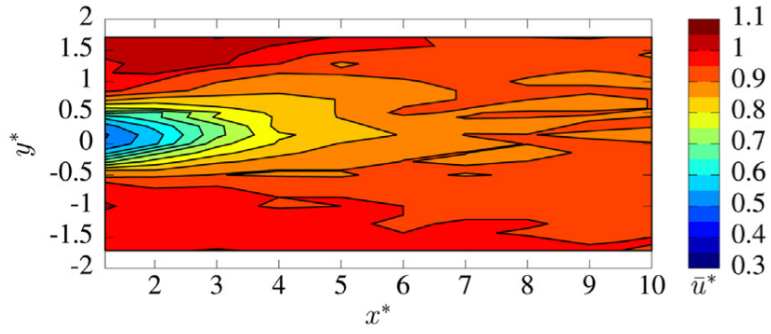


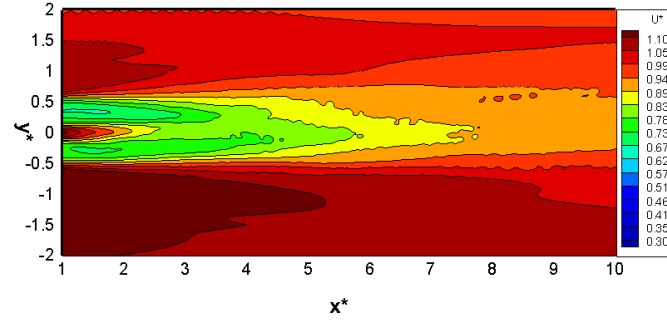
FIGURE 4.37 – Comparaison des taux d’intensité turbulente moyens (a) et de taux de cisaillement moyens (b) dans le sillage pour un taux d’intensité turbulente ambiant  $I_\infty=3\%$  entre le modèle actuator-line (colonne de gauche) et le modèle actuator-disc (colonne de droite).

#### 4.2.4.4.2 Taux d’intensité turbulente ambiant $I_\infty=15\%$

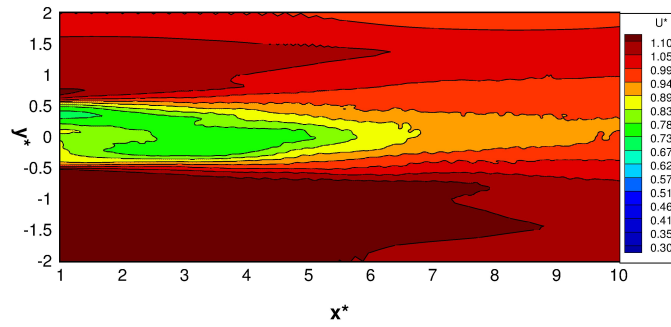
**Cinématique globale des sillages :** La figure 4.38 met en comparaison les champs de vitesse axiale moyenne obtenus avec notre code pour les quatre configurations de moyeu avec le cas de référence. De la même manière que pour l’étude avec le taux d’intensité turbulente ambiante de 3%, l’objectif est d’identifier et de quantifier l’impact de la prise en compte ou non du moyeu dans la simulation de l’écoulement autour d’une hydrolienne. Dans l’ensemble, nous remarquons que l’impact de la machine se fait sentir un peu plus loin dans le sillage de nos simulations que dans le cas de référence. Les résultats obtenus restent néanmoins compris dans les marges d’erreur de mesure. Une fois encore, la simulation du moyeu provoque une réduction de l’effet Venturi dans le proche sillage au centre de l’hydrolienne. La figure 4.39 montre les profils de vitesse axiales correspondants. A partir de  $x^* = 4$  et jusqu’à la fin du domaine étudié ( $x^* = 10$ ), les vitesses axiales moyennes simulées sont contenues dans les marges d’erreur de mesure des essais expérimentaux. Par conséquent, la présence d’un moyeu n’a pas un impact significatif sur les sillages moyens et lointains dans cette configuration d’écoulement. Nous notons également, pour les résultats avec moyeu cylindrique long, en  $x^* = 1.2$ , un creux de vitesse qui est dû au positionnement de notre point de mesure (directement derrière le moyeu) et à la faible densité de maillage utilisée pour le nombre de Reynolds considéré.



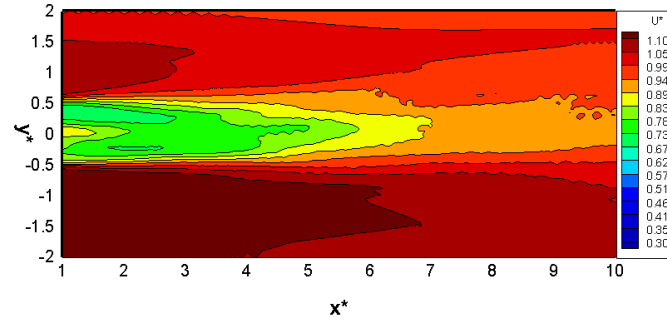
a



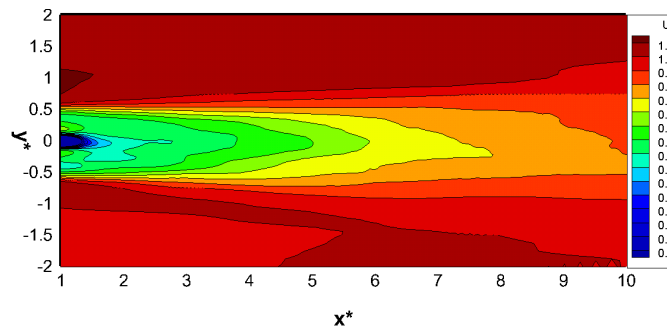
b



c



d



e

FIGURE 4.38 – Comparaison des champs de vitesse moyens dans le sillage pour un taux d'intensité turbulente moyen ambiant  $I_{\infty}=15\%$  (a : Mycek et al., b : pas de moyeu, c : moyeu cylindrique, d : moyeu sphérique, e : moyeu cylindrique long)

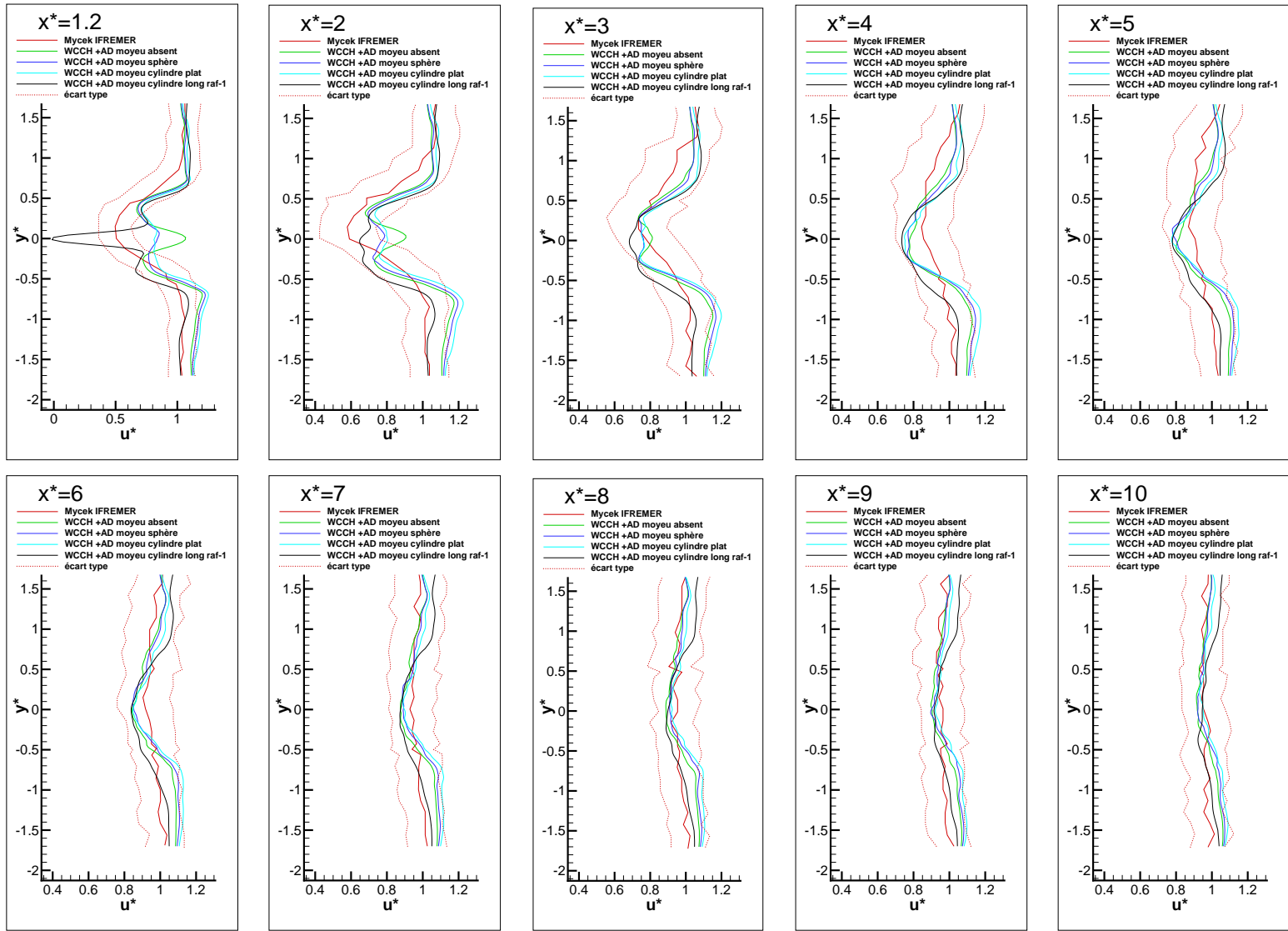


FIGURE 4.39 – Influence du moyeu sur les profils de vitesse axiale moyenne dans le sillage pour un taux d'intensité turbulente moyen ambiant  $I_\infty = 15\%$ .

**Propriétés turbulentes des sillages :** Les deux vues qui composent la figure 4.40 sont des illustrations du comportement turbulent simplifié des sillages d’hydroliennes pour les cas faiblement turbulent (vue **a**) et moyennement turbulent (vue **b**). L’augmentation de l’intensité turbulente ambiante a tendance à «raccourcir» les sillages en favorisant le mélange en son sein. Cela a pour effet de raccourcir la zone de génération des tourbillons de pieds et de bouts de pales en provoquant leur rencontre plus tôt dans le sillage. La figure 4.41 fournit une comparaison des champs de taux d’intensité turbulente moyens obtenus avec notre code pour les quatre configurations de moyeu et le cas de référence. Un bon accord est observé entre tous les cas simulés et celui de référence en ce qui concerne la forme globale du sillage. La figure 4.42 présente les profils moyens associés. On remarque un décalage global des résultats de simulations à la gauche des courbes de référence. Ceci vient du fait que le taux d’intensité turbulente ambiant est inférieur à celui attendu (7% au lieu de 15%). Il est donc normal que nous sous-estimons la turbulence et que nos résultats soient inférieurs à ceux du scénario de référence. Dans l’ensemble, la présence d’un moyeu n’influe pas de manière significative sur le taux d’intensité turbulente.

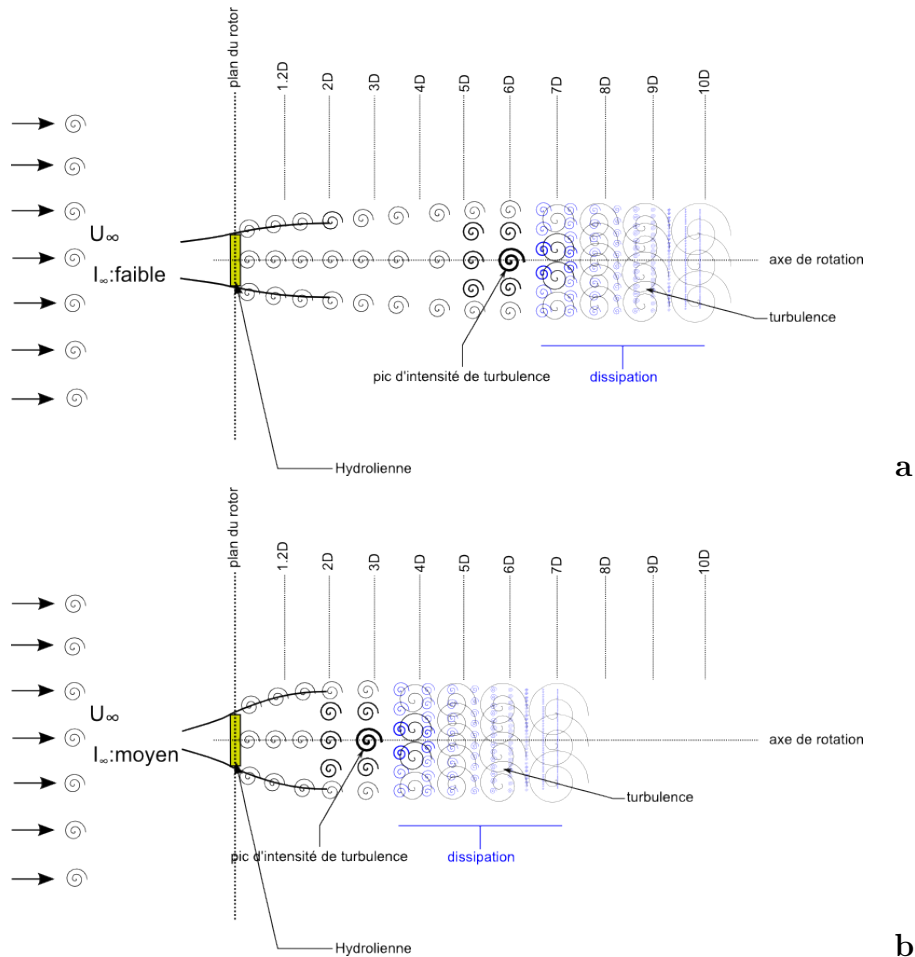
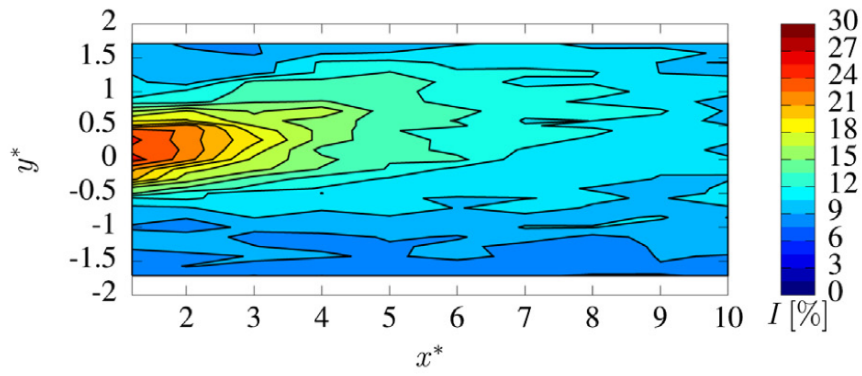
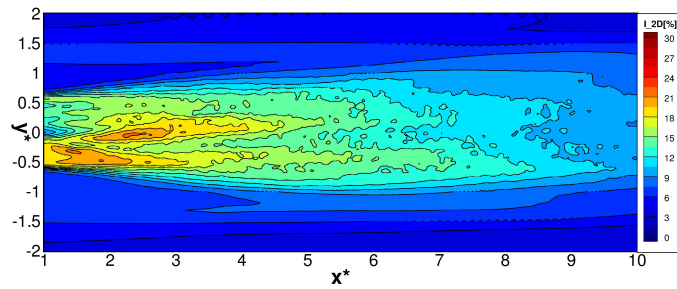


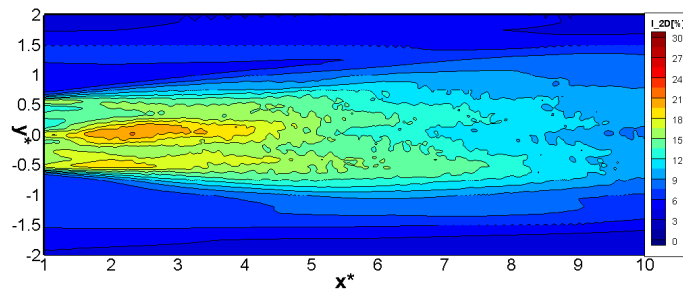
FIGURE 4.40 – Comportement dynamique du sillage derrière une hydrolienne dans le cas d’un courant incident faiblement turbulent (**a**) et dans le cas d’un courant incident moyennement turbulent (**b**).



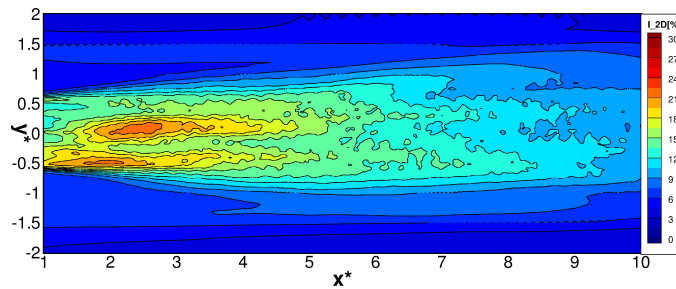
a



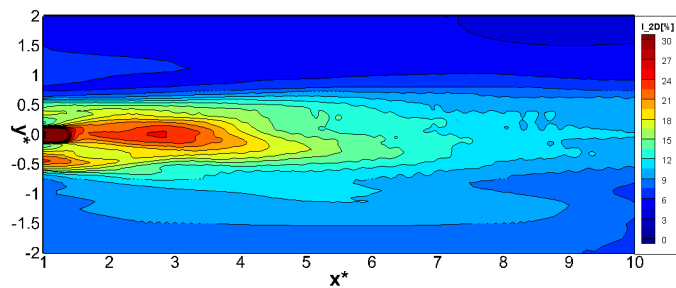
b



c



d



e

FIGURE 4.41 – Comparaison des champs de taux d'intensité turbulente moyens dans le sillage pour un taux d'intensité turbulente moyen ambiant  $I_\infty=15\%$  (a : Mycek et al., b : pas de moyeu, c : moyeu cylindrique, d : moyeu sphérique, e : moyeu cylindrique long)

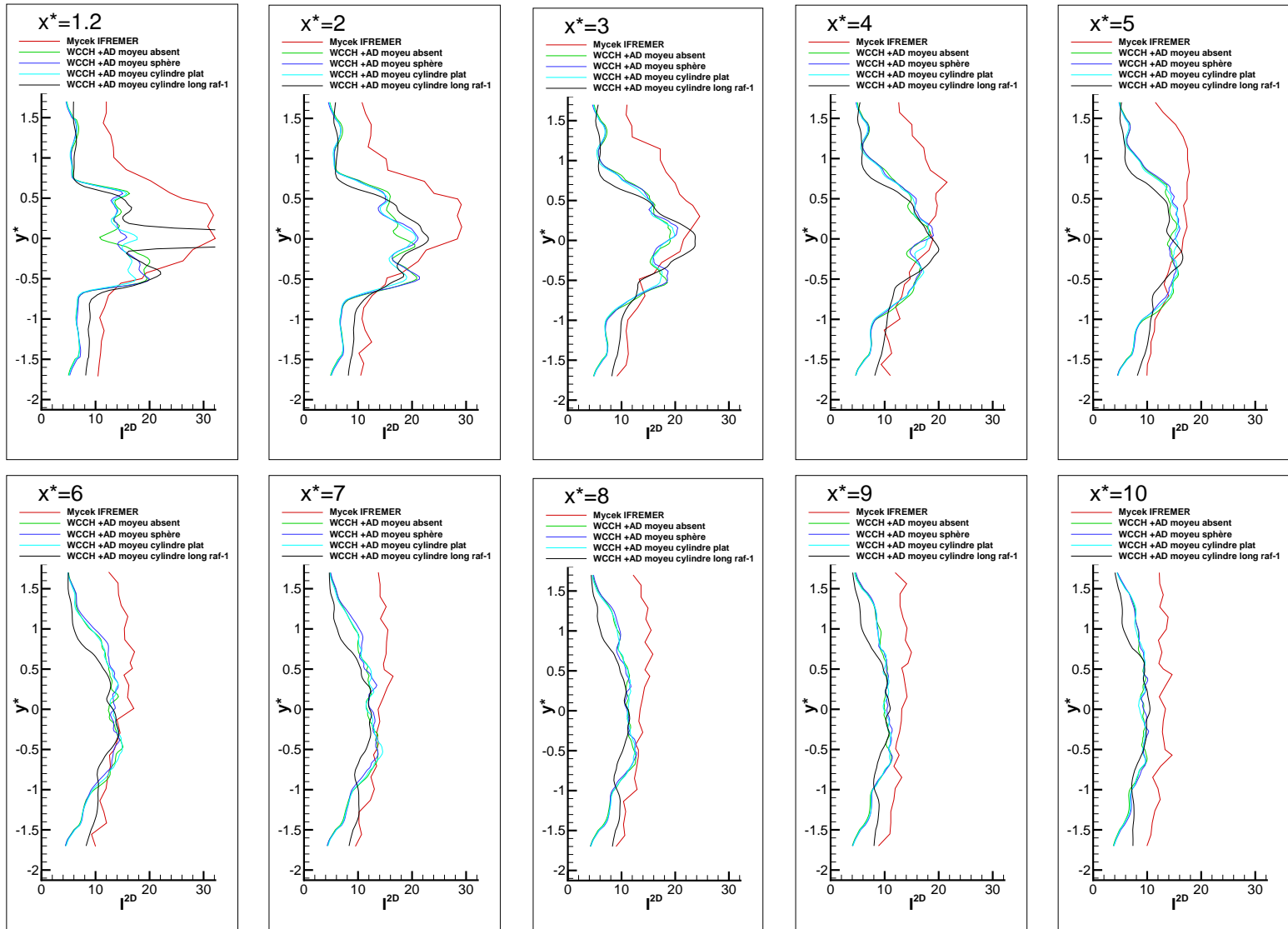


FIGURE 4.42 – Influence du moyeu sur les profils de taux d'intensité turbulente moyen dans le sillage pour un taux de turbulence moyen ambiant  $I_\infty = 15\%$ .

## 4.2.5 Synthèse globale sur les résultats

Cette étude nous a permis de déterminer s'il est important de prendre en compte le moyeu dans les simulations que nous réaliserons à l'avenir. Elle nous permet de dire que, dans les cas de courants axi-symétriques faiblement et moyennement turbulents, il n'est pas nécessaire de le prendre en compte pour les applications que nous visons. En effet, les résultats observés en sillage lointain sont équivalents dans les simulations avec et sans prise en compte du moyeu. Lorsque le taux d'intensité de la turbulence ambiante augmente, il est encore moins nécessaire de prendre en compte le moyeu car son impact sur le sillage se propage de moins en moins loin en aval de l'hydrolienne. Cependant, il faudra être prudent dans le cas de courants qui présenteront un angle d'incidence, car dans ce cas, l'interaction entre les tourbillons de bout de pales et le moyeu, ainsi que les tourbillons générés par le moyeu lui-même pourraient modifier le sillage de manière plus marquée. Une étude complémentaire sera nécessaire pour déterminer l'importance de la prise en compte du moyeu dans le cas de courants avec angle d'incidence.

En ce qui concerne le proche sillage, une conclusion intéressante est qu'il n'y a pas de grandes différences entre les simulations avec moyeux sphériques et cylindriques, mais qu'une légère amélioration est notée lorsque nous nous rapprochons de la vraie forme du moyeu. Cette affirmation est valable uniquement pour le cas faiblement turbulent. En effet, pour le cas avec une turbulence plus élevée, la forme du moyeu n'a pas d'impact significatif. Les résultats avec une turbulence plus élevée sont tout de même à prendre avec précaution. En effet, les coefficients hydrodynamiques utilisés dans nos modèles ont été déterminés pour la valeur moyenne de l'écoulement. Les champs de forces générés par nos modèles d'hydroliennes ne prennent donc pas en compte les variations de courant dues aux phénomènes turbulents. Par conséquent, plus l'intensité turbulente ambiante est élevée, plus nos résultats de simulation sont différents des résultats expérimentaux [1]. Une méthode de calcul dynamique des coefficients hydrodynamiques de nos modèles sera développée suite à ce doctorat.

Même si les résultats observés sont légèrement meilleurs avec le moyeu dans le sillage proche, il y a encore des écarts qui pourraient sans doute être diminués en raffinant localement le maillage autour du moyeu. Cependant, comme les modèles d'hydroliennes développés sont convergés en espace pour les vitesses axiales et l'intensité turbulente, avec le niveau de raffinement que nous utilisons actuellement, cela représenterait un surcoût de calcul qui ne nous semble pas justifié pour les applications que nous visons. En effet, nous souhaitons être capable de modéliser le sillage qui impacterait des hydroliennes en aval, et ces hydroliennes seraient probablement installées en sillage lointain (entre 6 et 10 diamètres).

De manière globale, à partir de  $x^* \approx 6$ , les profils de vitesse et de taux d'intensité de turbulence moyens sont très proches pour les simulations avec et sans prise en compte du moyeu sur l'ensemble des grandeurs physiques observées. Pour être capable de répondre à la problématique de la thèse qui est la modélisation de sillages lointains, et pour les applications visées par l'outil, nous considérons qu'il n'est donc pas nécessaire à première vue, de prendre en compte les moyeux dans nos calculs.

Les résultats que nous obtenons avec le modèle dynamique actuator-line sont très proches de ceux obtenus avec le modèle statique actuator-disc. Cela était attendu étant donné que nous validons l'outil sur des champs moyennés en temps et que le

courant est axial et présente une turbulence ambiante faible. Ce modèle a été mis en place tardivement dans le déroulement du doctorat, et n'a donc pu être validé que sur des cas avec un taux d'intensité turbulente ambiant de 3%. Cependant, dans des cas présentant une turbulence plus forte et/ou des courants avec un angle d'incidence, il sera certainement beaucoup plus performant puisqu'il est en mesure de prendre en compte de manière dynamique les effets instationnaires liés aux pales des hydroliennes. Des calculs complémentaires de validations sur ce modèle seront également effectués suite à ce doctorat.

L'outil ainsi constitué permet de capturer correctement l'évolution des différents profils observés en comparaison avec les résultats expérimentaux pris en référence [1]. Notre outil semble donc apte à faire de la prédiction, et notamment en vue de simuler des fermes d'hydroliennes avec interactions de sillages. La prochaine étape de validation avant une vraie ferme concernera l'interaction entre deux hydroliennes comme par exemple avec les expérimentations de Mycek et al. [76].



# Chapitre 5

## Cas démonstratifs et évaluation des ressources CPU nécessaires

Les résultats présentés dans cette section ont pour but de montrer les différentes fonctionnalités de notre outil à travers deux cas démonstratifs. En premier lieu, nous présentons un cas de simulation du rendement d'une ferme de sept hydroliennes modélisées au moyen d'actuator-discs. Dans un second temps, nous présentons un cas d'écoulement autour de trois hydroliennes modélisées avec des actuator-lines, sur une topographie de fond marin extraite du Raz-Blanchard. Enfin, nous présentons une évaluation des performances de notre outil en termes de temps de calcul et de ressources nécessaires pour son fonctionnement.

### 5.1 Production énergétique dans une ferme de sept hydroliennes

Cet outil de calcul doit être capable de prédire avec une bonne précision la production énergétique d'une ferme d'hydrolienne en fonctionnement dans un milieu donné. Le rendement énergétique de la ferme dépend de plusieurs facteurs, et notamment du positionnement des hydroliennes les unes par rapport aux autres. En effet, une hydrolienne placée en aval d'une autre hydrolienne est impactée par un courant d'une magnitude plus faible, et produit donc moins d'énergie. Dans une optique d'optimisation d'agencement de fermes, il est donc important de pouvoir déterminer le meilleur positionnement des hydroliennes. Cet optimum correspond dans la majeure partie des cas à l'agencement où un maximum d'énergie est extrait par la ferme.

Le domaine de simulation adopte la forme d'un parallélépipède rectangle de dimensions  $x \in [-50\text{ m}; 350\text{ m}]$ ,  $y \in [-50\text{ m}; 100\text{ m}]$  et  $z \in [-50\text{ m}; 50\text{ m}]$ . Il est composé de  $2.1 \times 10^6$  mailles également de forme parallélépipédiques rectangle de 3.125 m suivant  $x$ , 1.17 m suivant  $y$  et 0.78125 m suivant  $z$ . Le maillage est uniforme dans tout le domaine de simulation (aucun raffinement local n'est réalisé). La figure 5.1 présente l'agencement de ferme qui est utilisé. La ferme est composée de sept hydroliennes (TT : Tidal Turbine) dont les coordonnées sont résumées dans le tableau 5.1. Chacune d'elles a un rotor de 18 m de diamètre et un moyeu (non-modélisé) de

3 m de diamètre. Leur vitesse de rotation initiale (nominale) est de 20 rpm.

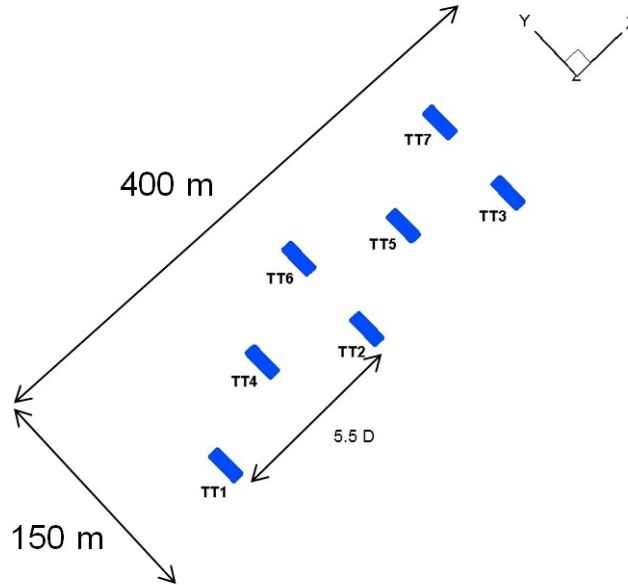


FIGURE 5.1 – Agencement des hydroliennes pour le cas démonstratif de production énergétique.

Nom	Coordonnée x [m]	Coordonnée y [m]	Coordonnée z [m]
TT1	0	0	0
TT2	100	0	0
TT3	200	0	0
TT4	50	25	0
TT5	150	25	0
TT6	100	50	0
TT7	200	50	0

TABLE 5.1 – Positionnement des hydroliennes dans le domaine de simulation.

En début de calcul, le champ de vitesse est initialisé à  $3.5 \text{ m.s}^{-1}$  dans l'ensemble du domaine de simulation. Le courant est ensuite maintenu à cette même valeur en imposant sur la frontière d'entrée (plan  $yz$  en  $x = -50 \text{ m}$ ) un courant non-turbulent de magnitude égale à  $3.5 \text{ m.s}^{-1}$  dirigé suivant l'axe des  $x$  dans le sens positif. Sur la frontière de sortie (plan  $yz$  en  $x = 350 \text{ m}$ ) et sur les frontières latérales du domaine de simulation, une condition de sortie infinie est imposée. Pour de plus amples précisions, nous renvoyons le lecteur à la section 2.4.1.

Le calcul présenté est une simulation de 240 s physiques réalisée en 24 heures sur 128 cœurs de calcul basés sur une architecture bi-processeurs 4-cœurs Intel Nehalem EP cadencés à 2,8 GHz.

La figure 5.2 présente les résultats obtenus et leur évolution au cours du temps. A chaque instant, la vue du haut montre un contour d'iso-vorticité et la vue du bas les puissances produites au sein de la ferme. Ces puissances sont adimensionnées par la puissance nominale des hydroliennes. La courbe noire représente l'évolution de la

puissance totale générée par la ferme, et les courbes de couleur les puissances par machines. Dans ce cas de démonstration, les hydroliennes sont régulées en vitesse de rotation en fonction de la vitesse moyenne du courant mesurée en amont. Cette stratégie simpliste de régulation, qui est utilisée comme exemple, peut facilement être enrichie pour faire intervenir d'autres paramètres comme par exemple l'angle de pitch des pales. Néanmoins, nous avons considéré que cette méthode de régulation est suffisante en première approche pour montrer la faisabilité de la prédiction de puissance développée au sein de notre outil. La puissance produite par hydrolienne est calculée comme suit :

$$P = C\Omega, \quad (5.1)$$

avec  $\Omega$  la vitesse de rotation de l'hydrolienne et  $C$  son couple calculé comme suit :

$$C = \sum_{i_r=1}^{Nr} F_{\theta}(i_r)r_{i_r}, \quad (5.2)$$

avec  $r_{i_r}$  la position suivant  $r$  du  $i_r$ ème élément du support cylindrique et  $F_{\theta}$  la composante tangentielle des forces induites par l'hydrolienne sur l'écoulement décrite par l'équation 3.34.

La puissance totale est calculée comme la somme des puissances de l'ensemble des hydroliennes :

$$P_{TOTAL} = \sum_{i=1}^7 C_i\Omega_i, \quad (5.3)$$

avec  $i$  l'indice de chaque hydrolienne.

Au début de la simulation ( $t \lesssim 20$  s), l'ensemble des hydroliennes produisent leur puissance nominale. En effet chacune d'elles voit le courant incident nominal car les sillages commencent à s'établir et aucune machine n'a encore été impactée par le sillage d'une autre hydrolienne. La puissance produite par la ferme est donc égale à 7 fois la puissance nominale d'une hydrolienne. A partir d'environ 20 s, les sillages provenant de la première rangée de machines (TT1, TT4, TT6) impactent la rangée d'hydroliennes immédiatement en aval (TT2, TT5, TT7). Dans le même temps, le sillage de l'hydrolienne TT2 impacte l'hydrolienne TT3. Les puissances produites par les machines impactées commencent alors à diminuer car leur vitesse de rotation diminue pour s'adapter au courant incident plus faible. Il est intéressant de noter que toutes les hydroliennes impactées par le sillage d'une hydrolienne amont réagissent en même temps. Cela est dû au fait qu'elles sont equi-distances les unes des autres suivant l'axe des  $x$  (5.5 D). A partir de 50 s, la puissance produite par la deuxième rangée d'hydroliennes (TT2, TT5, TT7) semble se stabiliser autour de 40% de leur puissance nominale. La puissance de l'hydrolienne TT3 se stabilise alors une trentaine de s après vers 30% de sa puissance nominale. Une fois l'écoulement établi, la puissance instantanée totale de la ferme est d'environ 4.5 fois la puissance nominale d'une hydrolienne et présente donc un rendement de 64%.

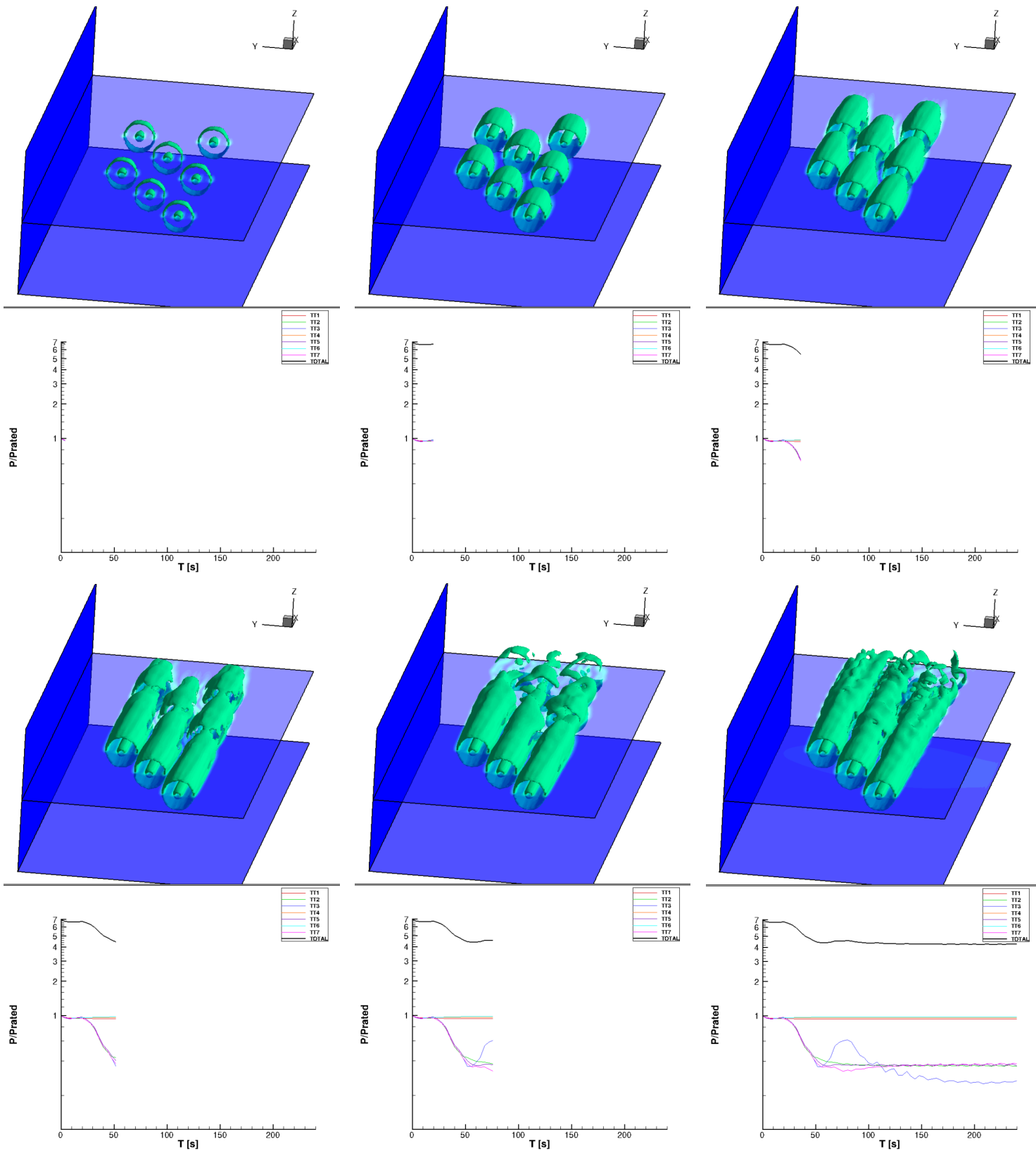


FIGURE 5.2 – Cas démonstratif de production énergétique pour une ferme de sept hydroliennes.

## 5.2 Topographie de fond marin variable : le cas du Raz-Blanchard

Pour être capable de réaliser des études de comportement de fermes d'hydroliennes sur des cas d'application réels, il est nécessaire de prendre en compte les topographies de fonds marins sur lesquels elles seront installées. En effet, la topographie du fond marin peut dans certains cas présenter des particularités et venir modifier localement les courants sur une zone d'implantation donnée. La figure 5.3, présente un extrait de topographie de fond marin du Raz-Blanchard sur lequel nous avons réalisé un cas de démonstration de trois hydroliennes en fonctionnement, modélisées au moyen d'actuator-lines. La zone de simulation a été choisie en fonction de critères simplistes comme la hauteur d'eau sur site mais également car elle présente un relief assez plat et pourrait donc potentiellement être un site d'implantation. Dans un but démonstratif et de manière à accentuer les effets de modifications sur les courants et rendre visibles les interactions entre le fond marin et les modèles d'hydroliennes, nous avons accentué le relief suivant l'axe des  $z$  (ratio 2). La zone extraite prend la forme d'un disque de 100 m de rayon et est aplanie sur ses bords de manière à les faire correspondre avec le niveau de la frontière du domaine sur lequel la topographie du fond marin est établie. De cette manière nous simplifions en première approche les interactions entre le fond marin et les autres frontières du domaine. Nous évitons ainsi le développement de conditions spécifiques de traitement aux interfaces. Enfin, nous réutilisons le modèle d'hydrolienne présenté dans les résultats de validation 4.2. De cette manière nous profitons du fait que le modèle d'hydrolienne est déjà calibré, ce qui facilite la mise en place de ce cas démonstratif. En revanche, leur diamètre de rotor est de 0.7 m (vitesse de rotation égale à 79.8 rpm), ce qui ne correspond pas aux dimensions des hydroliennes prévues dans le cadre des projets de fermes pilotes sur le Raz-Blanchard (20 m de diamètre). Nous avons donc mis à l'échelle le domaine de simulation en multipliant l'ensemble de ses dimensions par  $\frac{0.7}{20} = 0.035$ . La vue de gauche permet de localiser la zone utilisée et d'avoir un ordre de grandeur des fonds marins sur cette zone. La vue de droite montre le placement des trois hydroliennes dans le domaine de simulation.

La figure 5.4 présente une vue d'ensemble du domaine de simulation (en haut à gauche) et le maillage spatial associé (en haut à droite). Le domaine est cubique de côté 16.8 m et de dimensions  $x \in [-2.8 m; 14 m]$ ,  $y \in [-8.4 m; 8.4 m]$  et  $z \in [-4.2 m; 12.6 m]$ . Il est composé de  $5.4 \times 10^6$  mailles, également de forme cubiques. Les trois hydroliennes modélisées sont positionnées en  $(x = 5.2 m, y = -1.8 m, z = -2.7 m)$ ,  $(x = 3.8 m, y = 0, z = -2.85 m)$  et  $(x = 7 m, y = 1.8 m, z = -3.05 m)$ . Les deux vues du bas décrivent le maillage utilisé autour des modèles d'hydroliennes et dans leurs sillages (de 0 à 10 D en aval). La taille de grille minimale autour des hydroliennes est de  $\Delta_x = \Delta_y = \Delta_z = 1.64 \times 10^{-2}$  m soit environ 43 points par diamètres de machine. La taille de maille que nous utilisons sur le fond marin est de  $\Delta_x = \Delta_y = \Delta_z = 3.2 \times 10^{-2}$  m. Nous avons volontairement choisi une taille de grille plus grande que celle utilisée autour des modèles d'hydrolienne de manière à conserver des temps de calcul minimaux sur ce cas démonstratif. Une étude complémentaire sera conduite *a posteriori* de manière à quantifier le nombre de mailles nécessaires pour simuler avec précision les phénomènes turbulents au

voisinage des corps dans ces gammes d'écoulements ( $Re \in [10^5; 10^6]$ ). Cette étude constitue par ailleurs une étape primordiale dans le développement de notre code de calcul qui sera réalisé suite à ce doctorat. Les résultats présentés sont issus d'une simulation de 80 s physiques qui a été réalisée en 33 heures sur 400 cœurs de calcul basés sur une architecture bi-processeurs 4-cœurs Intel Nehalem EP cadencés à 2,8 GHz. Le maillage qui permet de prendre en compte la topographie du fond marin est positionné sur le plan  $yx$  en  $z = -4.2\text{ m}$  et est centré en  $x = 5.6\text{ m}$   $y = 0$ . Cette valeur de  $z$  correspond à la profondeur maximale réelle observée sur l'extrait de topographie utilisé, multipliée par le «ratio d'accentuation» puis mis à l'échelle de l'hydrolienne.

Les conditions aux limites utilisées sont analogues à celles utilisées dans les cas de validation présentés au chapitre 4, à l'exception du fond variable. En début de calcul, le champ de vitesse est initialisé à  $0.8\text{ m.s}^{-1}$  dans l'ensemble du domaine de simulation. Le courant est ensuite maintenu à cette même valeur en imposant sur la frontière d'entrée (plan  $yz$  en  $x = -2.8\text{ m}$ ) un courant turbulent d'intensité turbulente ambiante égale à 3% et de magnitude égale à  $3.5\text{ m.s}^{-1}$  dirigé suivant l'axe des  $x$  dans le sens positif. Sur la frontière de sortie (plan  $yz$  en  $x = 14\text{ m}$ ) et sur les frontières latérales du domaine de simulation, une condition de sortie infinie est imposée. Pour de plus amples précisions, veuillez vous référer à la section 2.4.1.

La figure 5.5 présente les résultats obtenus et leur évolution dans le temps. Un iso-contour de vorticité est choisi de manière à montrer les vortex de pieds et de bouts de pales sur chacune des hydroliennes. Les lignes de courants sont colorées en contour de vitesse axiale et permettent de voir la modification de l'écoulement entre l'amont et l'aval des machines. Nous notons une légère accélération de l'écoulement due à la présence de la pente que nous avons crée pour aplanir la topographie de fond marin sur ces bords au début de la topographie. Cette accélération semble impacter de manière significative l'hydrolienne 3 qui est la plus en amont. Les deux autres hydroliennes (1 et 2) semblent être placées assez en aval pour que la vitesse axiale retrouve une magnitude avoisinant les  $0.8\text{ m.s}^{-1}$ . En aval des trois hydroliennes, nous observons une diminution de la vitesse axiale et l'apparition de tourbillons de bouts de pales et de pieds de pales qui se prolongent dans leur sillage. Environ 5 diamètres en aval des machines, nous observons (sur la vue à  $t = 15\text{ s}$ ) l'apparition d'un phénomène de diffusion qui correspond certainement, comme nous l'avons vu dans la section 4, à la zone de rencontre entre les tourbillons de pieds et de bouts de pales qui amorcent la dissipation du sillage par phénomène turbulent. Nous observons également un phénomène de vrillage dans le sillage des hydroliennes. Cela est dû aux effets rotatifs induits par la rotation des pales sur l'écoulement. Nous notons enfin de légères modifications dans la direction du sillage des hydroliennes. Cela est particulièrement visible sur le sillage de l'hydrolienne 2 qui, à partir de 5 diamètres en aval, semble se décaler vers les  $y$  négatifs. Cela est cohérent car cette hydrolienne est placée sur la partie du fond marin qui présente le relief le plus accentué et son sillage semble suivre un creux de relief qui commence environ 3 diamètres en aval de la machine (voir figure 5.3, vue de droite : zone jaune entre les deux bandes rouges en aval de l'hydrolienne 2). Ces derniers commentaires sont toutefois à prendre avec précaution. En effet, il s'agit ici d'un cas de démonstration. Il conviendra de réaliser une ou plusieurs études précises pour être capable de quantifier les performances de

notre outil de simulation sur des cas de prise en compte de fonds marins et/ou leurs interactions avec les modèles d'hydroliennes développés au cours de ce doctorat.

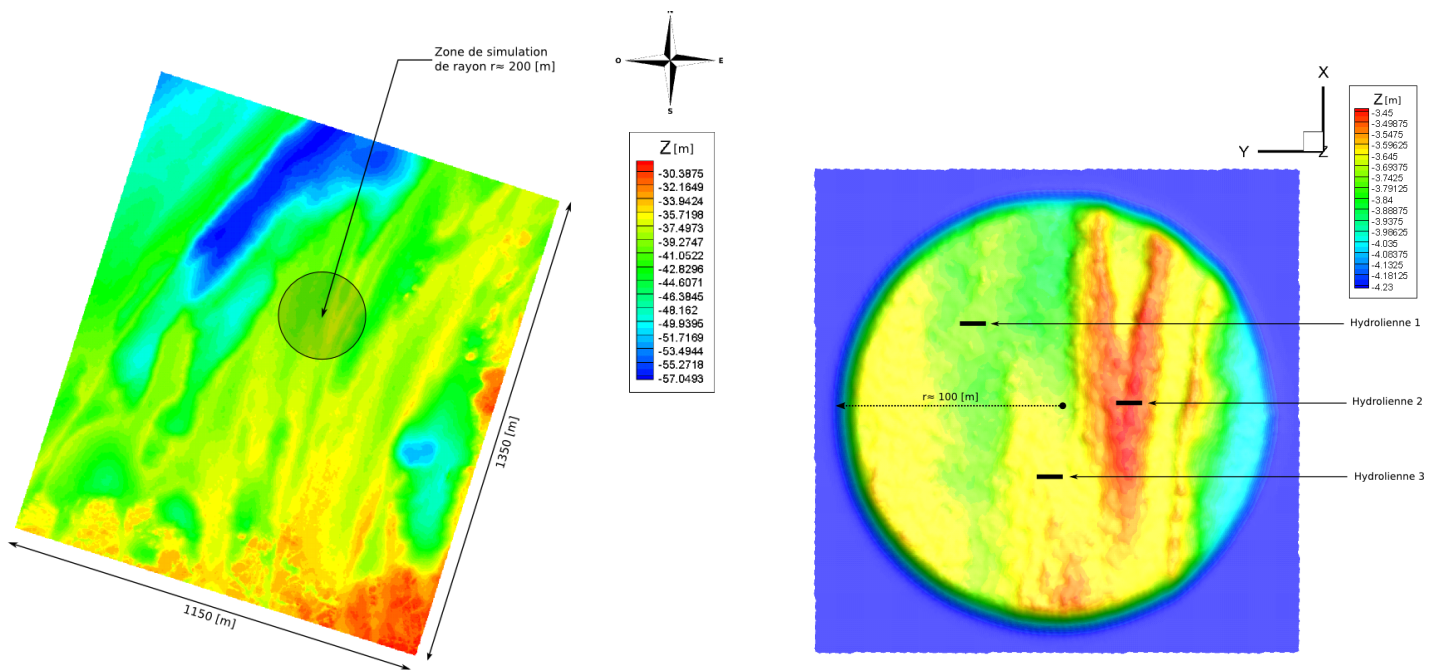


FIGURE 5.3 – Topographie de fond marin : Zone du Raz-Blanchard utilisée pour le cas démonstratif de trois hydroliennes en fonctionnement sur une topographie de fond marin variable.

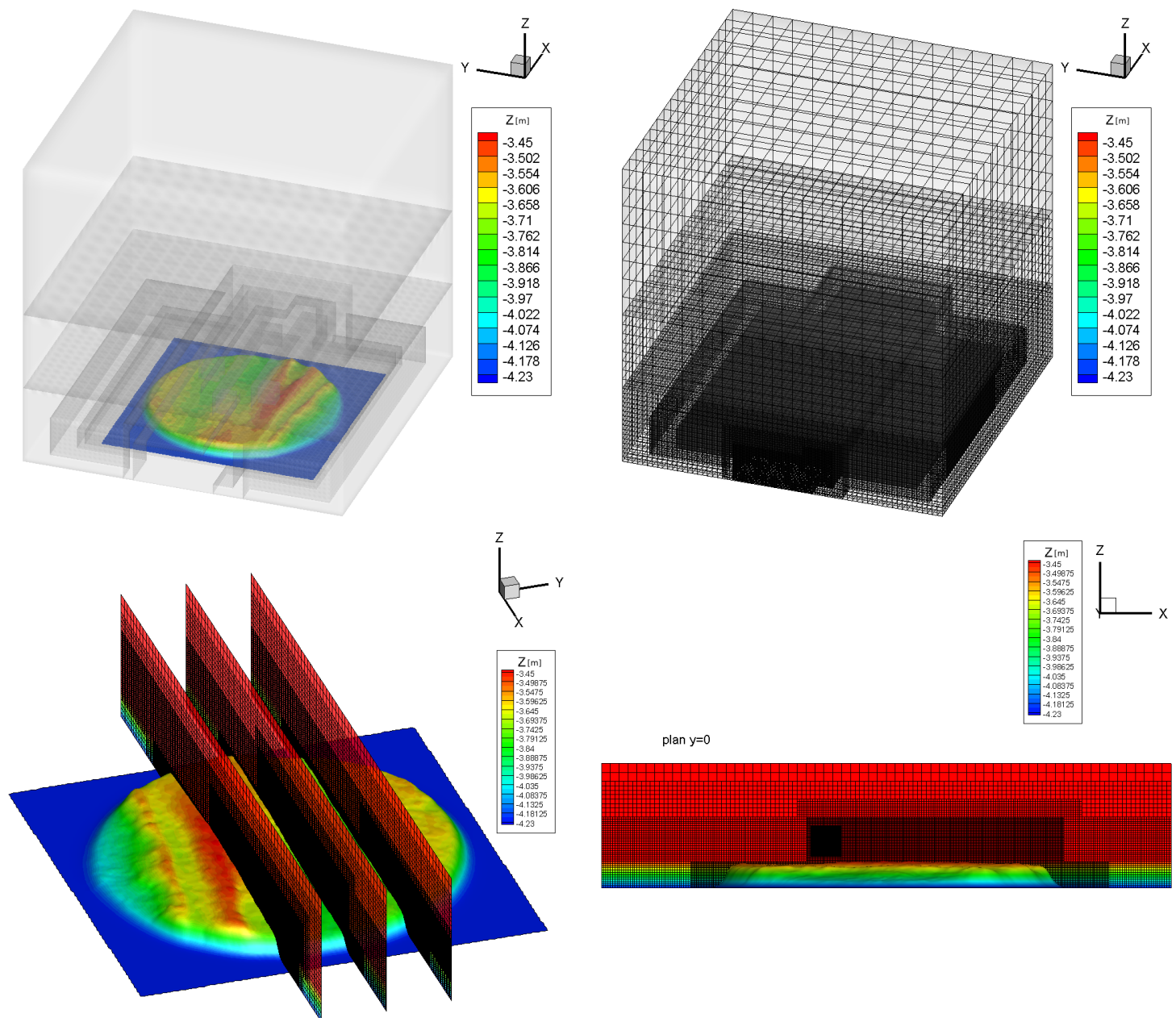


FIGURE 5.4 – Description du domaine de simulation et du maillage spatial associé.

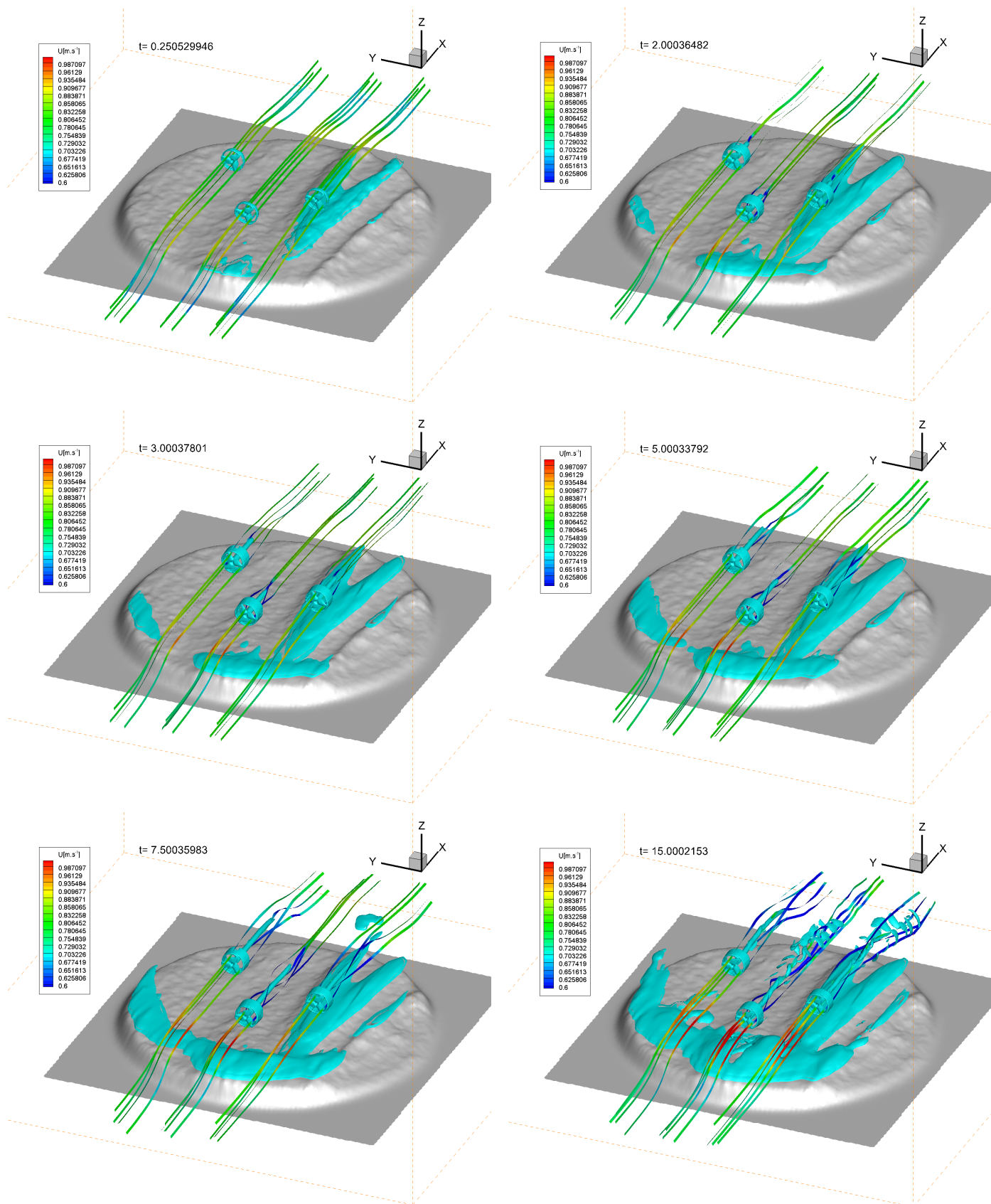


FIGURE 5.5 – Cas démonstratif de trois hydroliennes en fonctionnement sur une topographie de fond marin variable à différents instants.

### 5.3 Évaluation des ressources de calcul nécessaires pour les applications visées

De manière à évaluer si notre formulation est capable de répondre à des problématiques de bureau d'étude industriel, il est nécessaire d'estimer les besoins en ressources et en temps de calcul. Afin de donner une mesure rationnelle du temps CPU du code sur les applications ciblées, nous proposons de le définir en secondes par pas de temps et par cellule, et pour un cœur. Ainsi, en moyenne, nous observons un temps CPU de  $7.27 \times 10^{-5} \text{ s.coeur}^{-1} \cdot \text{ncellules}^{-1} \cdot \Delta t^{-1}$ .

La figure 5.6 présente une estimation des ressources de calcul nécessaires pour faire fonctionner notre outil de simulation sur des exemples appliqués à échelle réelle. Trois cas sont présentés :

- le cas d'une hydrolienne seule.
- le cas d'une ferme pilote de 10 hydroliennes disposées sur 2 rangées.
- le cas d'une ferme pleine échelle de 100 hydroliennes disposées sur 5 rangées.

Le nombre de rangées dans les deux cas de ferme a été choisi de manière arbitraire pour tenter de représenter des cas réalistes. Pour ces estimations nous avons considéré des hydroliennes de 18 m de diamètre ayant une vitesse de rotation de 20 rpm et un courant amont de  $3.5 \text{ m.s}^{-1}$ . Le domaine de simulation permet de prendre en compte le sillage des hydroliennes de manière précise sur 180 m (c.a.d 10 diamètres d'hydrolienne). Enfin, deux hypothèses ont été faites pour réaliser ces estimations :

- nous avons considéré que pour obtenir un écoulement stabilisé, une particule fluide doit parcourir 7 fois la longueur du domaine de simulation.
- nous avons considéré que le nombre de mailles par diamètre d'hydrolienne nécessaire calculé à échelle maquette ( $Re = 5.6 \times 10^5$  4.2.4.3) est suffisant pour des écoulement à échelle réelle ( $Re = 6.3 \times 10^7$ ).

Dans ces trois exemples nous considérons que 1000 coeurs de calcul sont utilisés. Cela semble réaliste vu l'orientation massivement parallèle que nous avons donné à l'outil et vu l'augmentation du nombre de processeurs disponibles sur les machines de calculs visées. Les temps de simulations estimés pour le cas d'hydrolienne seule (de l'ordre d'une demie journée) et celui de ferme pilote (de l'ordre de la semaine) sont acceptables dans un contexte de bureau d'étude industriel. Ces cas correspondent aux type d'études qui seront réalisées dans les années à venir. En revanche, le cas de ferme à pleine échelle entraîne des temps de simulation trop importants dans un contexte industriel. Une solution envisageable pour diminuer les temps de simulation serait d'augmenter la taille des pas de temps en passant à une formulation incompressible des équations de Navier-Stokes.

Ces tests ont été réalisés sur une architecture bi-processeurs 10-cœurs Intel Ivy Bridge cadencés à 2,5 GHz sur la machine de calcul ANTARES basée au CRIHAN (Rouen). Nous observons une très faible influence du type de modèle d'hydrolienne (actuator-disc ou actuator-line) sur les temps de calcul. Ces résultats ne sont bien sûr qu'une estimation et les temps de calcul pourront varier au cas par cas suivant les simulations réalisées, par exemple dans le cas de la prise en compte précise d'une topographie de fond marin.

<b>Cas 1 : Hydrolienne seule</b>			
Temps de simulation	Temps physique simulé	Nombre d'hydroliennes	Nombre de coeurs
12.45 heures	360 secondes	1	1000
<b>Cas 2 : Ferme pilote (10 hydroliennes sur 2 rangées)</b>			
Temps de simulation	Temps physique simulé	Nombre d'hydroliennes	Nombre de coeurs
10 jours	720 secondes	10	1000
<b>Cas 3 : Ferme pleine échelle (100 hydroliennes sur 5 rangées)</b>			
Temps de simulation	Temps physique simulé	Nombre d'hydroliennes	Nombre de coeurs
260 jours	1800 secondes	100	1000

FIGURE 5.6 – Estimation des ressources de calcul nécessaires pour faire fonctionner l’outil de simulation. Application à trois scénarios de calcul : une hydrolienne seule, une ferme pilote de 10 hydroliennes et une ferme à pleine échelle de 100 hydroliennes.



# Conclusions et perspectives

En début de doctorat, nous sommes repartis de la méthode de résolution des équations d'Euler tri-dimensionnelles développée dans [46] que nous avons enrichie d'une méthode de prise en compte des composantes visqueuses des équations de Navier-Stokes, puis d'une méthode de prise en compte de la turbulence. Cette étape était d'une grande importance pour être capable de simuler de manière réaliste des sillages d'hydroliennes turbulents. Une attention toute particulière a été portée à l'étude de la diffusion numérique du solveur pour permettre d'advecter les sillages loin en aval des hydroliennes en conservant les champs de pression et de vitesse correctement. La formulation a été validée sur un ensemble de cas tests académiques qui permettent d'attester de sa propriété faiblement diffusive.

Une méthode de prise en compte de conditions d'entrée turbulentes a également été mise en place. Elle permet d'obtenir des champs de vitesse tri-dimensionnels turbulents en entrée du domaine et donc de recréer un courant réaliste dans le domaine de simulation. Pour réussir à avoir dans le temps imparti cette fonctionnalité, nous avons décidé, en première approche, d'utiliser l'outil TurbSim [62] et d'interpoler les données de vitesses turbulentes sur l'entrée de notre domaine de simulation. Dans les simulations que nous avons réalisées, nous avons observé que les fichiers générés par TurbSim et que nous avons utilisés étaient sous-discrétisés par rapport à la taille des hydroliennes. La résolution de ces fichiers était limitée par la puissance du poste de travail utilisé dans le cadre de la thèse, mais pourra facilement être augmentée en utilisant une machine plus puissante. Enfin, nous avons également observé que l'interpolation linéaire utilisée ne permettait pas d'interpoler les champs de vitesse de TurbSim de manière satisfaisante sur les facettes de la frontière d'entrée du domaine de simulation. En effet, les champs de vitesse turbulents sont légèrement lissés. Il faudra augmenter l'ordre de cette interpolation (interpolation bi-linéaire ou par splines cubiques). A moyen terme, il serait intéressant de développer un modèle de génération de conditions d'entrée turbulentes interne au code calcul. Cela garantirait une maîtrise parfaite des propriétés des champs de vitesse modélisés et permettrait de les obtenir directement sur la frontière d'entrée du domaine de calcul sans avoir recours à un interpolateur.

Deux modèles d'hydrolienne basés sur les méthodes actuelles ont été développés. Ce choix semble judicieux, puisqu'il permet de modéliser une hydrolienne n'importe où dans le domaine de simulation par l'introduction directe de termes sources dans les équations de Navier-Stokes. La mise en place des simulations est donc facilitée et rend l'outil souple dans son utilisation. De plus, ces modèles sont évolutifs et leur base, qui est commune à l'ensemble des méthodes actuelles, est maintenant développée et validée. Nous pourrions donc faire évoluer ces premiers modèles vers

des versions enrichies (par exemple d'un modèle de génération de contenu turbulent comme celui développé par [77]), ou encore vers des modèles plus complexes comme l'actuator-blade [27].

Le comportement du solveur dans son ensemble a ensuite été validé sur deux cas de comparaison. Une première comparaison avec des résultats d'une simulation a été réalisée avec CFX pour une hydrolienne de 18 m de diamètre dans un courant axi-symétrique et non turbulent. Les résultats que nous avons obtenus sont satisfaisants. La prise en compte d'un moyeu dans nos simulations permet, dans ce cas, un bon accord avec les résultats de référence en proche et lointain sillage. En effet, comme le courant amont ne présente aucune turbulence, la modélisation du moyeu permet de venir déstabiliser le sillage et d'amorcer un phénomène de mélange en son sein lui donnant ainsi un comportement plus réaliste.

Un deuxième cas de validation a été réalisé avec des résultats expérimentaux sur une hydrolienne de 0,7 m de diamètre. Les résultats obtenus montrent également un bon accord en ce qui concerne le sillage lointain. En revanche, pour ce cas de validation qui présentait des résultats pour un taux d'intensité turbulente faible (3%) et un taux d'intensité turbulente plus élevé (15%), la prise en compte du moyeu n'améliore pas les résultats dans le sillage. Dans le cas faiblement turbulent, nous avons obtenu de bons résultats. En revanche, dans le cas moyennement turbulent, les résultats obtenus sont moins proches des résultats de référence. Cela provient probablement du fait que les coefficients hydrodynamiques utilisés dans nos modèles sont déterminés pour le courant incident moyen et ne s'adaptent donc pas aux fluctuations de vitesse amont. Il sera donc nécessaire de développer une méthode dynamique de calcul de ces coefficients pour être capable de mieux modéliser les effets des pales sur le fluide sur une gamme étendue de courants turbulents. Les modèles actuator-disc et actuator-line ont également été comparés dans le cas faiblement turbulent. Les résultats obtenus, bien que légèrement meilleurs avec le modèle actuator-line, sont très proches de ceux obtenus avec le modèle actuator-disc. Ces observations étaient attendues puisque la comparaison a été faite avec un courant axi-symétrique faiblement turbulent. De manière à pleinement apprécier les différences de résultats entre les deux modèles, cette étude sera prolongée au cas avec une turbulence plus élevée et complétée par une étude avec un courant présentant un angle d'incidence.

Deux cas démonstratifs ont également été présentés. Le premier cas est une simulation du rendement dans une ferme de sept hydroliennes et le deuxième cas est une simulation de trois hydroliennes sur une topographie de fond marin variable. Ils permettent d'apprécier les fonctionnalités que nous avons mises en place et de donner un aperçu de l'outil vers lequel nous souhaitons tendre. En étant capable de simuler trois hydroliennes en fonctionnement sur une topographie de fond marin variable et de fournir une estimation de la production énergétique engendrée, nous rendons ce code opérationnel pour commencer à aborder des problématiques industrielles.

Bien entendu, il reste un grand nombre de points à développer et à enrichir pour continuer d'améliorer cet outil de simulation d'écoulements au sein des fermes d'hydroliennes, et nous sommes donc bien conscients que les résultats qu'il peut fournir en l'état sont critiquables (par exemple en terme de traitement de la turbulence).

En effet, la constitution de cet outil, qui est le fruit de ce travail de thèse, est une étape de mise en place initiale et nous pensons que les développements présentés sont

pertinents et requis avant de faire évoluer l'outil et de l'enrichir avec des méthodes plus complexes.

Les choix de développement qui ont été faits sont motivés par la recherche de l'équilibre le plus juste entre la précision des résultats et les temps de calcul associés, dans un souci de garder un outil évolutif et de limiter, par conséquent, son risque d'obsolescence. L'outil ainsi constitué répond à la problématique du sujet de thèse en permettant à la fois de modéliser de manière convenable l'effet des hydroliennes sur le fluide qui les entoure et d'advecter avec précision les sillages générés par ces dernières.

Une estimation des ressources de calcul nécessaires et les temps de simulation requis pour faire fonctionner l'outil sont présentés en fin de manuscrit. Ces estimations sont plutôt positives au regard de la précision des résultats que nous obtenons et des temps de calculs associés. Néanmoins il conviendra de ré-estimer les ressources de calcul nécessaires lorsque des cas réels avec une prise en compte précise de la topographie du fond marin sur des domaines étendus seront abordés. En effet, le nombre de cellules pourrait alors impacter de manière significative nos premières estimations. Pour pouvoir estimer le niveau de discrétisation nécessaire à la prise en compte correcte de structures immergées et valider notre formulation pour des cas d'applications réels, une étude de la prise en compte des corps immergés pour des nombres de Reynolds correspondant à nos applications sera menée à l'issue de ce doctorat.

Enfin, dans l'optique de développer cet outil de simulation et dans le souci de pouvoir prendre en compte des états de mer de plus en plus réalistes, la prise en compte de la houle sera un des premiers axes de recherche également étudiés suite à ce doctorat.



# Bibliographie

- [1] Paul Mycek, Benoît Gaurier, Grégory Germain, Grégory Pinon, and Elie Rivoalen. Experimental study of the turbulence intensity effects on marine current turbines behaviour. part i : One single turbine. *Renewable Energy*, 66 :729–746, 2014.
- [2] BP. Statistical review of world energy, June 2014.
- [3] Quae, editor. *Énergie Renouvelables Marines. Étude prospective à l’horizon 2030*. 2009.
- [4] Chris Frid, Eider Andonegi, Jochen Depestele, Adrian Judd, Dominic Rihan, Stuart I Rogers, and Ellen Kenchington. The environmental interactions of tidal and wave energy generation devices. *Environmental Impact Assessment Review*, 32(1) :133–139, 2012.
- [5] Accueil de la production hydrolienne. Technical report, RTE, Janvier 2013.
- [6] Jonathan A Colby, Mary Ann Adonizio, and PE Consultant Verdant Power. Hydrodynamic analysis of kinetic hydropower arrays, 2009.
- [7] H Boye, E Caquot, P Clement, et al. Rapport de la mission d’étude sur les énergies marines renouvelables. Technical report, 2013.
- [8] Benjamin Sanderse, SP van der Pijl, and Barry Koren. Review of cfd for wind-turbine wake aerodynamics. *Wind Energy*, 2011.
- [9] A Crespo, J Hernandez, and S Frandsen. Survey of modelling methods for wind turbine wakes and wind farms. *Wind energy*, 2(1) :1–24, 1999.
- [10] R. Mikkelsen N. Troldborg, J. N. Sørensen. Actuator line simulation of wake of wind turbine operating in turbulent inflow. *Journal of Physics*, 2007.
- [11] LEM Lignarolo, D Ragni, C Krishnaswami, Q Chen, CJ Simão Ferreira, and GJW Van Bussel. Experimental analysis of the wake of a horizontal-axis wind-turbine model. *Renewable Energy*, 70 :31–46, 2014.
- [12] AS Bahaj, WMJ Batten, and G McCann. Experimental verifications of numerical predictions for the hydrodynamic performance of horizontal axis marine current turbines. *Renewable Energy*, 32(15) :2479–2490, 2007.

- [13] William Otto, Douwe Rijpkema, and Guilherme Vaz. Viscous-flow calculations on an axial marine current turbine. In *ASME 2012 31st International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*, pages 369–382. American Society of Mechanical Engineers, 2012.
- [14] J.M. Jonkman and M.L. Buhl Jr. *FAST User's Guide*. NREL, 2005.
- [15] E. A. Bossanyi. *GH tidal bladed theory manual, Technical Report 282/BR/009*. Garrad Hassan and Partners, 2007.
- [16] WMJ Batten, AS Bahaj, AF Molland, JR Chaplin, Sustainable Energy Research Group, et al. Experimentally validated numerical method for the hydrodynamic design of horizontal axis tidal turbines. *Ocean Engineering*, 34(7) :1013–1020, 2007.
- [17] P.B.S Lissaman. Energy effectiveness of arbitrary arrays of wind turbines. *Journal of Energy*, 1979.
- [18] Hamidreza Abedi, Lars Davidson, and Spyros Voutsinas. Development of free vortex wake method for aerodynamic loads on rotor blades. EWEA, 2014.
- [19] H. Imamura. Aerodynamics of wind turbines. 2001.
- [20] Yutaka Hasegawa, Koji Kikuyama, Kai Karikomi, Takahiro Sumi, and Gerard JW van Bussel. Numerical analysis of yawed inflow effects on a hawt rotor. In *Proceedings of the 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference July 18-23, 1999, San Francisco, California*, 1999.
- [21] Grégory Pinon, Paul Mycek, Grégory Germain, and Elie Rivoalen. Numerical simulation of the wake of marine current turbines with a particle method. *Renewable Energy*, 46 :111–126, 2012.
- [22] Tom McCombes, Cameron Johnstone, and Andrew Grant. Unsteady wake modelling for tidal current turbines, 2011.
- [23] E. Rossi. *2D-Vorticity genesis and dynamics studied through particle methods*. PhD thesis, Università di Roma "Sapienza", 2014.
- [24] Jens Nørkær Sørensen and Carsten Weber Kock. A model for unsteady rotor aerodynamics. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, 58(3) :259–275, 1995.
- [25] Matthew J Churchfield, Ye Li, and Patrick J Moriarty. A large-eddy simulation study of wake propagation and power production in an array of tidal-current turbines. In *EWTEC*, 2011.
- [26] Jens Nørkær Sørensen and Wen Zhong Shen. Numerical modeling of wind turbine wakes. *Journal of fluids engineering*, 124(2) :393–399, 2002.
- [27] CE Lynch, DT Prosser, and MJ Smith. An efficient actuating blade model for unsteady rotating system wake simulations. *Computers & Fluids*, 92 :138–150, 2014.

- [28] N. Anders Petersson. Hole-cutting for three-dimensional overlapping grids. *SIAM Journal on Scientific Computing*, 21(2) :646–665, 1999.
- [29] ANSYS,Inc. *ANSYS CFX-Solver Theory Guide.*, 2009.
- [30] Chul-Hee Jo, Jun-Ho Lee, Yu-Ho Rho, and Kang-Hee Lee. Performance analysis of a hat tidal current turbine and wake flow characteristics. *Renewable Energy*, 65 :175–182, 2014.
- [31] Michael J Lawson, Ye Li, and Danny C Sale. Development and verification of a computational fluid dynamics model of a horizontal-axis tidal current turbine. In *ASME 2011 30th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*, pages 711–720. American Society of Mechanical Engineers, 2011.
- [32] M. Doring. *Développement d’une methode SPH pour les applications à surface libre en hydrodynamique*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, 2005.
- [33] G. Oger. *Aspects théoriques de la méthode SPH et applications à l’hydrodynamique à surface libre*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, France, 2006.
- [34] J.-B. Deuff. *Extrapolation au réel des mesures de pressions obtenues sur des cuves modèle réduit*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, 2007.
- [35] P.-M. Guilcher. *Contribution au développement d’une méthode SPH pour la simulation numérique des interactions houle-structure*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, 2008.
- [36] N. Grenier. *Modélisation numérique par la méthode SPH de la separation eau-huile dans les séparateurs gravitaires*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, 2009.
- [37] M. De Lefte. *Modélisation d’écoulements visqueux par méthode SPH en vue d’appli-cation à l’hydrodynamique navale*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes (LHEEA), 2011.
- [38] J. Zhao. *Development of a fast SPH model for non linear shallow water flows : application to coastal flooding and dam breaking*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, 2012.
- [39] G. Fourey. *Développement d’une méthode de couplage fluid-structure SPH-Eléments Finis en vue de son application à l’hydrodynamique navale*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, 2012.
- [40] D. A. Barcarolo. *Amélioration de la précision et de l’efficacité de la méthode SPH : étude théorique et numérique*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, 2013.
- [41] R. Duvigneau. *Contribution à l’optimisation de forme pour des écoulements à forts nombres de Reynolds autour de géométries complexes*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, 2002.

- [42] A. Leroyer. *Étude du couplage écoulement/mouvement pour des corps solides ou à déformation imposée par résolution des équations de Navier-Stokes : contribution à la modélisation numérique de la cavitation*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, 2004.
- [43] O. Chikhaoui. *Simulations des grandes échelles et modélisations hybrides RANSE/LES pour le calcul d'écoulements turbulents de grande complexité*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, 2007.
- [44] D. Dauby. *Simulation d'écoulements cavitants par résolution numérique des équations de Navier-Stokes en moyenné de Reynolds. Application à la cavitation de tourbillons d'extrémité*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, 2007.
- [45] G. De Nayer. *Interaction Fluide-Structure pour les corps élancés*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes, 2008.
- [46] C. Leroy. *Développement d'une méthode Volumes Finis à Flux caractéristiques pour la simulation d'écoulements*. PhD thesis, Ecole Centrale de Nantes (LHEEA), 2012.
- [47] P. Bigay. *Développement d'un solveur faiblement compressible sur maillage cartésien pour les écoulements hydrodynamiques autour de corps*. PhD thesis, ECN, LHEEA, 2015.
- [48] P. Tait. Report on some of the physical properties of fresh water and sea water. *Physical Chemistry*, page 1–76, 1888.
- [49] J-M Ghidaglia, Anela Kumbaro, and Gérard Le Coq. Une méthode volumes finis à flux caractéristiques pour la résolution numérique des systèmes hyperboliques de lois de conservation. *Comptes rendus de l'Académie des sciences. Série 1, Mathématique*, 322(10) :981–988, 1996.
- [50] C Leroy, D Le Touzé, and B Alessandrini. Development of a cartesian-grid finite-volume characteristic flux model for marine applications. In *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, volume 10, page 012028. IOP Publishing, 2010.
- [51] C Leroy, P Bigay, G Oger, D Le Touzé, and B Alessandrini. Preliminary developments of a two-fluid cartesian-grid finite-volume characteristic flux model for marine applications. 2012.
- [52] SK. Godunov. A difference scheme for numerical solution of discontinuous solution of hydrodynamic equations. *Math Sbornik*, 47 :271–306, 1959.
- [53] P. L. Roe. Approximate riemann solvers, parameter vectors and difference schemes. *Journal of Computational Physics*, 43 :357–372, 1981.
- [54] B. Van Leer. Towards the ultimate conservative difference scheme. v - a second-order sequel to godunov's method. *Journal of Computational Physics*, 1979.

- [55] A. Harten. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws. *Journal of computational physics*, 1997.
- [56] G. M. Morton. A computer oriented geodetic data base and a new technique in file sequencing. Technical report, IBM Ltd, 1966.
- [57] UKNG Ghia, Kirti N Ghia, and CT Shin. High-re solutions for incompressible flow using the navier-stokes equations and a multigrid method. *Journal of computational physics*, 48(3) :387–411, 1982.
- [58] CERFACS. The cerfacs co-vo test (convection of a vortex) for dns and les codes.
- [59] VA Titarev and EF Toro. Finite-volume weno schemes for three-dimensional conservation laws. *Journal of Computational Physics*, 201(1) :238–260, 2004.
- [60] Ami Harten, Bjorn Engquist, Stanley Osher, and Sukumar R Chakravarthy. Uniformly high order accurate essentially non-oscillatory schemes, iii. *Journal of computational physics*, 71(2) :231–303, 1987.
- [61] J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, 91 :99–164, 1963.
- [62] JB Jonkman and L Kilcher. *TurbSim User’s Guide : Version 1.06. 00*, 2012.
- [63] Richard JAM Stevens, Jason Graham, and Charles Meneveau. A concurrent precursor inflow method for large eddy simulations and applications to finite length wind farms. *Renewable energy*, 68 :46–50, 2014.
- [64] David J Laino and A Craig Hansen. *User’s guide to the Wind Turbine Aerodynamics Computer Software AeroDyn*. NREL, 2002.
- [65] H. Glauert. A general theory of the autogyro. R&M No. 1111, ARCR, 1926.
- [66] H. Glauert. *Airplane Propellers. Aerodynamic Theory*. Berlin :Springer Verlag, 1935.
- [67] Adam Dziubinski and Wienczyslaw Stalewski. Vortex ring state simulation using actuator disc. In *Proceedings of 21st European Conference on Modelling and Simulation*, 2007.
- [68] E. Jacquin. *Navire Autopropulsé en Manoeuvres : Simulation Numérique et Optimisation des Performances Hydrodynamiques*. PhD thesis, Ecole Centrale Nantes, 2007.
- [69] A. Myken J. N. Sørensen. Unsteady actuator disc model for horizontal axis wind turbines. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 39 :139–149, 1992.
- [70] Richard JAM Stevens, Jason Graham, and Charles Meneveau. A concurrent precursor inflow method for large eddy simulations and applications to finite length wind farms. *Renewable energy*, 68 :46–50, 2014.

- [71] Thomas Roc, Daniel C Conley, and Deborah Greaves. Methodology for tidal turbine representation in ocean circulation model. *Renewable Energy*, 51 :448–464, 2013.
- [72] Di Yang, Charles Meneveau, and Lian Shen. Large-eddy simulation of offshore wind farm. *Physics of Fluids*, 26(2) :025101, 2014.
- [73] Paul A Fleming, Pieter MO Gebraad, Sang Lee, Jan-Willem van Wingerden, Kathryn Johnson, Matt Churchfield, John Michalakes, Philippe Spalart, and Patrick Moriarty. Evaluating techniques for redirecting turbine wakes using sowfa. *Renewable Energy*, 70 :211–218, 2014.
- [74] Gregory Germain, AS Bahaj, P Roberts, and C Huxley-Reynard. Facilities for marine current energy converter characterization. Technical report, IFREMER, University of Southampton, 2007.
- [75] G. Germain. Marine current energy converter tank testing practices. In *2nd international conference on ocean energy (ICOE)*, 2008.
- [76] Paul Mycek, Benoît Gaurier, Grégory Germain, Grégory Pinon, and Elie Riwoalen. Experimental study of the turbulence intensity effects on marine current turbines behaviour. part ii : Two interacting turbines. *Renewable Energy*, 68 :876–892, 2014.
- [77] Takafumi Nishino and Richard HJ Willden. Effects of 3-d channel blockage and turbulent wake mixing on the limit of power extraction by tidal turbines. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 37 :123–135, 2012.



# Thèse de Doctorat

Baptiste ELIE

## Modélisation numérique de sillages lointains d'hydroliennes par une approche volumes finis faiblement compressible

Simulation of tidal turbine wakes using a Weakly-Compressible Cartesian Hydrodynamic solver

### Résumé

L'objectif principal de ce doctorat constitue la première étape de création d'un outil dédié à l'optimisation de fermes d'hydroliennes. Un tel outil devrait permettre, à terme, de déterminer l'agencement optimal des machines sur un site donné, pour en extraire la ressource de manière efficace et rationnelle. Le travail présenté dans ce manuscrit décrit cette première étape. L'outil est composé d'un solveur dédié à la résolution des équations de Navier-Stokes avec une approche faiblement compressible. Elles sont résolues de manière explicite dans un formalisme volumes-finis et sur une grille pleinement cartésienne. Afin d'obtenir un bon compromis entre temps de calcul et précision, la prise en compte des hydroliennes est réalisée par l'intermédiaire de modèles basés sur les méthodes actuatrices qui sont couplés au solveur fluide. En premier lieu, la formulation du solveur et le développement d'une méthode de prise en compte de la viscosité sont présentés et validés. Cette formulation est ensuite adaptée à notre problématique en introduisant un premier modèle de turbulence en approche LES. Des conditions de vitesses d'entrée turbulentes sont mises en place de manière à pouvoir prendre en compte des écoulements réalistes. Une attention toute particulière est portée à la minimisation de la diffusion numérique, garantissant ainsi la bonne prise en compte des sillages en aval des hydroliennes. Enfin, deux modèles (actuator-disc et actuator-line) sont présentés et validés sur des cas numériques et expérimentaux d'écoulements autour d'hydroliennes.

### Mots clés

Hydrolienne, sillage, CFD, actuator-disc, actuator-line, HATT, turbulence.

### Abstract

The main objective of this PhD is to create a dedicated tool to optimize tidal-turbine farms. This tool should eventually allow to determine the optimal arrangement of the machines on a given site to extract energy in an effective and rational manner. This manuscript describes the first stage of this work. The tool consists of a solver dedicated to solving the Navier-Stokes equations using a weakly compressible approach. These equations are solved explicitly within a finite volume formalism applied on a fully Cartesian grid. Tidal turbines are taken in account through models based on actuator methods that are coupled to the fluid solver in order to obtain a good compromise between CPU time and accuracy. First, the solver formulation and the development of a method to take in account viscosity are presented and validated. This formulation is then adapted to our problem by introducing a first LES turbulence model. Special inlet turbulent velocity conditions are also set up so as to take into account realistic flows. A special attention is paid to the minimization of numerical diffusion, ensuring a proper description of downstream wakes. Finally, two models (actuator-disc and actuator-line) are presented and validated through numerical and experimental cases.

### Key Words

Tidal turbine, HATT, Wake, CFD, Turbulence, actuator-disc, actuator-line.