



## 15<sup>ÈMES</sup> JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

22 - 24 novembre 2016 - Brest

### DÉVELOPPEMENT D'UNE MÉTHODE LES AVEC TELEMAC-3D POUR LA SIMULATION RÉGIONALE DES SITES HYDROLIENS

*DEVELOPMENT OF A LES APPROACH WITH TELEMAC-3D FOR TIDAL CURRENTS  
SIMULATION.*

**Adrien BOURGOIN<sup>(1),(2)</sup>, Sylvain GUILLOU<sup>(1)</sup>, Riadh ATA<sup>(2)</sup>, Jérôme THIÉBOT<sup>(1)</sup>, Sofiane  
BENHAMADOUCHE<sup>(2)</sup>**

<sup>(1)</sup>LUSAC - UNICAEN, <sup>(2)</sup>LNHE/MFEE - EDF R&D

#### Résumé

Les sites maritimes à forts courants sont très intéressants pour le déploiement d'hydroliennes. Or ces sites, du fait de leur morphologie complexe et de l'intensité de l'écoulement, présentent de nombreuses structures tourbillonnaires, elles-mêmes pouvant être très puissantes. Anticiper l'effet de ces vortex sur les turbines, à savoir l'influence sur leur performance ou leur durée de vie, requiert l'étude approfondie de la turbulence des sites hydroliens. Dans le cadre du projet THYMOTE, la caractérisation de ces processus turbulents s'appuie sur des modélisations numériques de type Large-Eddy-Simulation (LES). Ces méthodes sont en effet désormais applicables pour la simulation d'écoulement environnementaux du fait de l'essor des moyens de calcul.

Une approche LES est donc développée dans le code CFD TELEMAC-3D, qui simule des écoulements à surface libre. Cela consiste en l'implémentation de modèles de sous-maille pour la LES, mais aussi de conditions limites appropriées pour ce type de modélisation. Ces développements sont alors utilisés sur des cas simples pour lesquels des données expérimentales et numériques ont été recueillies.

#### Summary

Tidal currents sites are very interesting for the deployment of turbines. However these sites involve many vortex structures, that can be very powerful. Those turbulent structures are triggered by the combination of a complex seabed morphology and extreme current magnitudes. Anticipating the effect of the vortex on the turbines, namely the influence on their performance or lifetime requires a thorough study of turbulence of the tidal stream areas. As part of the THYMOTE project, characterizing these turbulent processes is based on Large-Eddy-Simulation (LES) numerical modelling. Indeed, these methods are now applicable for the environmental flow simulations due to the rise of the calculation resources.

A LES approach is developed in the CFD code TELEMAC-3D, which aims to simulate free surface flows. It consists in the implementation of subgrid models for LES, but also appropriate boundary conditions for this type of modelling. These developments are then used on simple cases for which experimental and numerical data are available.

# Introduction

Dans le cadre de la transition énergétique, les courants marins semblent être une bonne alternative pour l'énergie, avec entre autre les hydroliennes, déployées sur des sites à fort courants. Or, ces sites sont le plus souvent dotés d'un fond rocheux, ainsi que d'une morphologie accidentée. La conjonction de ces différents attributs induit l'apparition d'importantes structures tourbillonnaires, de part leur dimension mais aussi leur intensité. Ces tourbillons peuvent alors influencer fortement la performance ou encore la durée de vie des turbines. Le développement d'un site hydrolien requiert donc la connaissance approfondie de l'écoulement. En employant à la fois les essais in-situ et la modélisation numérique, le projet ANR 'THYMOTE' consiste à approfondir les connaissances de ces processus turbulents, tout particulièrement pour le site du Raz-Banchard. Dans le cas de la simulation numérique, le choix d'un modèle régional de type LES est retenu, utilisant le code TELEMAC-3D [3]. En effet, bien que très peu répandus dans la littérature, ces modèles régionaux sont à l'heure actuelle applicable, grâce à l'amélioration des performances de calcul. La modélisation RANS reste privilégiée pour la simulation numérique d'écoulements réels. Cependant, dans notre cas cette approche ne peut traduire convenablement l'ensemble des données recherchées, tout particulièrement la turbulence induite par la bathymétrie. Il s'agit donc d'étendre les études régionales en terme de modélisation de la turbulence avec la LES, afin de pouvoir analyser de façon très détaillée les différents paramètres d'écoulement.

Cette étude se consacre au développement du modèle TELEMAC-LES, et son utilisation pour les études régionales dans le Raz-Blanchard. La phase de développement implique donc l'implémentation des modèles de sous-maille retenus, à savoir celui de Smagorinsky dynamique [9] [1] et le WALE [7], mais aussi des procédures numériques requises pour la LES. On peut citer la condition d'entrée turbulente, réalisée ici via la Synthetic Eddy Method [4], ou encore des conditions limites périodiques.

## 1 TELEMAC-3D

### 1.1 Théorie de résolution

Le code TELEMAC-3D est un code CFD développé par EDF R&D [3] basé sur la méthode des éléments finis P1. Il est principalement utilisé pour la simulation d'écoulements environnementaux.

Il résout les équations tridimensionnelles de l'hydraulique à surface libre, qui s'écrivent sans l'hypothèse hydrostatique :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -g \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \Delta(u) + F_x \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -g \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \Delta(v) + F_y \\ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -g \frac{\partial p}{\partial z} + g + \nu \Delta(w) + F_z \end{array} \right. \quad (1)$$

L'algorithme employé pour la résolution du code est décomposé en trois pas fractionnaires :

- Le premier pas consiste à résoudre la partie convective des équations de conservation de quantité de mouvement.
- La deuxième étape reprend les grandeurs issues de l'étape de convection pour résoudre la diffusion ainsi que les termes sources de ces mêmes équations.

- Le dernier pas reconstruit la hauteur d'eau à partir de la pression-continuité et des termes de pression des équations de quantité de mouvement.

Puis, la pression est décomposée en la somme de la pression hydrostatique et d'une pression dynamique, telle que :

$$p = p_h + p_d = p_{atm} + \rho_0 g (Z_s - z) + \rho_0 g \int_z^{Z_s} \frac{\Delta \rho}{\rho_0} dz + p_d \quad (2)$$

La pression hydrostatique seule est d'abord prise en compte, donnant un nouveau champs de vitesses intermédiaire noté ici  $\vec{u}$ , tel que

$$\frac{\vec{u} - \vec{u}^n}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p_h + \text{autres termes} \quad (3)$$

où les autres termes désignent la convection, la diffusion et les termes sources, évalués précédemment.

Enfin la résolution de l'équation de continuité aboutit à l'expression finale de la vitesse. Cela consiste à résoudre le système :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \vec{u}^{n+1} = 0 \\ \frac{\vec{u}^{n+1} - \vec{u}}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p_d \end{cases} \quad (4)$$

La pression dynamique est alors calculée à partir de l'équation

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{\rho} \nabla p_d \right) = \frac{1}{\Delta t} \nabla \cdot \vec{u} \quad (5)$$

Et enfin, une fois la pression dynamique connue,  $\vec{u}^{n+1}$  est retrouvé avec

$$\frac{\vec{u}^{n+1} - \vec{u}}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p_d \quad (6)$$

Pour assurer la continuité de la contrainte à l'interface entre un solide et le fluide, TELEMAC-3D propose de plus des lois de parois. Cette contrainte s'écrit :

$$\vec{\tau}_w = -\rho u_*^2 = -\frac{1}{2} \rho C_f \sqrt{u^2 + v^2} \vec{u} \quad (7)$$

où  $u_*$  est la vitesse de frottement,  $C_f$  un coefficient de friction adimensionnel et  $\vec{u}$  la vitesse débitante. Dans TELEMAC, la contrainte peut être évaluée soit pas la définition directe du coefficient de frottement, soit à partir de la loi de Reichard, explicitée dans la partie suivante.

## 2 Méthodes pour la LES

### 2.1 Modélisation de sous-maille

L'idée principale de la LES est de diviser le spectre d'énergie turbulente en deux parts à l'aide d'un filtre numérique, distinguant alors les petites échelles turbulentes des plus grandes. Ces deux catégories sont alors traitées de façon différente. Les petites structures turbulentes ont un comportement beaucoup plus universel et ne dépendent que peu des conditions initiales, elles peuvent être modélisées. A contrario, les plus grandes échelles sont directement résolues par les équations de Navier-Stokes. En théorie, le filtrage des équations de conservation introduit une nouvelle inconnue, appelée tenseur de sous-maille. La modélisation consiste alors à déterminer ce tenseur, caractérisant les interactions du mouvement avec les petites structures turbulentes.

Pour cela, l'approche la plus courante est ce que Sagaut nomme la modélisation fonctionnelle [8]. Plutôt que de

chercher à reconstruire terme à terme ce tenseur de sous-maille, cette technique a pour but de modéliser l'action de ce tenseur, en supposant le processus essentiellement énergétique. Dans la majorité des modèles de sous-maille, cela se traduit par l'introduction d'une viscosité supplémentaire, à savoir la viscosité de sous-maille. Le développement d'une approche LES dans TELEMAC-3D a retenu deux de ces modèles, qui sont le modèle de Smagorinsky [9], et le modèle avec sa version dynamique [1].

### 2.1.1 Modèle de Smagorinsky

Parmi les multiples modèles de sous-maille, le modèle de Smagorinsky en est le pionnier [9]. Pour modéliser le processus de transfert d'énergie des grandes vers les petites structures, il consiste à définir la viscosité de sous-maille donnée par :

$$\nu_T = (C_s \bar{\Delta})^2 |\bar{S}| \quad (8)$$

où  $C_s$  est la constante de Smagorinsky,  $\bar{\Delta}$  est la largeur de filtre et  $|\bar{S}|$  est la norme du tenseur du gradient de vitesse filtrée. La constante du modèle n'est pas universelle, mais est évaluée ici à  $C_s = 0.065$ . Ce modèle, largement utilisé du fait de sa simplicité, a pourtant l'inconvénient de surestimer la viscosité de sous-maille en zone proche-paroi, rendant le modèle trop dissipatif.

Pour palier ce problème de modélisation, une première méthode est d'utiliser une fonction d'amortissement, comme celle de Van Driest [12], définissant alors la nouvelle viscosité par :

$$\nu_T = (C_s \bar{\Delta})^2 |\bar{S}| \left(1 - e^{-\frac{y^+}{26}}\right)^2 \quad (9)$$

avec  $y^+ = \frac{u_* y}{\nu}$  où  $u_*$  est la vitesse de friction, et  $\nu$  la viscosité moléculaire.

Une seconde méthode permettant d'adapter le modèle à des configurations d'écoulements complexes est la procédure dynamique du modèle de Smagorinsky, qui rend la constante du modèle variable [1] [6]. En effet, cette dernière est évaluée à partir de puissances du tenseur de gradient de vitesse, et implique un second filtrage plus large. On note alors  $\tilde{\Delta}$  la largeur de ce nouveau filtre. La constante dynamique est alors donnée par :

$$C_s^2 = \frac{\langle L_{ij} M_{ij} \rangle}{\langle M_{ij} M_{ij} \rangle} \quad (10)$$

où  $\langle . \rangle$  représente la moyenne spatiale introduite pour la stabilité du modèle et

$$\begin{cases} L_{ij} &= \widetilde{\widetilde{u_i u_j}} - \widetilde{\widetilde{u_i}} \widetilde{\widetilde{u_j}} \\ M_{ij} &= 2 \left( \bar{\Delta}^2 (|\bar{S}| \widetilde{\widetilde{S_{ij}}} - \tilde{\Delta}^2 |\tilde{S}| \tilde{\tilde{S}}_{ij}) \right) \end{cases} \quad (11)$$

Ce modèle, malgré son coût bien plus important que la version standard du modèle de Smagorinsky, est largement utilisé du fait de sa cohérence avec la plupart des configurations d'écoulement.

## 2.2 Conditions limites

Afin de résoudre les équations aux dérivées partielles dans un domaine fini, des conditions limites doivent être imposées sur chaque frontière. Les simulation DNS et LES nécessitent un traitement particulier pour ces conditions limites, notamment pour la condition d'entrée. Due à la domination du phénomène convectif dans les écoulements turbulents, la convection a en effet une très forte influence sur l'évolution des différents grandeurs dans le calcul. Ainsi, les valeurs imposées au sein de la frontière d'entrée doivent être les plus réalistes possible. Il s'agit donc ici d'imposer un écoulement moyen, mais aussi d'y ajouter des fluctuations.

Il existe plusieurs méthodes pour générer ces variations. La plus intuitive est d'utiliser une simulation préliminaire, dont les données finales sont réutilisée pour le calcul principal. Cette approche étant coûteuse, une

alternative est le recyclage, autrement appelé pseudo-périodicité. Cette technique est souvent utilisée une fois que l'écoulement ait atteint un régime établi. Il s'agit de réintroduire à l'instant  $t$  et en amont du domaine de calcul les grandeurs issues d'une position spécifique  $x = x_R$  et de l'instant  $t - \Delta t$ . En pratique, cette position est souvent la sortie d'écoulement. Pour chaque composante de vitesse, on a alors :

$$u_i(x_0, y, z, t) = u_i(x_R, y, z, t - \Delta t) \quad (12)$$

Cette méthode, très largement utilisée, donne de très bons résultats avec un besoin en ressources relativement faible. Cependant, cela peut introduire une périodicité factice dans l'écoulement, comme exhibée dans [11]. Ce phénomène, en plus de ne pas être physique, peut aussi être responsable d'instabilités. Pour éviter cela, dans [10] un décalage latéral est donc proposé. De plus, dans le cas d'écoulement avec parois solides la couche limite s'affine avec l'écoulement. Pour reproduire cela, un deuxième ajustement est introduit, cette fois sur la dimension verticale. En notant respectivement  $\delta_0$  et  $\delta_R$  les épaisseurs de couche limite à l'entrée du domaine et à la position de recyclage, la condition de pseudo-périodicité s'écrit :

$$u_i(x_0, y, z, t) = u_i(x_R, y\delta_R/\delta_0, z + \Delta z, t - \Delta t) \quad (13)$$

où  $\Delta z$  est le décalage latéral pour éviter la périodicité complète.

Enfin une dernière approche possible est d'injecter une turbulence synthétique en entrée du domaine, avec par exemple la Synthetic-Eddy-Method (SEM) [4].

### 2.2.1 Synthetic Eddy Method

La SEM est une méthode permettant de générer une turbulence artificielle en amont du domaine de calcul. Pour cela  $N$  tourbillons virtuels sont créés à l'intérieur d'une zone tridimensionnelle entourant la surface d'entrée. Les dimensions de ce volume sont évaluées par :

$$\begin{cases} x_{j,min} &= \min_{x \in S, i \in 1,2,3} (x_j - \sigma(x)) \\ x_{j,max} &= \max_{x \in S, i \in 1,2,3} (x_j + \sigma(x)) \\ \Delta x_j &= x_{j,max} - x_{j,min} \end{cases} \quad (14)$$

où  $\sigma$  désigne une échelle de longueur pour les tourbillons donnée par :

$$\sigma = \max\left(\min\left(\frac{k^{3/2}}{\epsilon}, \kappa\delta\right), \bar{\Delta}\right) \quad (15)$$

avec  $k$  l'énergie cinétique turbulente,  $\epsilon$  le taux de dissipation turbulente,  $\kappa$  la constante de Von Karman,  $\delta$  la demi hauteur d'eau et  $\bar{\Delta}$  est la largeur du filtre numérique pour la LES. Chacun des tourbillons se voit doté d'une position aléatoire dans ce domaine, ainsi que d'un sens de rotation pour les trois dimensions. Puis les fluctuations de vitesses sont définies à partir de ces structures tourbillonnaires, avec l'expression :

$$u'_i = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N c_i^k f_\sigma(\mathbf{x} - \mathbf{x}^k) \quad (16)$$

où la fonction  $f$  est définie par :

$$f_{\sigma_{ij}}(\mathbf{x} - \mathbf{x}^k) = \prod_{j=1}^3 \sqrt{\Delta x_j} \sqrt{\frac{3}{2\sigma}} \left(1 - \frac{|x_j - x_j^k|}{\sigma}\right) \quad (17)$$

et  $c_i^k$  désigne l'amplitude du tourbillon, telle que :

$$c_i^k = a_{ij} \epsilon_j^k \quad (18)$$

où  $\epsilon_j^k \in \{-1, 1\}$  désigne l'orientation du  $k$ ème tourbillon dans la  $j$ ème dimension et  $a_{ij}$  est la décomposition de Cholesky du tenseur des contraintes de Reynolds, donnée par :

$$\begin{pmatrix} \sqrt{R_{11}} & 0 & 0 \\ R_{21}/a_{11} & \sqrt{R_{22} - a_{21}^2} & 0 \\ R_{31}/a_{11} & (R_{32} - a_{21}a_{31})/a_{22} & \sqrt{R_{33} - a_{31}^2 - a_{32}^2} \end{pmatrix} \quad (19)$$

Les  $R_{ij}$  sont les tensions de Reynolds, qui sont les paramètres d'entrée de cette méthode. En effet, la SEM a pour avantage d'introduire un champ de fluctuations s'appuyant sur un tenseur de Reynolds prédéfini par l'utilisateur et pouvant être adapté à chaque configuration d'écoulement. Enfin, à chaque pas de temps, chaque tourbillon est transporté dans sa zone de génération avec l'écoulement moyen. Bien sûr, après un certain temps, ces structures turbulentes finissent par sortir de leur domaine. Dans ce cas là, elles sont réintroduites en amont de celui-ci, avec de nouvelles coordonnées latérale et verticale, ainsi que des nouvelles orientations aléatoires.

### 3 Application : canal à surface libre

Les méthodes présentées ci-dessus ont été implémentées dans TELEMAC-3D.

#### 3.1 Présentation du cas d'étude

Ce premier cas d'étude décrit un écoulement dans un canal à bas Reynolds. En effet, l'objectif est ici d'observer le traitement global de la turbulence avec TELEMAC-3D, l'effet du modèle de sous-maille est donc minimisé. Les méthodes utilisées sont la Synthetic Eddy Method et le modèle de Smagorinsky avec la fonction d'amortissement de Van Driest. Dans les travaux issus de [2], un maillage de  $64 \times 48 \times 65$  a été utilisé. Les résultats ont alors été comparés aux expériences de [5].

Le canal est un domaine rectangulaire de dimension  $[4\pi\delta, 3\pi\delta/2, \delta]$  où la hauteur d'eau a été fixée ici à  $\delta = 1/\pi$ . Le nombre de Reynolds basé sur la vitesse débitante est fixé à  $Re = 2340$  et celui basé sur la vitesse de frottement est  $Re_\tau = 134$ . Pour définir ce frottement, une loi de Strickler est imposée sur le fond du canal avec un coefficient de  $St = 71m^{1/3}/s$ .

Deux maillages sont utilisés ici, dont les paramètres sont donnés dans le tableau 1.

Run	$\Delta x = \Delta y$	$\Delta x^+ = \Delta y^+$	$\Delta z_{min}^+$	$\Delta z_{max}^+$
A	0.02	8.4	3.6	7.9
B	0.04	16.8	6.7	13.2

TABLE 1 – Propriétés des maillages utilisés

Les choix réalisés dans ces travaux pour la SEM sont de supposer les composantes extra-diagonales du tenseur nulles, et définir les composantes diagonales à partir de l'énergie cinétique turbulente

$$\begin{pmatrix} 2k/3 & 0 & 0 \\ 0 & 2k/3 & 0 \\ 0 & 0 & 2k/3 \end{pmatrix} \quad (20)$$

$$k^+ = 0.07(y^+)^2 \exp\left(\frac{-y^+}{8}\right) + \frac{4.5\left(1 - \exp\left(\frac{-y^+}{20}\right)\right)}{1 + \frac{4y^+}{Re_\tau}} \quad (21)$$

où  $Re_\tau$  est le nombre de Reynolds basé sur la vitesse de frottement, et  $y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu}$ . Le champ moyen injecté en entrée est ici défini à partir de la loi de Reichard :

$$U^+ = 2.5 \log(1 + \kappa y^+) + 7.8 \left(1 - e^{-\frac{y^+}{11}} - \frac{y^+ e^{-0.33y^+}}{11}\right) \quad (22)$$

où  $\kappa = 0.41$  est la constante de Von Karman. Il s'agit d'ailleurs de ce même champ de vitesse, qui va transporter les tourbillons virtuels de la turbulence synthétique.

La SEM permet donc, avec un coût de calcul raisonnable, d'obtenir rapidement une turbulence pleinement développée.

Afin de réaliser une LES cohérente, la version non-hydrostatique du code est utilisée, ainsi que les schémas permettant de se rapprocher du second ordre en temps. Le schéma de convection retenu est le schéma PSI, avec l'option prédicteur-correcteur du second ordre en temps. Des lois de frottement sont configurées sur le fond et les parois latérales.

### 3.2 Validation de la SEM

Afin de valider la méthode d'injection de turbulence, l'énergie cinétique turbulente en entrée du domaine est relevée. Les composantes du tenseur de Reynolds peuvent être alors déduites

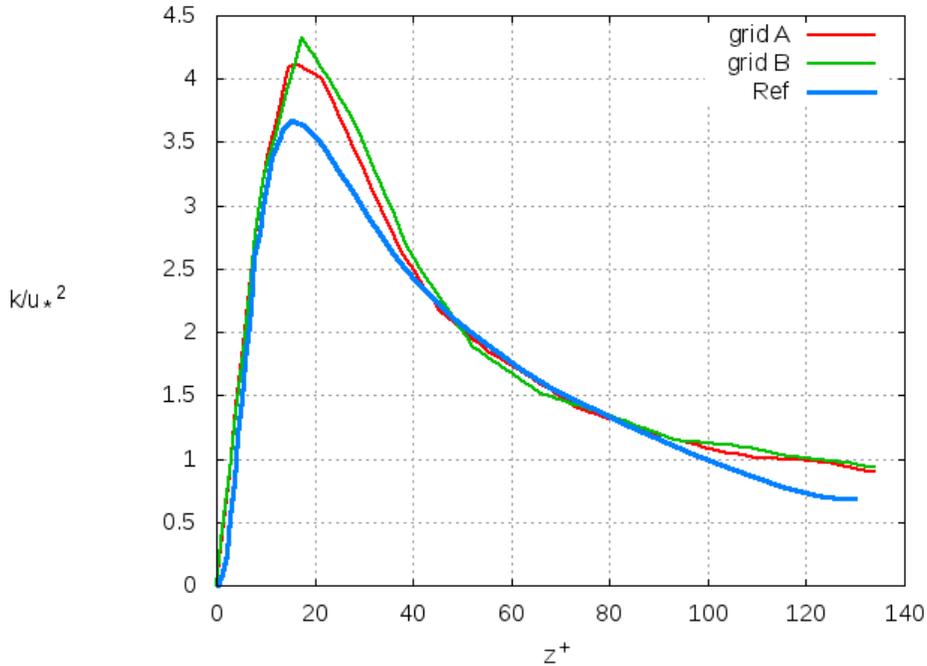


FIGURE 1 – Profils d'énergie cinétique turbulente adimensionnée introduite par la SEM en entrée sur la verticale, issus des simulations A et B, ainsi que des résultats expérimentaux de [5].

D'après la figure 1, les fluctuations de vitesses générées par les tourbillons virtuels de SEM s'accordent très bien après les profils théoriques renseignés dans le tenseur de Reynolds. Cette dernière formulation semble aussi donner des résultats très satisfaisants. La quantité d'énergie injectée semble en accord avec les mesures de [5]. Cependant, les tensions de Reynolds imposées ici sont supposées égales, ce qui n'est pas du tout le cas pour ce type d'écoulement.

### 3.3 Evolution de la turbulence

Une fois les fluctuations de vitesses injectées, elles sont transportées par l'écoulement. Les profils verticaux ont été relevés au au centre du canal

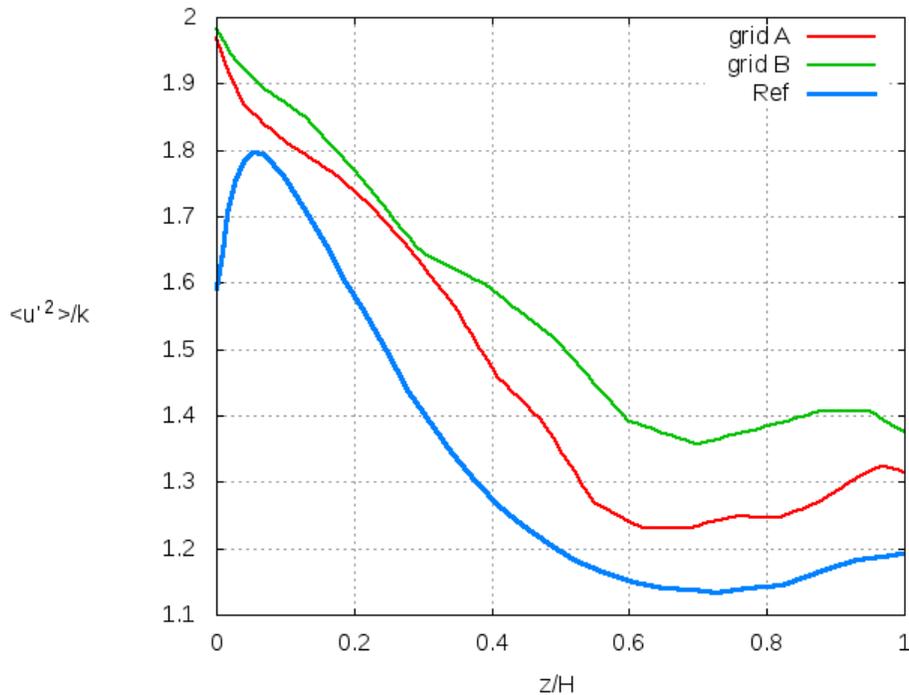


FIGURE 2 – Profils des fluctuations de vitesse axiale adimensionnées au centre du canal, issus des simulations A et B et des résultats de [5].

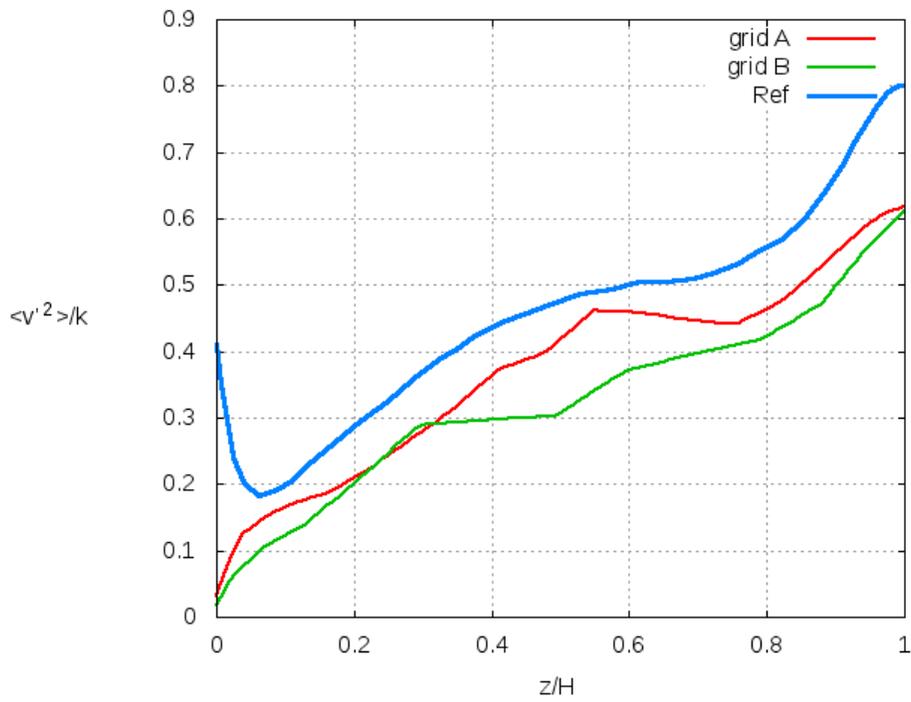


FIGURE 3 – Profils des fluctuations de vitesse latérale adimensionnées au centre du canal, issus des simulations A et B et des résultats de [5].

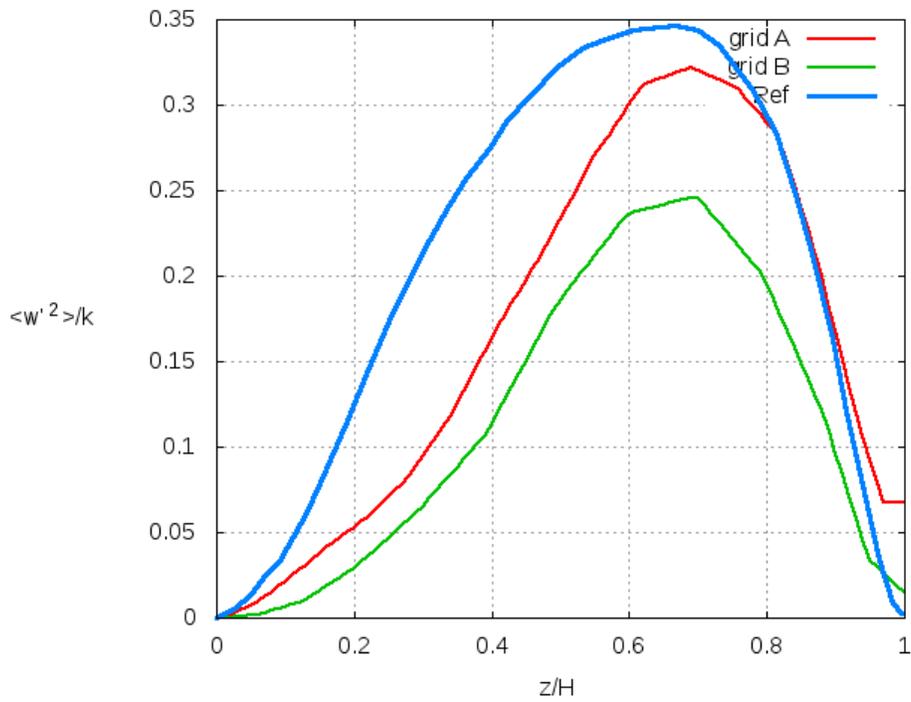


FIGURE 4 – Profils des fluctuations de vitesse verticale adimensionnées au centre du canal, issus des simulations A et B et des résultats de [5].

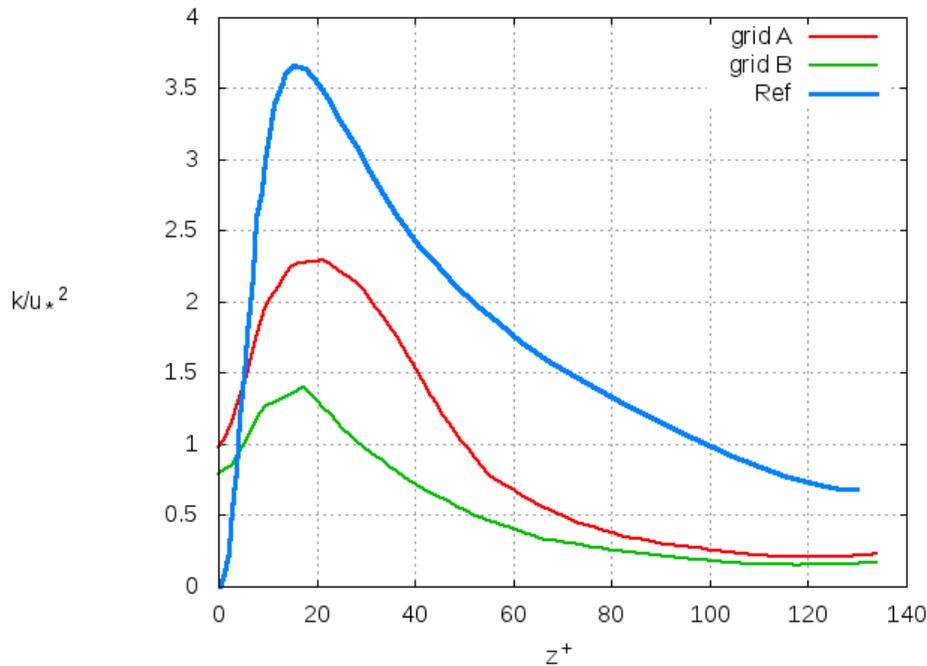


FIGURE 5 – Profils d’énergie cinétique turbulente adimensionnée au centre du canal, issus des simulations A et B et des résultats expérimentaux de [5].

Les figures 2, 3 et 4 décrivent les tensions de Reynolds diagonales adimensionnées par l’énergie cinétique turbulente. Alors que ces contraintes sont identiques à l’entrée du domaine, leur distribution se rapproche rapidement du comportement attendu, donné par [5], excepté dans la zone proche paroi. En effet, particulièrement pour les vitesses axiale et latérale, les variations de vitesses dans cette zone ne sont pas bien modélisées, du fait de la loi de frottement. On peut par ailleurs observer l’atténuation des fluctuations latérale et verticale. Dans la figure 5 qui représente les profils d’énergie cinétique turbulente sur la verticale située au centre du canal, l’amplitude des fluctuations de vitesse a fortement diminué avec la progression du fluide, particulièrement pour le maillage grossier. Comme l’écoulement est à un faible nombre de Reynolds, le modèle de sous-maille n’a que très peu d’influence. Il est donc nécessaire d’identifier la cause de la perte d’énergie. Les fluctuations générées par la SEM pourraient en effet difficilement s’introduire dans l’écoulement, et il semblerait par ailleurs intéressant de quantifier la dissipation numérique du code.

## Conclusion

Dans le but de caractériser finement la turbulence des sites hydroliens, une approche Large-Eddy-Simulation (LES) est développée dans le code TELEMAC-3D. Après avoir réalisé un état de l’art sur la modélisation LES en hydraulique, deux modèles de sous-maille ont été sélectionnés pour être implémentés. Puisque cette méthode requiert des conditions limites plus détaillées, la Synthetic-Eddy-Method (SEM) est employée pour introduire des fluctuations de vitesse cohérentes en entrée du domaine.

Les premiers développements effectués permettent de collecter des premiers résultats ; La SEM est une bonne alternative à la simulation préliminaire, puisqu’elle permet de reproduire de façon très précise et peu coûteuse un champs de fluctuations depuis un tenseur de Reynolds pré-cisé par l’utilisateur. Ainsi, en utilisant des formulations analytiques connues comme la loi de Reichard, cela permet d’obtenir rapidement un écoulement à turbulence pleinement développée.

Les indicateurs de la turbulence retenus ici sont les tensions de Reynolds issues de l'écoulement et l'énergie cinétique turbulente. Leurs comportements sont satisfaisants mais les premiers résultats collectés mettent en évidence une perte d'énergie non négligeable. En effet, l'amplitude des fluctuations injectées par la SEM diminue très vite avec l'écoulement.

## **Remerciements**

Ce travail a bénéficié d'une aide de l'Etat gérée par l'Agence Nationale de la Recherche au titre du programme Investissements d'avenir portant la référence ANR-10-IEED-0006-11

## Références

- [1] Massimo Germano, Ugo Piomelli, Parviz Moin, and William H Cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)*, 3(7) :1760–1765, 1991.
- [2] RA Handler, TF Swear, RI Leighton, and JD Swearingen. Length scales and the energy balance for turbulence near a free surface. *AIAA journal*, 31(11) :1998–2007, 1993.
- [3] Jean-Michel Hervouet. *Hydrodynamics of free surface flows : modelling with the finite element method*. John Wiley & Sons, 2007.
- [4] Nicolas Jarrin, Sofiane Benhamadouche, Dominique Laurence, and Robert Prosser. A synthetic-eddy-method for generating inflow conditions for large-eddy simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27(4) :585–593, 2006.
- [5] Satoru Komori, Hiromasa Ueda, Fumimaru Ogino, and Tokuro Mizushima. Turbulence structure in stably stratified open-channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 130 :13–26, 1983.
- [6] Douglas K Lilly. A proposed modification of the germano subgrid-scale closure method. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)*, 4(3) :633–635, 1992.
- [7] Franck Nicoud and Frédéric Ducros. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow, turbulence and Combustion*, 62(3) :183–200, 1999.
- [8] Pierre Sagaut. *Large eddy simulation for incompressible flows : an introduction*. Springer Science & Business Media, 2006.
- [9] Joseph Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations : I. the basic experiment\*. *Monthly weather review*, 91(3) :99–164, 1963.
- [10] PR Spalart, M Strelets, and A Travin. Direct numerical simulation of large-eddy-break-up devices in a boundary layer. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27(5) :902–910, 2006.
- [11] A Spille-Kohoff and Hans-J Kaltenbach. Generation of turbulent inflow data with a prescribed shear-stress profile. Technical report, DTIC Document, 2001.
- [12] Edward R Van Driest. Turbulent boundary layer in compressible fluids. *Journal of spacecraft and rockets*, 40(6) :1012–1028, 2003.