

Simulation aérodynamique et aéroacoustique d'écoulements massivement décollés par des modèles de turbulence hybrides et de transition

F.Miralles

IMAG, Université de Montpellier, France

Soutenance de thèse à IMAG,
Le 17 novembre 2023, France



INSTITUT DU
DÉVELOPPEMENT ET DES
RESSOURCES EN
INFORMATIQUE
SCIENTIFIQUE



Introduction

Motivation de ce travail

- Développement d'outils précis et efficaces pour la simulation du rayonnement acoustique généré par les machines tournantes (projet de recherche ANR : NORMA).



Figure – Un Hélicoptère, une éolienne et un taxi drone

- Besoin de modèles de turbulence
 - a précis pour les écoulements massivement séparés à des nombres de Reynolds élevés,
 - b capable de prendre en compte la transition de la couche limite ,
 - c avec peu de dissipation dans le but d'être performant dans les applications aéroacoustiques.

Introduction à la turbulence

■ Cascade énergétique et dissipation (Richardson 1922)

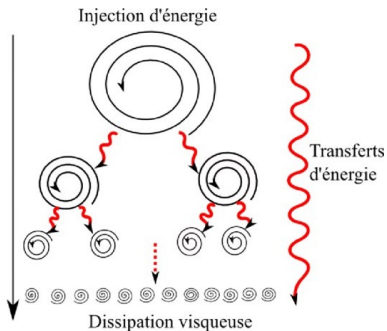


Figure – Cascade énergétique selon Richardson

■ Notion d'échelle critique (Kolmogorov 1941)

- $\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'$ la vitesse en $[m/s]$
- $k = \frac{1}{2} \overline{|\mathbf{u}'|^2}$ énergie cinétique turbulente en $[m/s]^2$
- $\varepsilon = 2\nu \overline{\nabla \mathbf{u}' : \nabla \mathbf{u}'}$ taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente en $[(m/s)^2/s]$
- $\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4}$

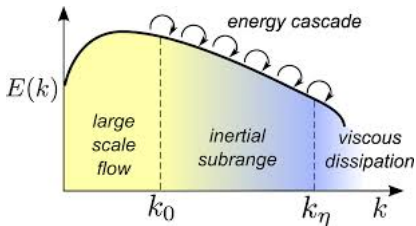


Figure – Énergie et nombre d'onde critique

Introduction

- Limite de la simulation numérique directe
 - ▶ Echelle critique avant dissipation visqueuse

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \Rightarrow h^* = \left(\frac{1}{Re} \right)^{3/4}$$

- ▶ Le nombre de point du domaine de calcul est comparable à $N^3 \sim Re^{9/4}$
- On introduit des modèles de turbulence

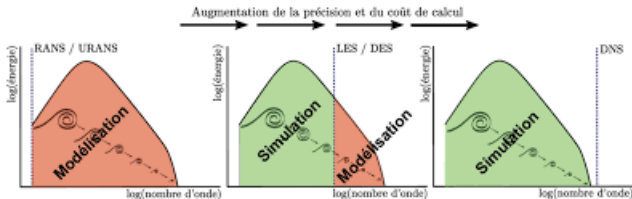


Figure – Modélisation d'échelles de longueur turbulentes.

Introduction

Principaux modèles existants

- RANS n'est pas adapté pour des prédictions précises d'écoulements avec séparation massive et aux problèmes aéroacoustiques.



Figure – Champ de Mach pour une simulation RANS autour d'un NACA0018.

- LES trop coûteux, en particulier dans les régions de proches parois et avec des nombres de Reynolds croissants.

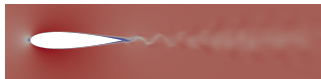


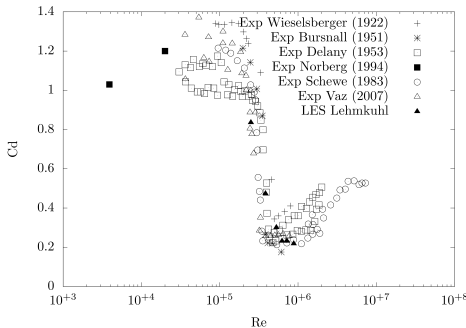
Figure – Champ de Mach pour une simulation LES autour d'un NACA0018.

- Les modèles hybrides RANS-LES peuvent être de bons candidats pour les simulations aéroacoustiques caractérisées par des séparations massives, une attention particulière doit être portée au choix du modèle LES, de la composante RANS et de la stratégie d'hybridation.

Objectif de ce travail

Évaluation de différentes stratégies hybrides pour la simulation d'un écoulement autour d'un cylindre circulaire à nombre de Reynolds élevé et autour de profils naca à différents angles d'attaque, afin de capturer des phénomènes importants comme le rattachement pour le profil naca ou le phénomène de crise de traînée pour le cylindre.

- 1 Introduction
- 2 Approche hybride
- 3 Comparaison : $k - \varepsilon$ et $k - R$
- 4 Modèle de transition : écoulement à différents régimes
- 5 Conclusion



Simulation directe

■ Équations de Navier-Stokes compressibles sans dimension

$$(\mathcal{NS}) : \begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \text{ conservation de la masse} \\ \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p \mathbf{Id}) = \frac{1}{Re} \nabla \cdot \sigma, \text{ conservation de la quantité de mouvement} \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E + p) \mathbf{u}] = \frac{1}{Re} \nabla \cdot \sigma \mathbf{u} + \frac{\gamma}{Re Pr} \nabla \cdot \nabla h, \text{ conservation de l'énergie} \end{cases}$$

Notez que les équations peuvent être réécrites comme suit

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \nabla \cdot F_c(W) = \nabla \cdot F_d(W)$$

Modélisation RANS

- Équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds sans dimension

$$(\mathcal{RANS}) : \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \\ \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p \mathbf{Id}) = \frac{1}{Re} \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}, \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E + p) \mathbf{u}] = \frac{1}{Re} \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{u}) + \frac{\gamma}{Re Pr} \nabla \cdot (\nabla h) \\ \quad + \left(\nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \mathbf{u}) + \frac{\gamma \mu_t}{Pr_t} \nabla \cdot (\nabla h) \right), \end{array} \right.$$

- ★ Tenseur de Reynolds $\boldsymbol{\tau} = \overline{\mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}'}$ $\simeq \mu_t \boldsymbol{\sigma} - \frac{2}{3} \rho k \mathbf{Id}$ par l'approximation de Boussinesq.
- ★ Viscosité turbulente $\mu_t \simeq \frac{k^2}{\varepsilon}$

Modélisation RANS $k - \varepsilon$

- Équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds sans dimension

$$(\mathcal{RANS}) : \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \\ \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p \mathbf{Id}) = \frac{1}{Re} \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} - \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}, \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E + p) \mathbf{u}] = \frac{1}{Re} \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{u}) + \frac{\gamma}{Re Pr} \nabla \cdot (\nabla h) \\ \quad - \left(\nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \mathbf{u}) + \frac{\gamma \mu_t}{Pr_t} \nabla \cdot (\nabla h) \right), \end{array} \right.$$

- ★ Tenseur de Reynolds $\boldsymbol{\tau} = \overline{\mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}'}$ $\simeq \mu_t \boldsymbol{\sigma} - \frac{2}{3} \rho k \mathbf{Id}$ par l'approximation de Boussinesq.
- ★ Viscosité turbulente $\mu_t \simeq \frac{k^2}{\varepsilon}$

$$(\text{Fermeture turbulente}) : \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} k) = P_k - D_k + \nabla \cdot \left[\left(\frac{1}{Re} + \mu_t \sigma_k \right) \nabla k \right], \\ \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \varepsilon) = P_\varepsilon - D_\varepsilon + \nabla \cdot \left[\left(\frac{1}{Re} + \mu_t \sigma_\varepsilon \right) \nabla \varepsilon \right] \end{array} \right.$$

○○○○○

○○○●○○○

○○○○○○○○○○

○○○○○

○○○○○

○○○

○○○○

○○○○

○○○○○○○

○○

Modélisation RANS $k - R$

■ Introduction au modèle $k - R$ ¹ récemment développé :

★ Tenseur de Reynolds $\tau = \overline{\mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}'}$ $\simeq \mu_t \sigma - \frac{2}{3} \rho k \mathbf{Id}$ par l'approximation de Boussinesq.

★ $f_c = \tanh \left(\max \left(0, \frac{|S|}{|\Omega|} - 1 \right) \right)$

★ Viscosité turbulente $\mu_t = \rho c_\mu f_\mu \left[\underbrace{k T_t (1 - f_c)}_{\omega=0} + \underbrace{R f_c}_{\omega \neq 0} \right]$.

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} k) = \mu_t \mathfrak{S}^2 - \rho \frac{k^2}{R} + \nabla \cdot \left[\left(\frac{1}{Re} + \mu_t \sigma_k \right) \nabla k \right], \\ \frac{\partial \rho R}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} R) = c_1 T_t \mu_t \mathfrak{S}^2 - \min \left(\rho c_2 k, \mu_t \frac{|\Omega|}{a_1} \right) + \nabla \cdot \left[\left(\frac{1}{Re} + \mu_t \sigma_R \right) \nabla R \right] \end{cases}$$

Modélisation des écoulements turbulents : un premier modèle hybride RANS/LES

- Terme de fermeture RANS $k - \varepsilon$ de Goldberg et $k - R$:

$$\tau^{k-\varepsilon}(W) = \left(\underbrace{\rho}_0, \underbrace{\rho \mathbf{u}}_0, \underbrace{\rho E}_0, \underbrace{\rho k}_{\tau : \nabla \mathbf{u} - \rho \varepsilon}, \underbrace{\rho \varepsilon}_{(C_1 \tau : \nabla \mathbf{u} - C_2 \rho \varepsilon + E) T^{-1}} \right)$$

$$\tau^{k-R}(W) = \left(\underbrace{\rho}_0, \underbrace{\rho \mathbf{u}}_0, \underbrace{\rho E}_0, \underbrace{\rho k}_{\mu_t \mathcal{G}^2 - \rho \frac{k^2}{R}}, \underbrace{\rho R}_{c_1 T_t \mu_t \mathcal{G}^2 - \min \left(\rho c_2 k, \mu_t \frac{|\Omega|}{a_1} \right)} \right)$$

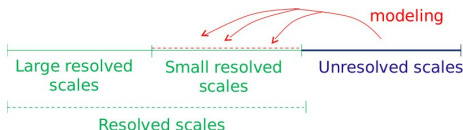
- Le terme de fermeture DDES $\rho \varepsilon$ ou $\rho \frac{k^2}{R}$ est remplacé par $\rho \frac{k^{3/2}}{l_{dDES}}$ où :

$$l_{dDES} = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} - f_{dDES} \max \left(0, \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} - 0.65 \Delta \right), \quad f_{dDES} = 1 - \tanh \left((8r_d)^3 \right),$$

$$r_d = \frac{\nu_t + \nu}{\kappa^2 y^2 \max(\sqrt{|\nabla \mathbf{u} : \nabla \mathbf{u}|}, 10^{-10})}$$

Composante LES : Dynamique Variationnelle Multi Échelle

■ Principe de la VMS



Notre VMS³ utilise 2 grilles superposées afin de dissiper uniquement les échelles numériques qui sont les plus petites représentées par le maillage et pas les plus grandes.

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \nabla \cdot F_c(W) + \nabla \cdot F_v(W) + \nabla \cdot F_v^{VMS}(W^{small\ scales}) = 0$$

■ La VMS⁴ dynamique est une combinaison de VMS avec un algorithme dynamique de Germano adaptant en espace et en temps le coefficient de sous maille :

$$C_s \longrightarrow C_s(\mathbf{x}, t)$$

3. B.Koobus et C. Farhat. "A variational multiscale method for the large eddy simulation of compressible turbulent flows on unstructured meshes—application to vortex shedding". In : *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 193.15 (2004). Recent Advances in Stabilized and Multiscale Finite Element Methods, p. 1367-1383.

4. C. Moussaed et al. "Impact of dynamic subgrid-scale modeling in variational multiscale large-eddy simulation of bluff-body flows". In : *Acta Mechanica* 225 (2014), p. 3309-3323.

○○○○○

○○○○○○●

○○○○○○○○○○

○○○○○

○○○○○

○○○

○○○○

○○○○

○○○○○○○

○○

■ Approche hybride dans un cadre éléments finis/volumes finis

$$\left(\frac{\partial W_h}{\partial t}, \chi_i \right) + (\nabla \cdot F_c(W_h), \chi_i) = (\nabla \cdot F_d(W_h), \phi_i) + \theta \left(\tau^C(W_h), \phi_i \right) + (1 - \theta) \left(\tau^{DVMS}(W_h^{small\ scales}), \phi_i^{small\ scales} \right)$$

$$\star \tau^C \in \{ \tau^{RANS}, \tau^{DDES} \}$$

$$\star \text{Fonction de mélange : } \theta = 1 - f_d \times (1 - \bar{\theta}); \quad \bar{\theta} = \tanh \left(\left(\frac{\Delta}{k^{3/2}} \varepsilon \right)^2 \right),$$

$$\star f_d = f_{d_{des}} \text{ ou } f_d = f_{geo} = \exp \left(-\frac{1}{\epsilon} \min(d - \delta_0, 0)^2 \right)$$

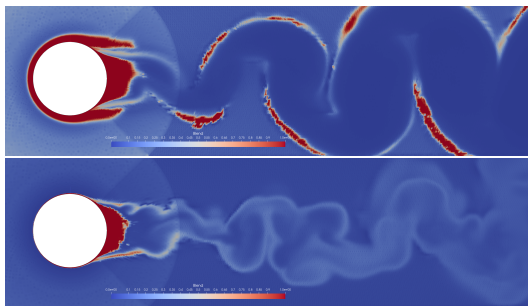


Figure – Comparaison du champ de la fonction d'hybridation entre le modèle $k - \varepsilon$ (en haut) et $k - R$ (en bas) dans leur version hybride, à Reynolds 1M.

Plan

- 1 Introduction
- 2 Approche hybride
- 3 **Comparaison : $k - \varepsilon$ et $k - R$**
 - **Cylindre $Re=1M$ et $2M$**
 - Écoulement sur NACA0021 à forte incidence
 - Écoulement autour du NACA0018 à différentes incidences
- 4 **Modèle de transition : écoulement à différents régimes**
 - **Modèle et initialisation**
 - Régime sous-critique
 - Régime critique
 - Régime supercritique
- 5 Conclusion

○○○○○

○○○○○○○

●○○○○○○○○
○○○○○
○○○○○○○○
○○○
○○○
○○○○○○○

○○

Initialisation

- Modèles utilisés : DDES, RANS/DVMS, DDES/DVMS avec :
 - Modèle de sous maille pour la VMS : Dynamique Smagorinsky
 - Modèle de fermeture RANS $k - \varepsilon$ de Goldberg ou $k - R$.

- Initialisation physique

- nombre de Mach : 0.1 (écoulement subsonique)
- pression de référence : 101300 [N/m²]
- densité : 1.225 [kg/m³]
- conditions de bords :

$$\mathbf{u} = \mathbf{0}, \quad \nabla T \cdot \mathbf{n} = 0,$$

$$k - \varepsilon : k = 0, \quad \varepsilon = (\nabla \sqrt{k}) \cdot \mathbf{n},$$

$$\text{or } k - R : k = 0, \quad R = 0.$$

- intensité turbulente : $I_k = 0.6\%$
- $k_\infty = \frac{3}{2} (I_k U_\infty)^2$, $\varepsilon_\infty = k_\infty / 10$
- $R_\infty = \frac{1}{Re} \frac{\mu_t}{\mu}$

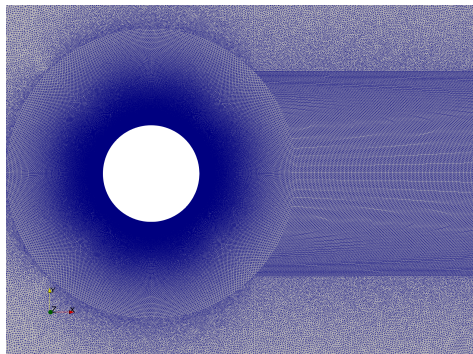


Figure – Maillage hybride structuré/non structuré avec $y_w^+ = 1 \Leftrightarrow \delta = 4 \times 10^{-5}$.



Intégration jusqu'à la paroi pour le modèle $k - \epsilon$ à $Re \geq 1M$

■ Définition du coefficient de pression : $C_p = \frac{\bar{p} - p_\infty}{1/2\rho_\infty U_\infty^2}$

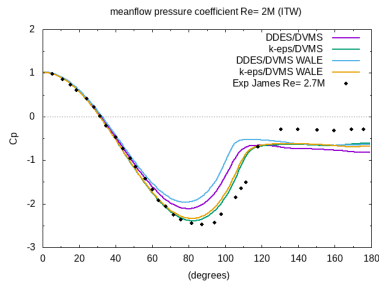
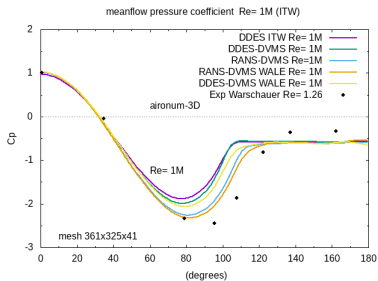


Figure – Distribution moyenne du coefficient de pression autour du cylindre pour $Re=1M$ à gauche, et pour $Re=2M$ à droite.

■ Séparation de la couche limite

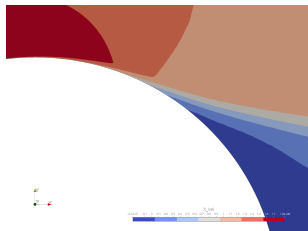
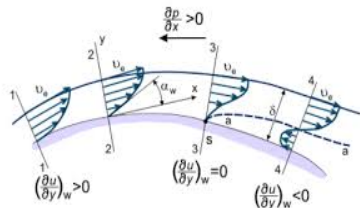


Figure – Gradient de pression adverse et séparation de la couche limite induite

■ Loi de paroi de Reichardt (1951)

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(1 + \kappa y^+) + 7.8 \left[1 - \exp\left(\frac{-y^+}{11}\right) - \frac{-y^+}{11} \exp\left(\frac{-y^+}{3}\right) \right]$$

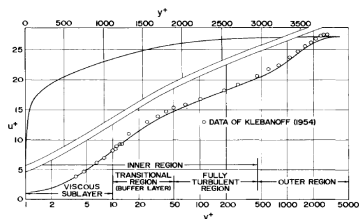


Figure – Profil de la couche limite

○○○○○

○○○○○○○

○○○○●○○○○

○○○○○

○○○○○

○○○○○

○○○

○○○○

○○○○

○○○○○○○

○○

$k - \epsilon$ avec loi de paroi comparé au modèle $k - R$ pour $Re=1M$

	\bar{C}_d	C_f'	\bar{C}_{pb}	$\bar{\theta}$	St
Présentes simulations					
URANS $k - \epsilon$	0.20	0.04	0.22	138	0.13
URANS $k - R$	0.26	0.04	0.30	125	0.38
RANS / DVMS					
$k - \epsilon$ / DVMS	0.25	0.09	0.25	132	0.46
$k - R$ / DVMS	0.27	0.05	0.30	130	0.42
Expériences					
Exp	0.25	0.1-0.15	0.2-0.34	130	0.45

Table – Coefficients aérodynamiques de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire au nombre de Reynolds 1M.

■ Coefficient de pression et coefficient de friction

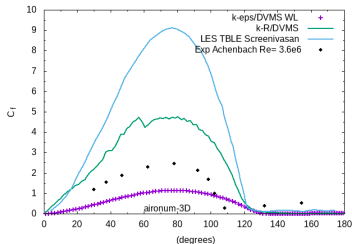
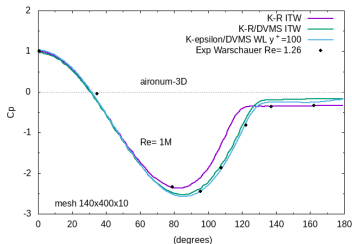


Figure – Distribution du coefficient de pression moyen sur la surface du cylindre. Comparaison entre données expérimentales et résultats numériques à Reynolds 1×10^6 .

○○○○○

○○○○○○○

○○○○○●○○○○

○○○○○

○○○○○

○○○

○○○○

○○○○

○○○○○○○

○○

Comparaison de viscosité turbulente : Reynolds 1M

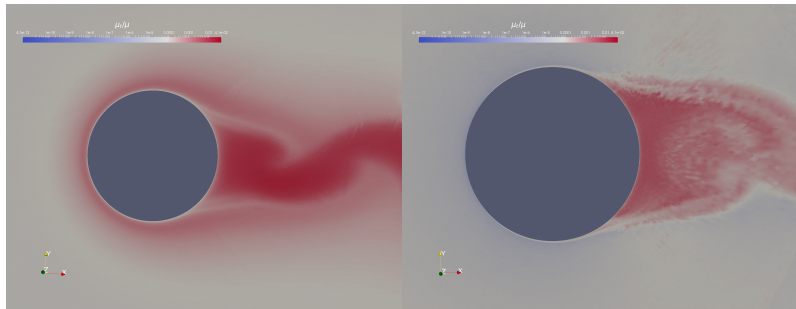


Figure – Comparaison du champs de viscosité turbulente entre le modèle $k - \varepsilon$ et $k - R$ dans leurs version hybride.



Aéroacoustique $Re=1M$

- Niveau de pression sonore $SPL = 10 \log_{10} \left(\frac{\overline{p^2} - \overline{p}^2}{p_{ref}^2} \right)$ [dB], où $p_{ref} = 2 \times 10^{-5} [Pa]$

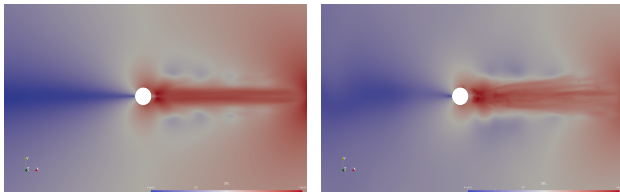


Figure – Niveau de pression sonore : $k - \varepsilon/DVMS$ (gauche) et $k - R/DVMS$ (droite).

- Analyse spectrale : Donnée expérimentale fournies par Schewe⁵ $St_{exp} = 0.45$

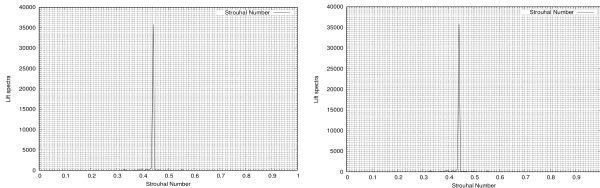


Figure – Spectre des fluctuations du coefficient de portance en fonction de la fréquence de détachement tourbillonnaire, ici représenté par le nombre de Strouhal.

$k - \varepsilon$ avec loi de paroi comparé au modèle $k - R$ pour $Re=2M$

	$\overline{C_d}$	C_f'	$-\overline{C_{pb}}$	$\overline{\theta}$	St
Present simulations					
URANS $k - \varepsilon$	0.26	0.066	0.30	128	-
$k - R$	0.15	0.02	0.20	125	-
RANS / DVMS					
$k - \varepsilon$ / DVMS	0.24	0.030	0.30	132	0.44
$k - R$ / DVMS	0.20	0.034	0.22	128	0.53
Measurements					
Exp. ^{6 7}	0.26-0.32	0.029-0.033	0.40	105	0.41

Table – Coefficients aérodynamiques de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire au nombre à Reynolds 2M.

■ Coefficient de pression et coefficient de friction

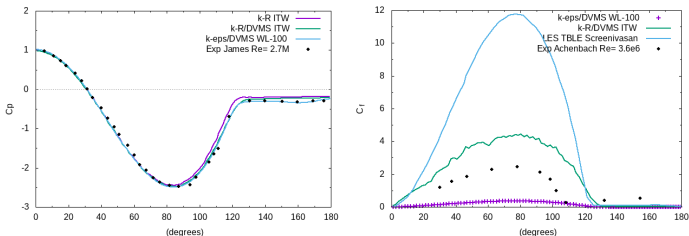


Figure – Distribution du coefficient de pression moyen sur la surface du cylindre. Comparaison entre données expérimentales et résultats numériques à Reynolds 2×10^6 .

○○○○○

○○○○○○○

○○○○○○○○●○

○○○○○

○○○○○

○○○

○○○○

○○○○

○○○○○○○

○○

Comparaison de viscosité turbulente : Reynolds 2M

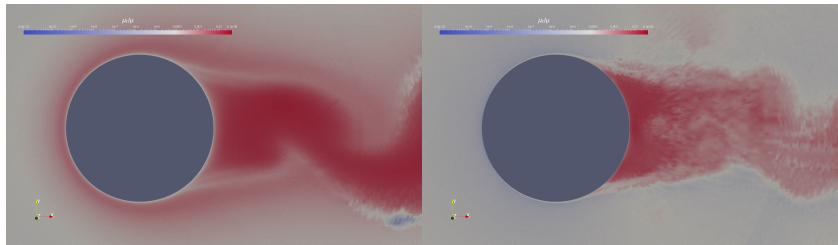


Figure – Comparaison du champs de viscosité turbulente entre le modèle $k - \varepsilon$ et $k - R$ dans leurs version hybride.



Aéroacoustique $Re=2M$

- Niveau de pression sonore $SPL = 10 \log_{10} \left(\frac{\overline{p^2} - \overline{p}^2}{p_{ref}^2} \right)$ [dB], où $p_{ref} = 2 \times 10^{-5} [Pa]$

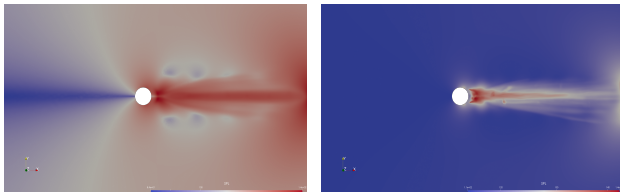


Figure – Niveau de pression sonores : $k - \varepsilon$ /DVMS (gauche) et $k - R$ /DVMS (droite).

- Analyse spectrale : Donnée expérimentale fournies par Schewe⁸ $St_{exp} = 0.41$

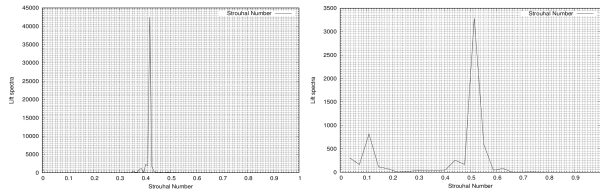


Figure – Spectre des fluctuations du coefficient de portance en fonction de la fréquence de détachement tourbillonnaire, ici représenté par le nombre de Strouhal.

Plan

- 1 Introduction
- 2 Approche hybride
- 3 **Comparaison : $k - \varepsilon$ et $k - R$**
 - Cylindre $Re=1M$ et $2M$
 - **Écoulement sur NACA0021 à forte incidence**
 - Écoulement autour du NACA0018 à différentes incidences
- 4 **Modèle de transition : écoulement à différents régimes**
 - Modèle et initialisation
 - Régime sous-critique
 - Régime critique
 - Régime supercritique
- 5 Conclusion

Initialisation : NACA0021 à forte incidence

■ Initialisation physique

- $Re = 270000$
- AOA 60°
- nombre de Mach : 0.1 (écoulement subsonique)
- pression de référence : 101300 [N/m²]
- densité : 1.225 [kg/m³]
- intensité turbulente : $I_k = 0.6\%$
- $k_\infty = \frac{3}{2} (I_k U_\infty)^2$, $\varepsilon_\infty = k_\infty / 10$
- $R_\infty = \frac{1}{Re} \frac{\rho t}{\mu}$

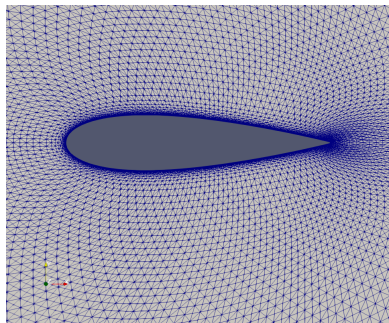


Figure – Maillage radial structuré avec $y_w^+ = 0.7$.



■ Champs de vorticité pour le NACA0021 à 60° d'angle d'attaque

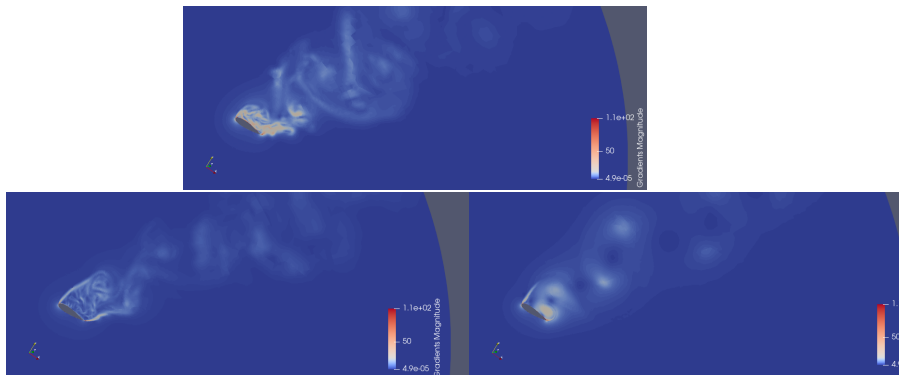


Figure – Champ de vorticité pour le modèle DDES en haut, hybride DDES/DVMS au centre et hybride RANS/DVMS en bas.

Name	\bar{C}_d	\bar{C}_l	St
Present simulations			
DDES $k - \varepsilon$	1.65	1.00	0.12
DDES k-R	1.80	1.05	0.10
URANS / DVMS	1.54	0.95	0.30
URANS k-R/ DVMS	1.70	1.00	0.27
DDES / DVMS	1.64	1.01	0.32
Other simulations			
DES/OES $k - \omega$ ⁹	1.682	1.000	
Experiment			
Experiments ¹⁰	1.517	0.931	

Table – Coefficients aérodynamiques de l'écoulement autour du profil d'aile NACA0021, \bar{C}_d correspond au coefficient de traînée moyen, \bar{C}_l est le coefficient de portance moyen.

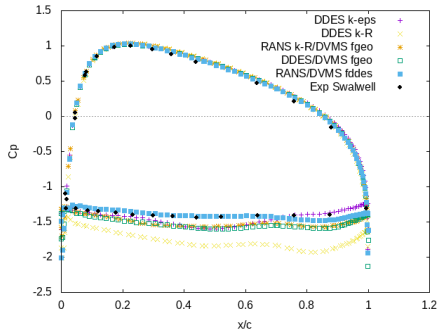


Figure – Distribution de la pression moyenne en fonction de l'axe dans la direction de l'écoulement.

9. R. Akoury et al. "Unsteady Flow Around a NACA0021 Airfoil Beyond Stall at 60 degrees Angle of Attack". In : t. 14. Jan. 2009, p. 405-415. isbn : 978-1-4020-9897-0. doi : 10.1007/978-1-4020-9898-7_35.

10. K. Swalwell, J. Sheridan et W. Melbourne. "The effect of turbulence intensity on stall of the NACA0021 aerofoil". In : 14th Australasian fluid mechanics conference. 2001, p. 941-944.

Aéroacoustique NACA0021 $Re=0.27M$

■ Niveau de pression sonore $SPL = 10 \log_{10} \left(\frac{\overline{p^2} - p_{ref}^2}{p_{ref}^2} \right)$ [dB], où $p_{ref} = 2 \times 10^{-5} [Pa]$

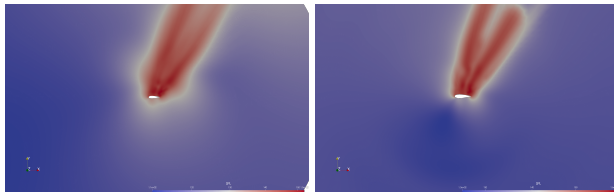


Figure – Naca0021 à 60° d'incidence : niveau de pression sonores pour le modèle $k - \varepsilon/DVMS$ à gauche et $k - R/DVMS$ à droite.

Plan

- 1 Introduction
- 2 Approche hybride
- 3 **Comparaison : $k - \varepsilon$ et $k - R$**
 - Cylindre $Re=1M$ et $2M$
 - Écoulement sur NACA0021 à forte incidence
 - **Écoulement autour du NACA0018 à différentes incidences**
- 4 Modèle de transition : écoulement à différents régimes
 - Modèle et initialisation
 - Régime sous-critique
 - Régime critique
 - Régime supercritique
- 5 Conclusion



■ Coefficients aérodynamiques de l'écoulement autour du profil NACA0018 à nombre de Reynolds 160 000 en utilisant le modèle DDES/DVMS, expériences de Du ¹¹ et Boutilier ¹².

Nom	$\overline{C_D}$	$\overline{C_L}$
DDES/DVMS		
$k - \varepsilon$	0.018	0.03
$k - R$	0.015	0.03
Mesures		
Du	0.01	0.02
Boutilier	-	0.04

$\overline{C_D}$	$\overline{C_L}$
DDES/DVMS	
$k - \varepsilon$	0.57
$k - R$	0.53
Measurements	
Du	0.65
Boutilier	0.71

$\overline{C_D}$	$\overline{C_L}$
DDES/DVMS	
$k - \varepsilon$	0.99
$k - R$	0.73
Measurements	
Du	0.50
Boutilier	0.51

Table – 0° d'incidence.

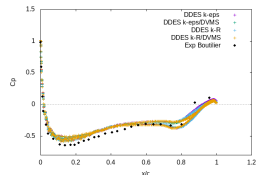


Figure – Distribution du coefficient de pression moyen à 0° d'incidence.

Table – 6° d'incidence.

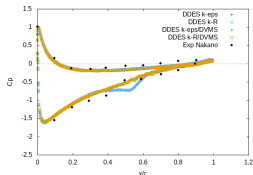


Figure – Distribution du coefficient de pression moyen à 6° d'incidence.

Table – 15° d'incidence.

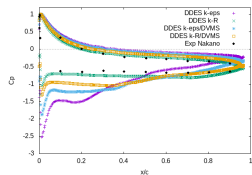


Figure – Distribution du coefficient de pression moyen à 15° d'incidence.

11. Longhuan Du. "Numerical and experimental investigations of Darrieus wind turbine start-up and operation". Thèse de doct. Durham University, 2016.

12. Michael S. H. Boutilier et Serhiy Yarusevych. "Effects of End Plates and Blockage on Low-Reynolds-Number Flows Over Airfoils". In : *AIAA Journal* 50:7 (2012), p. 1547-1559. doi:10.2514/6.2011-1122

○○○○○

○○○○○○○

○○○○○○○○○

○○○○○

○○○●○

○○○

○○○○

○○○○

○○○○○○○

○○

Champs de vorticité

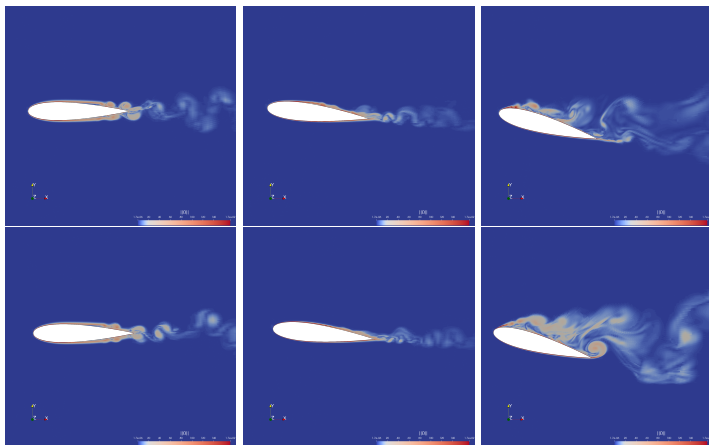


Figure – Champ de vorticité instantanée pour le nombre de Reynolds 160 000 : en haut DDES $k - \epsilon$ /DVMS et en bas DDES $k - R$ /DVMS. De gauche   droite : 0° , 6° et 15° d'angle d'incidence.

○○○○○

○○○○○○○

○○○○○○○○○○

○○○○○

○○○○○●

○○○

○○○○

○○○○

○○○○○○○

○○

Aéroacoustique Naca0018 $Re=0.16M$

■ Niveau de pression sonore basé sur la pression de référence $p_{ref} = 2 \times 10^{-5} [Pa]$

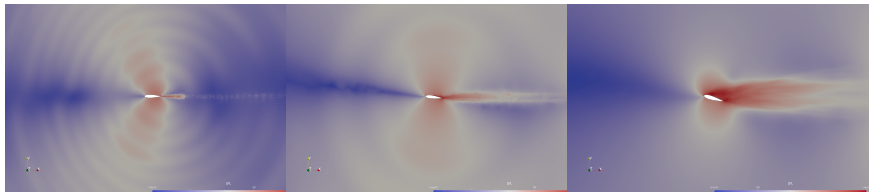


Figure – SPL pour le modèle DDES/DVMS à 0° d'incidence

Figure – SPL pour le modèle DDES/DVMS à 6° d'incidence

Figure – SPL pour le modèle DDES/DVMS à 15° d'incidence

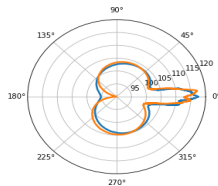
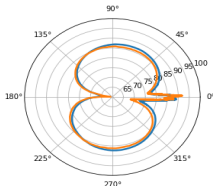
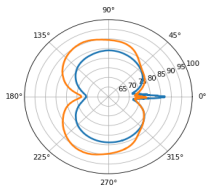


Figure – Diagramme de directivité du SPL, le long de $r=5$, à 0° d'incidence.

Figure – Diagramme de directivité du SPL, le long de $r=5$, à 6° d'incidence.

Figure – Diagramme de directivité du SPL, le long de $r=5$, à 15° d'incidence.

Plan

- 1 Introduction
- 2 Approche hybride
- 3 Comparaison : $k - \varepsilon$ et $k - R$
 - Cylindre $Re=1M$ et $2M$
 - Écoulement sur NACA0021 à forte incidence
 - Écoulement autour du NACA0018 à différentes incidences
- 4 **Modèle de transition : écoulement à différents régimes**
 - **Modèle et initialisation**
 - Régime sous-critique
 - Régime critique
 - Régime supercritique
- 5 Conclusion

Composante URANS : modèle de turbulence de base

■ Le modèle RANS $k - \varepsilon$ de Goldberg¹³ et le modèle $k - \varepsilon - \gamma$ d'Akther¹⁴ peuvent se récrire comme suit

$$\tau^{k-\varepsilon}(W_h) = \left(\underbrace{\rho}_0, \underbrace{\rho \mathbf{u}}_0, \underbrace{\rho E}_0, \underbrace{\rho k}_{P_k - D_k}, \underbrace{\rho \varepsilon}_{(C_1 \tau : \nabla \mathbf{u} - C_2 \rho \varepsilon + E) T^{-1}} \right)$$

■ RANS $k - \varepsilon$ Goldberg et le nouveau $k - \varepsilon - \gamma$ basé sur le modèle d'Akther et Menter¹⁵

$$\tau^{k-\varepsilon-\gamma}(W_h) = \left(\underbrace{\rho}_0, \underbrace{\rho \mathbf{u}}_0, \underbrace{\rho E}_0, \underbrace{\rho k}_{\gamma P_k - \max(\gamma, 0.1) D_k}, \underbrace{\rho \varepsilon}_{(C_1 \tau : \nabla \mathbf{u} - C_2 \rho \varepsilon + E) T^{-1}} \right)$$

$$\frac{\partial \rho \gamma}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} \gamma = C_{g1} \gamma (1 - \gamma) \frac{P_k}{k} + \rho C_{g2} \frac{k^2}{\varepsilon} \nabla \gamma \cdot \nabla \gamma + \nabla \cdot [\sigma \gamma (1 - \gamma) (\mu + \mu_t^*) \nabla \gamma]$$

■ Le début de la transition est donné par la corrélation d'Abu-Ghannam

$$Re_{\theta,S} = 163 + \exp(6.91 - Tu)$$

13. U. Goldberg, O. Peroomian et S. Chakravarthy. "A wall-distance-free $k - \varepsilon$ model with Enhanced Near-Wall Treatment". In : *Journal of Fluids Engineering* 120 (1998), p. 457-462.

14. Most. Nasrin Akther, Mohammad Ali et Ken ichi Funazaki. "Numerical Simulation of Heat Transfer Coefficient on Turbine Blade using Intermittency Factor Equation". In : *Procedia Engineering* 105 (2015). The 6th BSME International Conference on Thermal Engineering, p. 495-503. issn : 1877-7058.

15. Florian Menter et al. "A One-Equation Local Correlation-Based Transition Model". In : *Flow, Turbulence and Combustion* 95 (juil. 2015), p. 1-37.

○○○○○

○○○○○○○

○○○○○○○○○○

○○○○○

○○○○○

○○●

○○○○

○○○○

○○○○○○○

○○

Initialisation

■ Initialisation physique :

- nombre de mach : 0.1 (écoulement subsonique)
- pression de référence : 101300 [N/m²]
- densité : 1.225 [kg/m³]
- conditions de bords :

$$\mathbf{u} = \mathbf{0}, \quad \nabla T \cdot \mathbf{n} = 0,$$

$$k - \varepsilon : \quad k = 0, \quad \varepsilon = (\nabla \sqrt{k}) \cdot \mathbf{n},$$

$$\gamma : \quad \nabla \gamma \cdot \mathbf{n} = 0.$$

- Le maillage est radial avec une taille de maille minimale telle que $y_w^+ \simeq 1$ pour $Re = 10^6$ (610K nœuds).

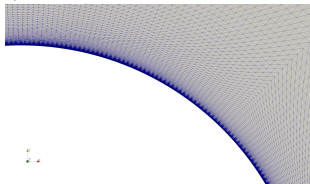


Figure – Zoom sur la grille de calcul proche de la paroi.

Plan

- 1 Introduction
- 2 Approche hybride
- 3 Comparaison : $k - \varepsilon$ et $k - R$
 - Cylindre $Re=1M$ et $2M$
 - Écoulement sur NACA0021 à forte incidence
 - Écoulement autour du NACA0018 à différentes incidences
- 4 **Modèle de transition : écoulement à différents régimes**
 - Modèle et initialisation
 - **Régime sous-critique**
 - Régime critique
 - Régime supercritique
- 5 Conclusion

○○○○○

○○○○○○○

○○○○○○○○○○

○○○○○

○○○○○

○○○

○●○○

○○○○

○○○○○○○

○○

Cylindre circulaire $Re = 20,000$: régime sous-critique

Figure – Écoulement pour le modèle $k - \varepsilon - \gamma/DVMS$ à Reynolds 20K, champ du critère Q utilisant l'échelle de couleurs de la vitesse

	$\overline{C_d}$	$ \overline{C_L} $	C'_l	$-\overline{C_{pb}}$	θ_{sep}	St
Present simulation $Re=20,000$						
$k - \epsilon/DVMS$	1.10	0.00	0.60	0.85	85	0.22
$k - \epsilon - \gamma/DVMS$	1.22	0.00	0.48	1.19	89	0.21
Simulation						
LES of Aradag ¹⁶	1.20	-	-	1.25	-	-
VMS-LES of Wornom ¹⁷	1.27	-	0.60	1.09	86	0.19
Experiments						
Norberg ¹⁸	1.16	-	0.46	1.19	-	0.19
Lim ¹⁹	1.19	-	-	1.09	-	-

Table – Coefficients aérodynamiques de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire à nombre de Reynolds 2M. $k - \epsilon/DVMS$ désigne le modèle hybride sans transition, et $k - \epsilon - \gamma/DVMS$ est le modèle de transition hybride actuel.

16. S.Aradag. "Unsteady turbulent vortex structure downstream of a three dimensional cylinder". In : *Isi Bilimi Ve Teknigi Dergisi/ Journal of Thermal Science and Technology* 29 (jan. 2009).

17. S. Wornom et al. "Variational multiscale large-eddy simulations of the flow past a circular cylinder : Reynolds number effects". In : *Computers and Fluids* 47.1 (2011), p. 44-50. issn : 0045-7930.

18. C Norberg. "Pressure Forces on a Circular Cylinder in Cross Flow, IUTAM Symposium on Bluff Body Wakes, Dynamics and Instabilities". In : sept. 1992. isbn : 978-3-662-00416-6 ; C. Norberg. "Fluctuating lift on a circular cylinder : review and new measurements". In : *Journal of Fluids and Structures* 17.1 (2003), p. 57-96. issn : 0889-9746.

19. H.Lim et S.J. Lee. "Flow Control of Circular Cylinders with Longitudinal Grooved Surfaces". In : *AIAA Journal* 40.10 (2002), p. 2027-2036.

○○○○○

○○○○○○○

○○○○○○○○○○

○○○○○

○○○○○

○○○

○○○●

○○○

○○○○○○○

○○

■ Coefficient de pression moyen (Exp de Norberg²⁰)

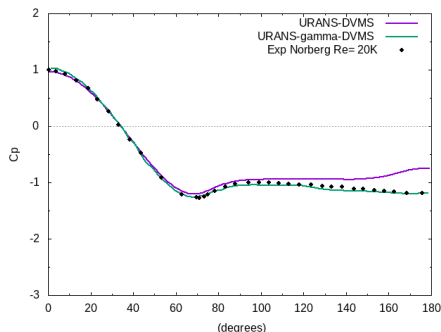


Figure – Écoulement autour d'un cylindre à nombre de Reynolds 20 000 (régime sous-critique) : distribution sur la surface du cylindre du coefficient de pression moyen obtenu avec le présent modèle de transition hybride par rapport aux données expérimentales

○○○○○

○○○○○○○

○○○○○○○○○

○○○○○

○○○○○

○○○

○○○○

●○○○

○○○○○○○

○○

Plan

- 1 Introduction
- 2 Approche hybride
- 3 Comparaison : $k - \epsilon$ et $k - R$
 - Cylindre $Re=1M$ et $2M$
 - Écoulement sur NACA0021 à forte incidence
 - Écoulement autour du NACA0018 à différentes incidences
- 4 **Modèle de transition : écoulement à différents régimes**
 - Modèle et initialisation
 - Régime sous-critique
 - **Régime critique**
 - Régime supercritique
- 5 Conclusion

○○○○○

○○○○○○○

○○○○○○○○○○

○○○○○

○○○○○

○○○

○○○○

●○○○

○○○○○○○

○○

Cylindre circulaire $Re = 250K$: régime critique

Figure – Écoulement pour le modèle $k - \varepsilon - \gamma$ /DVMS à Reynolds 250K, champ du critère Q utilisant l'échelle de couleurs de la vitesse

○○○○○

○○○○○○○

○○○○○○○○○○

○○○○○

○○○○○

○○○

○○○○

○○●○

○○○○○○○

○○

Name	\overline{C}_d	$ \overline{C}_L $	C'_l	$-\overline{C}_{pb}$	St
Present simulation $Re=2.5 \times 10^5$					
$k - \varepsilon/DVMS$	0.61	0.00	0.31	0.70	0.30
$k - \varepsilon - \gamma/DVMS$	0.86	0.15	0.65	0.87	0.20
Simulation					
LES of Lehmkühl et al. ²¹	0.83	0.9	0.49	0.99	0.24
LES of Yeon et al. ²²	0.56	0.09	0.12	0.44	0.19
Experiments					
Schewe ²³	1.00	-	0.18	-	0.20

Table – Coefficients aérodynamique de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire à nombre de Reynolds 2.5×10^5 (régime critique).

21. I. Rodríguez et al. "On the flow past a circular cylinder from critical to super-critical Reynolds numbers : Wake topology and vortex shedding". In : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 55 (2015), p. 91-103. issn : 0142-727X.

22. S.M. Yeon, J. Yang et F. Stern. "Large-eddy simulation of the flow past a circular cylinder at sub- to super-critical Reynolds numbers". In : *Applied Ocean Research* 59 (2016), p. 663-675. issn : 0141-1187.

23. G. Schewe. "On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers". In : *Journal of Fluid Mechanics* 133 (1995), p. 265-285.

■ Coefficient de pression (Exp de Achenbach²⁴)

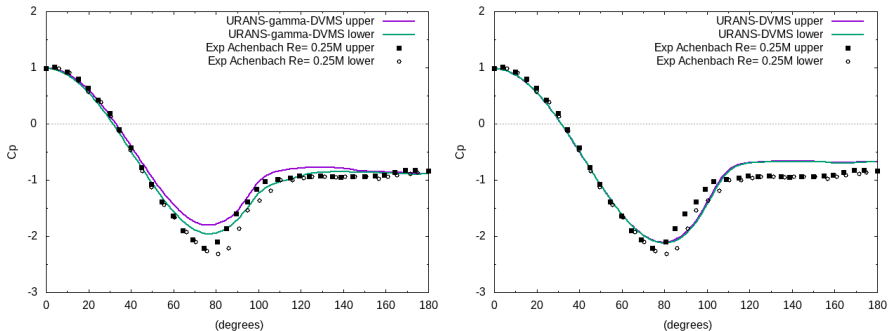


Figure – Écoulement sur un cylindre à nombre de Reynolds 2.5×10^5 (régime critique) : distribution sur la partie supérieure (violet) et la partie inférieure (vert) sur la surface du cylindre du coefficient de pression moyen obtenu avec la présent modèle de transition hybride (à gauche) et son homologue sans transition (à droite), comparés aux données expérimentales (Achenbach).

24. E. Achenbach et E. Heinecke. "On vortex shedding from smooth and rough cylinders in the range of Reynolds numbers 6×10^3 to 5×10^6 ". In : *Journal of Fluid Mechānics* 100 (1981), 239–251. 🔍 🔍 🔍

○○○○○

○○○○○○○

○○○○○○○○○○

○○○○○

○○○○○

○○○

○○○○

○○○○

●○○○○○○

○○

Plan

- 1 Introduction
- 2 Approche hybride
- 3 Comparaison : $k - \varepsilon$ et $k - R$
 - Cylindre $Re=1M$ et $2M$
 - Écoulement sur NACA0021 à forte incidence
 - Écoulement autour du NACA0018 à différentes incidences
- 4 **Modèle de transition : écoulement à différents régimes**
 - Modèle et initialisation
 - Régime sous-critique
 - Régime critique
 - **Régime supercritique**
- 5 Conclusion

○○○○○

○○○○○○○

○○○○○○○○○○

○○○○○

○○○○○

○○○

○○○○

○○○○

○●○○○○○

○○

Cylindre circulaire $Re = 1M$: régime supercritique

Figure – Écoulement pour le modèle $k - \varepsilon - \gamma/DVMS$ à Reynolds 1M, champ du critère Q utilisant l'échelle de couleurs de la vitesse.

	$\overline{C_d}$	$ \overline{C_L} $	C'_l	$-\overline{C_{pb}}$	θ_{sep}	St
Present simulation $Re=10^6$						
$k - \varepsilon/DVMS$	0.54	0.03	0.30	0.50	110	0.34
$k - \varepsilon - \gamma/DVMS$	0.28	0.03	0.04	0.25	128	0.50
Simulation						
LES of Kim et al. ²⁵	0.27	-	0.12	0.28	108	-
LES of Catalano et al. ²⁶	0.31	-	-	0.32	-	0.35
Experiments						
Schewe ²⁷	0.22	-	0.02	-	-	0.44
Gölling ²⁸	0.22	-	-	-	130	0.12/0.47
Zdravkovich ²⁹	0.2-0.4	-	0.1-0.15	0.2-0.34	-	0.18/0.50

Table – Coefficients aérodynamique de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire à nombre de Reynolds 10^6 (régime supercritique).

25. S.E. Kim et M. Srinivasa. "Prediction of Unsteady Loading on a Circular Cylinder in High Reynolds Number Flows Using Large Eddy Simulation". In : *Proceedings of the International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering - OMAE*. T. 3. Jan. 2005.

26. P. Catalano et al. "Numerical simulation of the flow around a circular cylinder at high Reynolds numbers". In : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24.4 (2003), p. 463-469. issn : 0142-727X.

27. G. Schewe. "On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds number". In : *Journal of Fluid Mechanics* 133 (août 1983), p. 265 -285.

28. B. Gölling. "Experimental investigations of separating boundary-layer flow from circular cylinder at Reynolds numbers from 10^5 up to 10^7 ". In : *Proceedings of IUTAM Symposium on One Hundred Years of Boundary Layer Research*. 2006, p. 455-462.

29. M.M. Zdravkovich. *Flow Around Circular Cylinders : Volume I : Fundamentals. Flow Around Circular Cylinders : A Comprehensive Guide Through Flow Phenomena, Experiments, Applications, Mathematical Models, and Computer Simulations*. OUP Oxford, 1997.

○○○○○

○○○○○○○

○○○○○○○○○○

○○○○○

○○○○○

○○○

○○○○

○○○○

○○○●○○○

○○

■ Coefficient de pression (Exp de Warschauer³⁰)

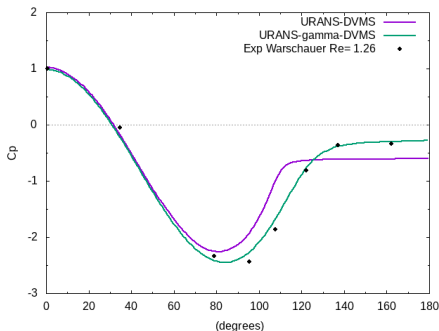


Figure – Écoulement sur un cylindre à nombre de Reynolds 10^6 (régime supercritique) : distribution sur la surface du cylindre du coefficient de pression moyen obtenu avec le présent modèle de transition hybride par rapport aux données expérimentales.

30. J.A. Leene K.A. Warschauer. "Experiments on mean and fluctuating pressures of circular cylinders at cross flow at very high Reynolds numbers". In : *Proceeding International Conference on Wind Effects on Buildings and Structures*. 1971, p. 305-315.

○○○○○

○○○○○○○

○○○○○○○○○○
○○○○
○○○○○○○○
○○○○
○○○○
○○○○●○○

○○

■ Champs de vorticité

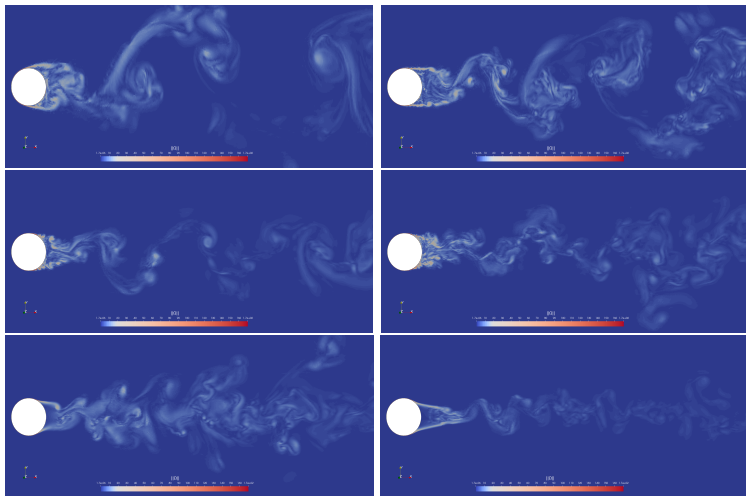


Figure – Vorticités instantanées pour divers nombres de Reynolds, du régime d'écoulement sous-critique à supercritique (de gauche à droite, en haut puis en bas : $Re=20000$, $Re=10^5$, $Re=2.5 \times 10^5$, $Re=3.8 \times 10^5$, $Re=7.2 \times 10^5$, $Re=10^6$).

○○○○○

○○○○○○○

○○○○○○○○○○
○○○○
○○○○○○○
○○○○
○○○○
○○○○○●○

○○

Fréquence de Kelvin-Helmoltz $Re=0.1M$

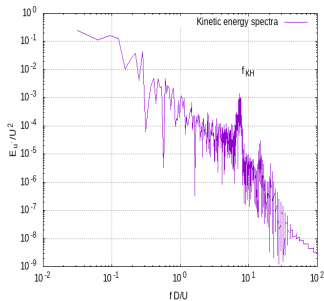
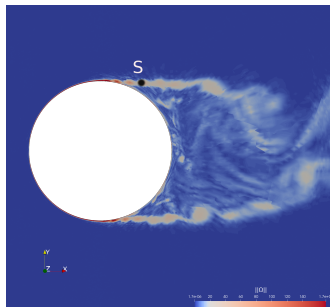


Figure – Vorticité instantanée pour le nombre de Reynolds 100K à gauche avec la position du capteur notée S, et à droite la fréquence de Kelvin-Helmholtz notée f_{KH} dans le spectre.

○○○○○

○○○○○○○

○○○○○○○○○○

○○○○○

○○○○○

○○○

○○○○

○○○○

○○○○○○●

○○

■ Crise de la traînée et augmentation du nombre de Strouhal

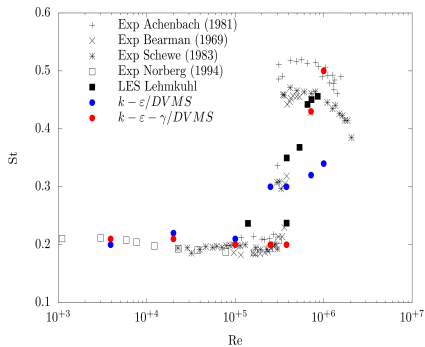
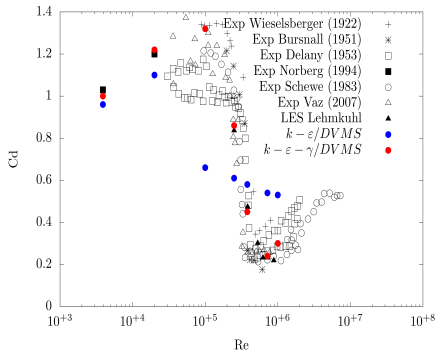


Figure – Impact du modèle de transition (en rouge) sur la crise de la traînée et la prédiction du nombre de Strouhal, en contraste avec le même modèle hybride sans modélisation de la transition (en bleu).

○○○○○

○○○○○○○

○○○○○○○○○

○○○○○

○○○○○

○○○○○

○○○

○○○○

○○○○

○○○○○○○

●○

■ Conclusion et perspective

- Les simulations hybrides URANS/DVMS sont en bon accord avec les données expérimentales.
- Le modèle $k - R$ dans l'approche hybride est comparable à $k - \varepsilon$ avec parfois des améliorations.
- Les coefficients aérodynamiques sont prédits avec précision avec l'approche hybride.
- Une méthode hybride qui combine un modèle RANS basé sur l'intermittence et une approche DVMS a été étudié.
- Les coefficients aérodynamiques et les phénomènes importants (comme la crise de la traînée et l'augmentation du nombre de Strouhal) sont correctement prédits.
- Amélioration significative apportée par la méthode hybride basée sur l'intermittence par rapport à son homologue sans transition.
- Le modèle hybride proposé est utilisable sur une large plage de nombres de Reynolds, y compris ceux modérés.

○○○○○

○○○○○○○

○○○○○○○○○○

○○○○○

○○○○○

○○○

○○○○

○○○○

○○○○○○○

○●

■ Perspective : Simulation aérodynamique et aéroacoustique d'écoulements complexes pour des machines tournantes.

Figure – Rotation d'une hélice en utilisant le modèle $k - R$ /DVMS sur un maillage grossier.

Appendix VMS

■ VMS formulation³¹

$$\left(\frac{\partial W_h}{\partial t}, \chi_i \right) + (\nabla \cdot F_c(W_h), \chi_i) = (\nabla \cdot F_d(W_h), \phi_i) + (\tau^{DVMS}(W_h), \phi'_i). \quad (1)$$

■ VMS closure term with dynamics coefficients $C_{model} = C_{model}(\mathbf{x}, t)$ and $Pr_t = Pr_t(\mathbf{x}, t)$

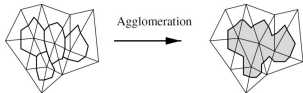
$$(\tau^{DVMS}(W_h), \phi'_i) = (0, \mathbf{M}_S(W_h, \phi'_h), M_H(W_h, \phi'_h), 0, 0)$$

where :

$$\mathbf{M}_S(W_h, \phi'_i) = \sum_{T \in \Omega_h} \int_T \underbrace{\bar{\rho}(C_S \Delta)^2 |S|}_{\mu_{sgs}} P \nabla \phi'_i dx, \quad P = 2S - \frac{2}{3} Tr(S) Id$$

$$M_H(W_h, \phi'_i) = \sum_{T \in \Omega_h} \int_T \frac{C_p}{Pr_t} \underbrace{\bar{\rho}(C_S \Delta)^2 |S|}_{\mu_{sgs}} \nabla T' \cdot \nabla \phi'_i dx, \quad \Delta = (\int_T dx)^{1/3}$$

and $\phi'_h = \phi_h - \overline{\phi_h}$ where $\overline{\phi_h}$ is computed from macro cells.



31. C. Farhat, A. Rajasekharan et B. Koobus. "A dynamic variational multiscale method for large eddy simulations on unstructured meshes". In : *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 195.13 (2006). A Tribute to Thomas J.R. Hughes on the Occasion of his 60th Birthday, p. 1667-1691. issn : 0045-7825. doi : <https://doi.org/10.1016/j.cma.2005.05.045>. url :