

Turbulence développée dans un système de Taylor-Couette thermique de grandes dimensions

Fully developed turbulence in a large dimensions thermal Taylor-Couette facility

Ziad Ntarmouchant, Harminder Singh, Hugues Besnard, Antoine Bonnesoeur, Arnaud Prigent*, Innocent Mutabazi

¹ Normandie Université, UNIHAVRE, CNRS, Laboratoire Ondes et Milieux Complexes, UMR 6294, 53 rue de Prony, 76058 Le Havre Cedex, France

*(auteur correspondant : arnaud.prigent@univ-lehavre.fr)

Résumé – Nous présentons des résultats obtenus dans THETACO, une nouvelle plateforme expérimentale de Taylor-Couette de grande dimension dédiée à l'étude de la turbulence développée générée par l'action simultanée de l'instabilité centrifuge et de la convection induite par un gradient radial de température. L'espace annulaire a un entrefer de 20 mm et une hauteur de près d'un mètre. Le cylindre extérieur est fixe et la vitesse de rotation maximale du cylindre intérieur permet d'atteindre un nombre de Reynolds de $0,5 \cdot 10^6$. Le cylindre intérieur peut être chauffé à 40°C et le cylindre extérieur peut être refroidi à 10°C . Nous pouvons ainsi obtenir un nombre de Grashof de 10^6 . Ainsi, des mesures de température et de vitesse obtenues dans le plan ($r - z$) sont présentées avec des mesures de couple.

Mots-clés : Turbulence, Taylor-Couette, Convection, Couple, CLT.

Abstract – We present results obtained in THETACO, a new Taylor-Couette facility that has been designed to study the turbulence at high Reynolds and Grashof numbers generated by simultaneous action of differential rotation and radial temperature gradient. The gap width of the system is 20 mm over a height of approximately 1 m. The outer cylinder is stationary and the maximum rotation speed of the inner cylinder leads to a maximum Reynolds number of $0.5 \cdot 10^6$. The temperatures of both cylinders are controlled independently with heating provided at the inner cylinder to a maximum value of 40°C and cooling of the outer cylinder to a minimum value of 10°C . This allows to reach a Grashof number of $\sim 10^6$. As such, temperature and velocity measurements obtained in the ($r - z$) plane are presented along with torque measurements.

Keywords: Turbulence, Taylor-Couette, Convection, Torque, TLC.

Nomenclature

Fr	nombre de Froude	ℓ	hauteur effective de l'expérience, m
G	couple adimensionné	r_i	rayon du cylindre intérieur, m
Gr	nombre de Grashof	r_o	rayon du cylindre extérieur, m
h	hauteur de l'expérience, m	ΔT	gradient de température, K
Nu_ω	nombre de Nusselt	<i>Symboles grecs</i>	
Pr	nombre de Prandtl	Γ	rapport d'aspect
Ra	nombre de Rayleigh	Ω	vitesse de rotation du cylindre intérieur
Re	nombre de Reynolds	α	coefficient de dilation, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
T	température, $^\circ\text{C}$	κ	diffusivité thermique, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
\mathcal{T}	couple, N.m	η	rapport des rayons
Ta	nombre de Taylor	ν	viscosité cinématique, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
d	largeur de l'entrefer, mm	ρ	masse volumique, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
g	accélération de la pesanteur, $\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$	<i>Indices et exposants</i>	
		lam	laminaire

1. Introduction

Inventé il y a plus d'un siècle pour étudier la viscosité des fluides, le système de Taylor-Couette, dans lequel un fluide se trouve entre deux cylindres concentriques, est devenu, avec son jumeau hydrodynamique [1], la convection de Rayleigh-Bénard, l'un des écoulements paradigmatiques de la mécanique des fluides. Le système de Taylor-Couette est un système fermé avec une géométrie simple et de nombreuses symétries. Il est accessible analytiquement, numériquement et expérimentalement, avec une grande précision. Il présente aussi une vaste gamme d'applications dans diverses disciplines : chimie, électro-hydrodynamique [2], biotechnologie [3], astrophysique [4-6].

Dans la dernière décennie, le régime de turbulence ultime, quand même la couche limite devient turbulente, a été le sujet de plusieurs études dans le système de Taylor-Couette [7-11]. Ce régime de turbulence a également été étudié significativement durant cette même période dans le cas de la convection de Rayleigh-Bénard, où le mouvement du fluide et, donc, la turbulence sont induits par un gradient de température vertical [12-17]. La convection thermique turbulente est un élément essentiel de nombreux processus importants que l'on retrouve dans l'industrie, en climatologie, océanographie, géophysique, astrophysique et dans l'aéronautique. En outre, dans plusieurs de ces processus, la convection est combinée à une rotation différentielle menant à des configurations similaires à un système de Taylor-Couette avec convection. En effet, la convection peut être étudiée dans le système de Taylor-Couette en ajoutant un gradient radial de température, par exemple. Dès qu'un gradient de température radial est imposé dans le système, il induit un écoulement barocline consistant en une cellule de convection unique. Dans le système de Taylor-Couette, l'écoulement barocline en combinaison avec l'écoulement azimuthal créé par la rotation du cylindre génère un écoulement complexe avec une riche variété de régimes d'écoulements gouvernés par les paramètres de contrôle [18], c'est-à-dire principalement le gradient de température et le taux de rotation. Étudier un tel système d'écoulement complexe a des applications directes dans l'industrie avec les machines tournantes les pompes à grande vitesse et la solidification du métal pur [19].

Dans le système de Taylor-Couette soumis à un gradient radial de température ΔT , une fois les propriétés du fluide et donc le nombre de Prandtl $Pr = \nu/\kappa$, fixés, l'écoulement est gouverné par le nombre de Grashof $Gr = \alpha g \Delta T d^3 / \nu^2$ pour les effets du gradient de température et le par le nombre de Reynolds $Re = r_i \Omega d / \nu$ pour les effets de la force centrifuge.

En dehors de celui présenté ici, il n'existe pas d'autre grand système de Taylor-Couette avec gradient radial de température dédié à l'étude de la turbulence ultime. Les études qui ont été menées jusqu'à maintenant l'ont été dans des équipements d'échelle plus réduite autorisant d'accéder à des nombres de Grashof et de Reynolds plus petits. Ainsi les travaux antérieurs réalisés au laboratoire [18] couvrent une gamme de gradients de température conduisant à $Gr \in [0; 10^4]$. La nouvelle plateforme que nous présentons ici permet d'étudier l'écoulement de Taylor-Couette pour une gamme de nombres de Grashof s'étendant jusqu'à 10^6 et des nombres de Reynolds pouvant aller jusqu'à $0,5 \cdot 10^6$. Les résultats que nous présentons ici considèrent la gamme complète du nombre de Grashof pour des nombres de Reynolds nuls ou faibles ou la gamme complète du nombre de Reynolds pour un nombre de Grashof nul. Les sections suivantes décrivent le système de Taylor-Couette puis fournissent les résultats et la conclusion de cet article.

2. Le système de Taylor-Couette thermique (THETACO)

2.1. Description du dispositif expérimental

Le système de Taylor-Couette que nous avons construit [20] est représenté sur les figures 1. La figure 1 donne la géométrie des cylindres intérieur et extérieur. Leur rayon mesure $r_i = 0,1325$ m et $r_o = 0,1525$ m, respectivement, formant un entrefer de largeur $d = r_o - r_i = 0,02$ m et donnant le rapport des rayons $\eta = r_i / r_o = 0.869$ et un nombre de Froude $Fr = v/\sqrt{gd^3}$. La hauteur de la zone utile $h = 1$ m, donne un rapport d'aspect $\Gamma = h/d = 50$.

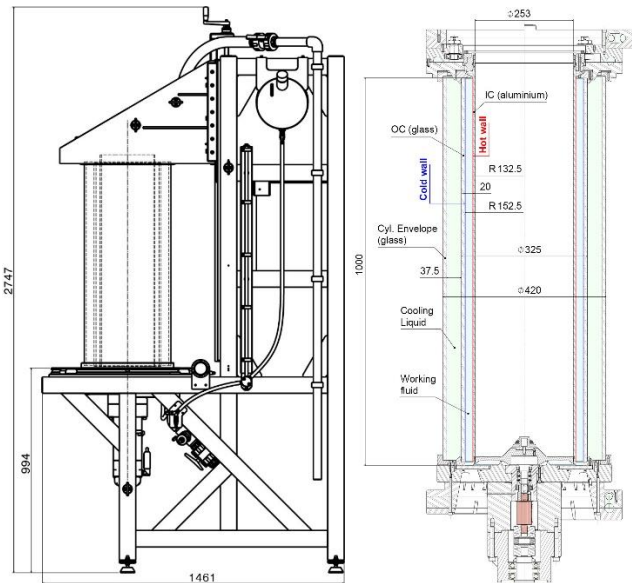


Figure 1 : Schémas du système de Taylor-Couette avec les cylindres



Figure 2 : Système de Taylor-Couette avec visualisation de l'écoulement turbulent pour $Re = 2,5 \cdot 10^4$, $Gr = 0$

Le cylindre intérieur est en aluminium trempé et anodisé en noir pour éviter les réflexions lors de l'utilisation de laser. Ce matériau a été choisi en raison de son usinabilité, de sa résistance à la corrosion tout en gardant une bonne conductivité thermique de $172 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Le cylindre extérieur et le fond sont faits de verre afin de permettre un accès optique complet sur toute la zone de travail (axialement et horizontalement à partir du fond). Dans cette configuration, le cylindre intérieur peut être mis en rotation à une fréquence maximale de 30 tr/s, tandis que le cylindre extérieur reste stationnaire. Le gradient radial de température est obtenu par le chauffage du cylindre intérieur et le refroidissement de l'extérieur. La température la plus basse à laquelle le cylindre extérieur peut être maintenu est de 10°C et la température maximale atteignable sur le cylindre intérieur est de 40°C . Par conséquent, cette configuration offre la possibilité d'étudier en même temps une gamme de nombres de Reynolds de 10 à $0,5 \cdot 10^6$ et une plage de nombres de Grashof de 10 à 10^6 avec de l'eau comme fluide de travail.

Afin de mesurer précisément sa vitesse et le couple, un couplemètre Kistler est placé entre le moteur et l'arbre d'entraînement du cylindre intérieur. Il offre une plage de mesure du couple allant de 0 à ± 50 Nm avec une précision de $\pm 0,2\%$ et est équipé d'un encodeur optique délivrant 2 fois 360 impulsions par révolution pour mesurer la vitesse de rotation.

Ce système est accompagné de tous les équipements nécessaires pour réaliser des mesures de vitesses par vélocimétrie laser Doppler, vélocimétrie par images de particules (PIV), PIV stéréoscopique ainsi que des mesures de température par fluorescence induite par laser ou l'utilisation de cristaux liquides thermochromiques (CLT).

2.2. Création et contrôle du gradient de température

Afin d'établir le gradient radial de température à la valeur désirée, le cylindre intérieur est chauffé et le cylindre extérieur est refroidi. Le chauffage est réalisé à l'aide d'un élément chauffant introduit sans contact dans le cylindre intérieur. Il est constitué de six lampes à infrarouge toroïdales contrôlées par autant de pyromètres à infrarouges. Ces pyromètres peuvent fonctionner dans une plage de température de -40°C à 1030°C tout en offrant une précision de $\pm 1\%$ ou $\pm 1,0^{\circ}\text{C}$. Afin de vérifier la précision de ces pyromètres, un essai préliminaire a été réalisé dans lequel la température a été fixée à 21°C , et nous avons obtenu des fluctuations de $\pm 0,4^{\circ}\text{C}$ sur une période de 600 secondes. Afin de maintenir l'homogénéité axiale de la température, les six lampes sont contrôlées de façon indépendante et un ventilateur est situé en haut de l'élément. Le cylindre extérieur est refroidi à une température constante homogène axialement à l'aide d'une circulation d'eau issue d'une unité frigorifique munie d'une pompe variable et garantissant une constance de température de $\pm 0,2^{\circ}\text{C}$ pour une température variant entre -20 et 100°C . Il est à noter qu'une fluctuation de $\pm 0,2^{\circ}\text{C}$ affecterait la viscosité de l'eau par $\sim 0,8\%$ à environ 5°C et par $\sim 0,4\%$ environ à 39°C et une incertitude de 450 sur le nombre de Grashof à comparer à la valeur maximale de $\sim 10^6$. Les tests préliminaires ont montré que les fluctuations réelles du système de refroidissement restent dans la plage indiquée de $\pm 0,2^{\circ}\text{C}$.

3. Résultats

Dans cette section, nous présentons un ensemble de résultats obtenus à l'aide du couplemètre, des mesures de vitesse par PIV et des mesures de température par CLT. Excepté pour des visualisations non présentées ici, tous les résultats de cet article ont été obtenus avec de l'eau.

3.1. Visualisations

Pour commencer, une image de visualisation de l'écoulement turbulent est présentée sur la figure 2. Elle correspond à l'écoulement des rouleaux turbulents et a été obtenue avec de l'eau et 1% de Kalliroscope ST-1000. Les visualisations permettent d'observer et d'identifier les motifs correspondant à différents régimes d'écoulement. Elles permettent aussi d'obtenir les propriétés spatio-temporelles de ces régimes. D'autres visualisations ont été effectuées pour confirmer l'état laminaire à faibles nombres de Reynolds. Pour cela, 1 % de Kalliroscope a été mélangé avec une solution contenant 45% de glycérol.

3.2. Mesures de couple

Les mesures de couple sont présentées en utilisant le nombre de Nusselt Nu_{ω} dans le cadre d'une analogie entre le transport de chaleur et le transport de moment cinétique proposée par Dubrulle et Hersant [7] puis par Eckhardt et al [8]. Nu_{ω} est présenté sur la figure 3 en fonction

du nombre Taylor défini par $Ta = \frac{1}{4} \left(\frac{1+\eta}{2\sqrt{\eta}} \right)^4 \frac{d^2(r_i+r_o)^2 (\omega_i-\omega_o)^2}{v^2}$ [8] et compris entre 10^8 à 10^{11} .

Le nombre de Nusselt est défini par $Nu_{\omega} = G/G_{lam}$, où $G = \mathcal{T}/2\pi\rho v^2 \ell$ est le couple global [7,8,22] avec la hauteur effective du système $\ell = 0,78$ m et $G_{lam} = \frac{2\eta Re}{(1+\eta)(\eta-1)^2}$ est le couple laminaire calculé pour l'écoulement de Couette, purement azimutal. Les résultats expérimentaux sont comparés avec les courbes analytiques de Wendt [23] pour $Re > 10^4$, $G = 0,041 \frac{\eta^{3/2}}{(1-\eta)^{7/4}} Re^{1,7}$ dans ce cas, de Van Gils [22], $Nu_w \propto Ta^{0,38}$ avec un facteur choisi à 0,01

et de Dubrulle et Hersant [14], $G = 0,1 \frac{\eta^2}{(1-\eta)^{3/2}} \frac{1}{\ln(\eta^2(1-\eta)Re^2/10^4)^{3/2}} Re^2$. Les données expérimentales sont très similaires aux données analytiques dans la plage des nombres de Taylor les plus élevés avec ces constantes modifiées, ce qui confirme la validité des mesures de couple présentées ici. Cependant, van Gils et al. [22] et Lathrop et al. [24] ont montré que les mesures de couple ne suivent pas une loi de puissance unique dans le système de Taylor-Couette.

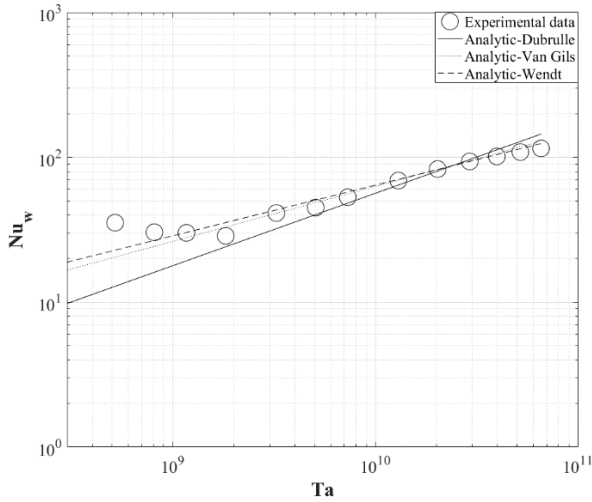


Figure 4 : $Nu_w Ta^{-0,38}$ en fonction de Ta

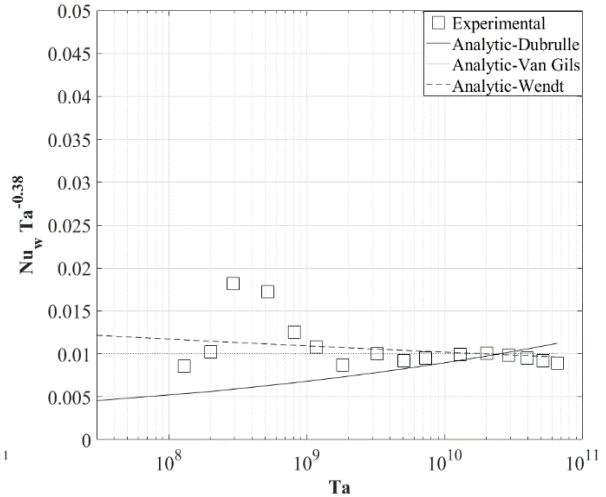


Figure 3 : Nu_w en fonction de Ta

Afin de mieux comprendre les déviations par rapport aux courbes analytiques, une courbe présentant un nombre de Nusselt compensé $Nu_w Ta^{-0,38}$ en fonction du nombre de Taylor est tracée sur la figure 4. On peut clairement voir qu'il y a des déviations significatives par rapport à une loi de puissance unique, comme dans le cas des résultats expérimentaux de van Gils et al. [22] et Lathrop et al. [24], mais pour une gamme beaucoup plus élevée de nombres de Taylor : 10^{11} à 10^{13} . On peut également remarquer que Dubrulle et Hersant [7] et Wendt [23] ont présenté deux formules analytiques correspondant à deux régimes différents de nombre de Reynolds, à savoir pour $Re < 10^4$ et $Re > 10^4$ respectivement, soulignant encore l'absence d'une puissance unique.

3.3. Caractérisation de l'écoulement de convection naturelle

3.3.1. La température

Les régimes d'écoulement dans un anneau cylindrique soumis à un gradient radial de température dépendent du rapport d'aspect et du rapport des rayons. Une étude numérique récente de Lopez et al. [25] a fourni une meilleure compréhension des régimes de température pour une grande gamme de $\eta \in [0,1; 0,99]$ et $\Gamma \in [5; 80]$. Ils ont établi une relation linéaire entre le nombre de Rayleigh Ra^* , qui sépare les régimes de conduction et de convection, et η et Γ . En utilisant leur relation pour notre configuration d'écoulement ($\eta = 0,869; \Gamma = 48,75$), on obtient $Ra^* = 2,08 \cdot 10^4$ ce qui correspond à une différence de température $\Delta T^* = 0,17^\circ\text{C}$ en utilisant l'eau comme fluide de travail. Ce gradient est plus petit que le plus petit gradient réalisable. L'écoulement de base dans notre configuration avec de l'eau correspond donc à un régime convectif. Nous avons réalisé des mesures de température à l'aide de CLT. La figure 5 présente le profil radial de température moyen pour une différence de température de $6,6^\circ\text{C}$

(avec le cylindre intérieur à 29°C et l'extérieur à 20°C), c'est-à-dire un nombre de Rayleigh $Ra = 9,86 \cdot 10^5$. Il est similaire à celui obtenu par Elder [26] dans une fente rectangulaire pour $Ra = 4,0 \cdot 10^5$. Le profil de température montre une forte diminution près du cylindre murs ($0 < x < 0,2$ et $0,8 < x < 1$) où l'échange de chaleur se produit principalement par conduction. Alors que dans la zone centrale pour $0,2 < x < 0,8$, l'échange de chaleur se fait par convection.

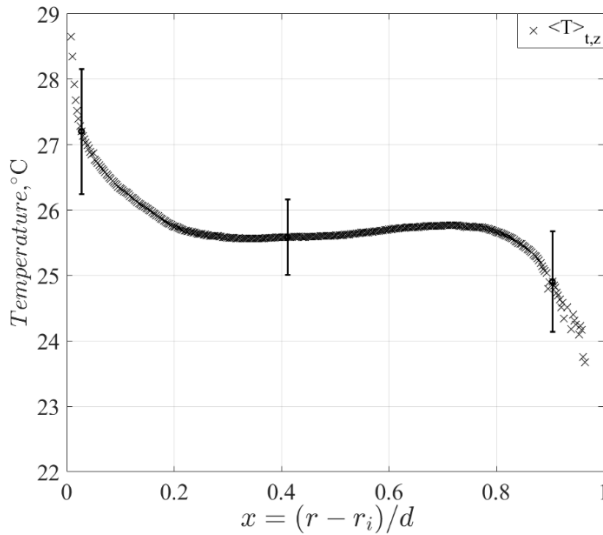


Figure 5 : T en fonction de $x = (r - r_i)/d$ pour $Re = 0$ et $Ra = 4 \cdot 10^5$

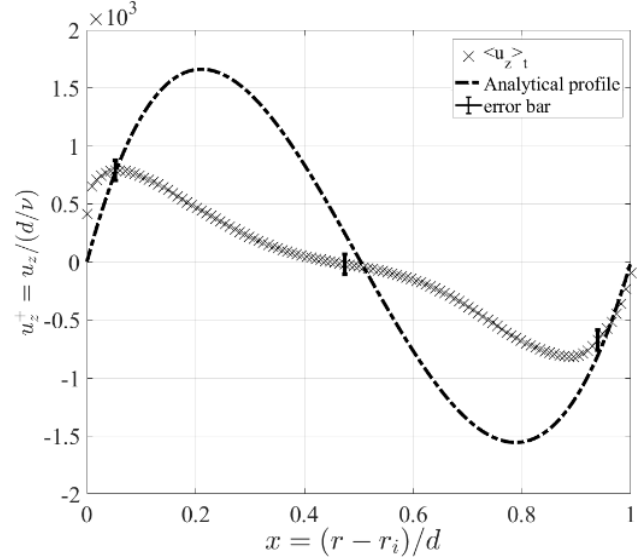


Figure 6 : u_z en fonction de $x = (r - r_i)/d$ pour $Re = 0$ et $Ra = 1,13 \cdot 10^6$

3.3.2. La vitesse

Nous présentons maintenant, un résultat de mesure de vitesse obtenu pour un gradient de température $\Delta T = 7,3^\circ\text{C}$ avec le cylindre extérieur à 20°C et l'intérieur à 30°C . Avec de l'eau, cela correspond à un nombre de Prandtl $Pr = 6,21$ et un nombre de Rayleigh $Ra = 1,13 \cdot 10^6$. Les mesures ont été réalisées par PIV dans le plan $(r - z)$. La figure 7 montre un champ de vitesse instantané de la vitesse axiale. L'écoulement est orienté vers le haut près du cylindre intérieur chaud et vers le bas près du cylindre extérieur plus froid. Le champ instantané de la vitesse axiale montre la présence d'ondes près des parois. La figure 8 présente un diagramme spatio-temporel obtenu en prenant u_z près du cylindre intérieur sur chaque champ instantané de l'acquisition. La propagation des ondes dans la direction verticale apparaît clairement sur ce diagramme. Si le diagramme avait été réalisé près du cylindre extérieur, les ondes se propageraient vers le bas. La figure 6 présente le profil moyen de la vitesse axiale et fait apparaître clairement la différence entre la vitesse axiale mesurée et le profil analytique de la conduction [Eqs. (1) et (2)]. C'est la signature de la présence du régime convectif avec des ondes propagatives similaires à celles observées par Elder [26] dans une fente rectangulaire verticale.

$$u_{axial}(r) = \frac{Ra}{Pr} \left(C(r^2 - r_i^2) + \left(C(r_o^2 - r_i^2) + \frac{1}{4}(r_o^2 - r^2) \frac{\ln(r/r_i)}{\ln \eta} \right) \right) \quad (1)$$

$$C = \frac{4 \ln \eta + (1 - \eta^2)(3 - \eta^2)}{16(1 - \eta^2)((1 + \eta^2) \ln \eta + 1 - \eta^2)} \quad (2)$$

La composante de la vitesse radiale s'est avérée être 1000 fois plus petite par rapport à la composante axiale de la vitesse. La surface nodale, autour de laquelle l'écoulement axial change de direction dans

l'entrefer, est située en $x_n = 0,5043$ pour le profil analytique et $x_n = 0,4833$ pour les données expérimentales.

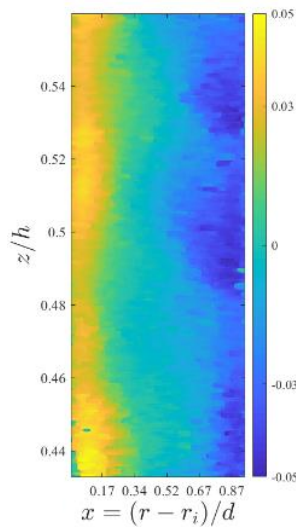


Figure 7 : Champ de u_z (en m/s) en fonction de x et z/h pour $Re = 0$ et $Ra = 1,13 \cdot 10^6$

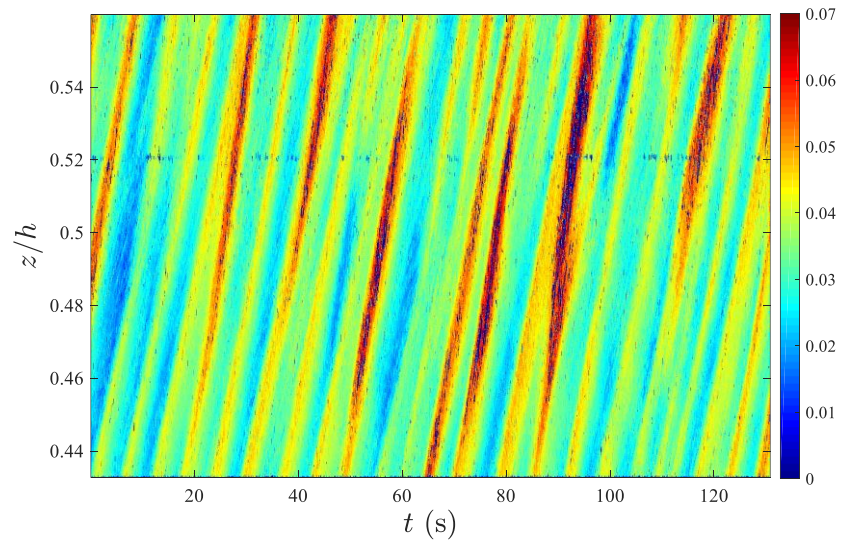


Figure 8 : Diagramme spatio-temporel de u_z (en m/s) pris près du cylindre intérieur pour $Re = 0$ et $Ra = 1,13 \cdot 10^6$

4. Conclusion

La plateforme THETACO est un système de Taylor-Couette thermique de grandes dimensions dédiée à l'étude de la turbulence induite par les effets hydro-thermiques. Elle permet d'atteindre des nombres de Reynolds de $0,5 \cdot 10^6$ et un nombre de Grashof de 10^6 . Les résultats démontrent la conformité de l'écoulement réalisé dans cette expérience dans laquelle il est possible d'examiner les effets de l'action simultanée de la vitesse de rotation et du gradient radial de température pour les nombres de Reynolds et Rayleigh qu'il n'était pas possible d'atteindre auparavant et ainsi éclairer une région inconnue du diagramme d'états. Cette étude s'inscrit dans une stratégie scientifique globale de caractérisation de la turbulence dans des grandes installations expérimentales.

Références

- [1] A. Prigent, B. Dubrulle, O. Dauchot, I. Mutabazi, The Taylor-Couette Flow: The Hydrodynamic Twin of Rayleigh-Bénard Convection. Mutabazi I., Wesfreid J.E., Guyon E. *Dynamics of Spatio-Temporal Cellular Structures*. Springer Tracts in Modern Physics 207. Springer, New York, 2006.
- [2] O.C. Vadim Travnikov and I. Mutabazi, Influence of the thermo-electric coupling on the heat transfer in cylindrical annulus with a dielectric fluid under microgravity, *Acta Astronaut.* 129 (2016), 88.
- [3] P.A. Santiago, R. de C. Giordano, and C.A.T. Suazo, Performance of a vortex flow bioreactor for cultivation of CHO-K1 cells on microcarriers, *Process Biochem.* 46, (2011), 35.
- [4] S. Mathis, A. Palacios, and J.-P. Zahn, On shear-induced turbulence in rotating stars, *Astron. & Astrophys.* 425 (2004), 243.
- [5] H. Ji, M. Burin, E. Schartman, and J. Goodman, Hydrodynamic turbulence cannot transport angular momentum effectively in astrophysical disks, *Nature* 444 (2006), 343.
- [6] E. Schartman, H. Ji, M.J. Burin, and J. Goodman, Stability of quasi-Keplerian shear flow in a laboratory experiment, *Astron. & Astrophys.* 543 (2012), A94.

- [7] B. Dubrulle and F. Hersant, Momentum transport and torque scaling in Taylor-Couette flow from an analogy with turbulent convection, *Eur. Phys. J. B* 26 (2002), 379.
- [8] B. Eckhardt, S. Grossmann, and D. Lohse, Torque scaling in turbulent Taylor–Couette flow between independently rotating cylinders, *J. Fluid. Mech.* 581 (2007), 221.
- [9] S. Grossmann, D. Lohse, and C. Sun, High–Reynolds number Taylor-Couette turbulence, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 48 (2016), 53.
- [10] S.G. Huisman, R.C.A. van der Veen, C. Sun, and D. Lohse, Multiple states in ultimate Taylor-Couette turbulence, *Nature Commun.* 5 (2014).
- [11] R. Ostilla-Mónico, R. Verzicco, S. Grossmann, and D. Lohse, The near-wall region of highly turbulent Taylor–Couette flow, *J. Fluid Mech.* 788 (2016), 95.
- [12] J. Sommeria, Turbulence: The elusive 'ultimate state' of thermal convection, *Nature* 398 (1999).
- [13] F. Chillà, M. Rastello, S. Chaumat, and B. Castaing, Ultimate regime in Rayleigh–Bénard convection: The role of plates, *Phys. Fluids* 16 (2004), 2452.
- [14] S. Grossmann and D. Lohse, Multiple scaling in the ultimate regime of thermal convection, *Phys. Fluids* 23 (2011), 045108.
- [15] X. He, D. Funfschilling, H. Nobach, E. Bodenschatz, and G. Ahlers, Transition to the ultimate state of turbulent Rayleigh–Bénard convection, *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), 024502.
- [16] A. Pandey, J.D. Scheel, and J. Schumacher, Turbulent superstructures in Rayleigh–Bénard convection, *Nature Commun.* 9, (2018).
- [17] X. Zhu, V. Mathai, R.J.A.M. Stevens, R. Verzicco, and D. Lohse, Transition to the ultimate regime in two-dimensional Rayleigh–Bénard convection, *Phys. Rev. Lett.* 120 (2018), 144502.
- [18] R. Guillermin, C. Kang, C. Savaro, V. Lepiller, A. Prigent, K.-S. Yang, and I. Mutabazi, Flow regimes in a vertical Taylor-Couette system with a radial thermal gradient, *Phys. Fluids* 27 (2015), 094101.
- [19] C. Vivès, Effects of a forced Couette flow during the controlled solidification of a pure metal, *Int. J. Heat Mass Transf.* 31 (1988), 2047.
- [20] H. Singh, A. Prigent, A. Bonnesoeur, H. Besnard, C. Houssin, O. Crumeyrolle & I. Mutabazi, A large thermal turbulent Taylor-Couette (THETACO) facility for investigation of turbulence induced by simultaneous action of rotation and radial temperature gradient, *Rev. Sci. Inst.* 90 (2019).
- [21] M.A. Dominguez-Lerma, G. Ahlers, and D.S. Canell, Effects of "Kalliroscope" flow visualization particles on rotating Couette–Taylor flow, *Phys. Fluids* 28 (1985), 1204.
- [22] D.P.M. van Gils, S.G. Huisman, G.-W. Bruggert, C. Sun, and D. Lohse, Torque scaling in turbulent Taylor-Couette flow with co-and counterrotating cylinders, *Phys. Rev. Lett.* 106 (2011).
- [23] F. Wendt, Turbulente Strömungen zwischen zwei rotierenden konaxialen Zylindern, *Ing. arch* 4 (1933), 577.
- [24] D.P. Lathrop, J. Fineberg, and H.L. Swinney, Turbulent flow between concentric rotating cylinders at large Reynolds number, *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992), 1515.
- [25] J.M. Lopez, F. Marques and M. Avila, Conductive and convective heat transfer in fluid flows between differentially heated and rotating cylinders. *Int. J. of Heat and Mass Transfer* 90 (2015).
- [26] J.W.Elder, Laminar free convection in a vertical slot. *J. Fluid Mech.* 23 (1965), 77.

Remerciements

Les auteurs remercient l'Europe et la région Normandie pour le support financier du CPER-FEDER BIOENGINE ainsi que le LABEX EMC³ et le projet TomoPIV.