

**DOSSIER DE CANDIDATURE  
EN VUE DE L'OBTENTION DE  
L'HABILITATION UNIVERSITAIRE  
DE L'UNIVERSITE DE CARTHAGE  
SPECIALITE : GENIE ENERGETIQUE**

**RAPPORT SUR LES  
ACTIVITES SCIENTIFIQUES**

***MOHAMED SADOK GUELLOUZ***

***Maître-assistant à l'ENIB***

***Membre du Laboratoire LESTE (ENIM)***

إلى روح أبي

# Remerciements

Je voudrais exprimer ma gratitude aux membres de la commission et du jury d'habilitation pour le temps consacré à l'évaluation de mon travail. Je valorise cette évaluation par les pairs qui constituent un des piliers de la démarche scientifique.

Je voudrais exprimer aussi mes vifs remerciements à tous mes étudiants de tous les niveaux. C'est grâce à eux qu'on continue à avancer. Leurs labeurs et les miennes se confondent dans cette synthèse de mes travaux de recherche.

Je tiens aussi à remercier les collègues avec qui j'ai collaboré et dont les noms apparaîtront au fil du rapport comme co-auteur et co-encadrant. C'était un plaisir de travailler avec vous. Nos complémentarités et votre honnêteté scientifique ont su créer une ambiance saine et propice à la production scientifique.

Ma profonde reconnaissance va aux directeurs successifs du Laboratoire LESTE : Feu Prof Sassi Ben Nasrallah, qui m'a ouvert les portes du labo dès mon premier jour à l'ENIM, Prof Abdelmajid Jemni et Prof Maher Ben Chiekh qui ont, tous les trois, créé un environnement d'excellence scientifique au labo.

Ma profonde reconnaissance va à ma petite famille, Sonia et mes enfants Selma et Emna, et ma grande famille pour leurs compréhension, aide et encouragements.

# Sommaire

Remerciements .....	I
Sommaire .....	II
Introduction Générale .....	1
Première Partie : Etudes des structures cohérentes à grande échelle dans les canaux complexes.....	3
Introduction.....	4
Chapitre 1 : Revue Bibliographique.....	6
Chapitre 2 : Etudes expérimentales de la formation des structures cohérentes dans les écoulements laminaires .....	10
1. Dispositif expérimental .....	11
2. Résultats pour l'écoulement laminaire entre deux ailettes.....	12
2.1. Interprétation des visualisations de l'écoulement.....	12
2.2. Instabilité et nombre de Reynolds critique .....	14
2.3. Caractéristiques des structures cohérentes.....	18
2.3.1. Nombres de Strouhal globaux et locaux.....	18
2.3.2. Espacement des structures et vitesse de convection .....	19
3. Résultats pour l'écoulement laminaire dans une plaine inondable.....	21
3.1. Nombre de Reynolds critique.....	22
3.2. Espacement des structures cohérentes .....	22
3.3. Vitesse de convection des structures cohérentes.....	23
4. Conclusions.....	24
Chapitre 3 : Etudes de la formation des structures cohérentes dans les écoulements laminaires par l'analyse de stabilité linéaire .....	26
1. Méthode de calcul de l'écoulement de base .....	26
1.1. Équations et méthodologie de résolution.....	27
1.1.1. Équations de l'écoulement de base.....	27
1.1.2. Stratégie de solutions .....	29
1.1.3. Validation de la stratégie de solution .....	30
1.2. Résultats et discussion .....	30
1.2.1. Les distributions de vitesses .....	31
1.2.2. Les variations de la contrainte de cisaillement à la paroi.....	37
2. Etude de la stabilité linéaire .....	41
2.1. Méthodologie et Equations.....	41
2.2. Résultats et discussion .....	43



2.2.1. Résultats de l'étude de stabilité pour la configuration (a) .....	44
2.2.2. Résultats de l'étude de stabilité pour les configurations (b)et (c).....	48
3. Conclusions.....	52
Chapitre 4 : Etudes des effets des structures cohérentes dans les canaux complexes .....	54
1. Influence des structures cohérentes sur la contrainte de cisaillement à la paroi .....	54
1.1. Dispositif expérimental et procédures.....	54
1.1.1. La technique d'échantillonnage conditionnel.....	56
1.2. Résultats et discussion .....	57
1.2.1. Contrainte de cisaillement à la paroi : moyenne et moyenne quadratique des fluctuations .....	58
1.2.2. Analyse spectrale .....	59
1.2.3. Influence des structures cohérentes sur la contrainte de cisaillement à la paroi.....	60
2. Influence des structures cohérentes sur le transfert de chaleur .....	63
2.1. Dispositif expérimental et Méthodologie .....	64
2.2. Résultats et discussion .....	68
3. Conclusions.....	71
Conclusion de la première partie .....	73
Deuxième Partie : Recherche appliquée en énergétique.....	74
Introduction.....	75
Chapitre 1 : Etudes des centrales solaires à cheminée .....	76
Introduction.....	76
1. Etude bibliographique des centrales solaires à cheminée .....	77
2. Analyse CFD des performances des centrales solaires à cheminée dans différentes régions de la Tunisie.....	80
2.1. Modélisation CFD de la SCPP.....	80
2.1.1. Conditions aux limites.....	80
2.1.2. Validation .....	82
2.2. Résultats .....	82
3. Analyse économique d'une SCPP de 1 MW à Tozeur.....	84
3.1. Méthodologie .....	85
3.1.1. Conception de la SCPP de 1MW à Tozeur.....	85
3.1.2. Modèle de coût de construction.....	85
3.1.3. Analyse économique de la SCPP optimisée .....	86
3.2. Résultats .....	87
3.2.1. Conception d'une SCPP de 1MW optimisée pour Tozeur .....	87
3.2.2. Coût actualisé de l'électricité (LCOE) .....	90
3.2.3. Comparaison des centrales SCPP et PV .....	92
3.2.4. Réduction des émissions de polluants atmosphériques.....	92
Conclusions.....	93
Chapitre 2 : Conception et optimisation de séchoirs solaires.....	95

Introduction.....	95
1. La modélisation des séchoirs solaires .....	97
1.1. Modélisation de la cinétique de séchage des tomates et des propriétés de l'air.....	99
1.2. Modélisation du traitement du bois et des propriétés de l'air .....	100
1.3. Modélisation du système complet .....	100
2. Résultats et discussion .....	101
2.1. Séchoir pour tomates .....	101
2.1.1. Optimisation du système solaire du séchoir pour tomates.....	102
2.1.2. Construction d'un prototype .....	104
2.2. Cellule de traitement phytosanitaire .....	104
2.2.1. Construction d'un prototype .....	107
Conclusions.....	110
Conclusion de la deuxième partie .....	112
Conclusion Générale.....	113
Liste bibliographique .....	114
Première partie.....	114
Deuxième partie .....	117
Annexes .....	A1
Annexe 1 : Projets de Recherche et Expertises .....	A2
Annexe 2 : Liste des publications .....	A4
Annexe 3 : Liste des encadrements de masters et de doctorats .....	A10
Annexe 4 : Un modèle simple pour estimer les vitesses locales.....	A12
Annexe 5 : Modélisation détaillée du séchage dans la pile de bois.....	A14

# Introduction Générale

Le présent rapport est une synthèse d'une partie de mes activités de recherche depuis que j'ai rejoint l'Université tunisienne, d'abord à l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir (ENIM) et par la suite à l'ENIB (Bizerte). Pendant toute cette période, j'étais membre du Laboratoire d'Etude des Systèmes Thermiques et Energétiques (LESTE) de l'ENIM. Outre le budget du Laboratoire, mes activités ont été grandement financées par différents projets nationaux et internationaux, énumérés dans l'Annexe 1.

Mes travaux de recherche sont conduits sur deux fronts. Le premier est celui de la recherche fondamentale qui aspire à expliquer et caractériser des phénomènes physiques en mécanique des fluides. Le second est de la recherche appliquée qui s'apparente, dans certains des projets, à la recherche et développement (R&D) en énergétique. Ce choix délibéré répond aux missions de la recherche universitaire, spécialement en école d'ingénieurs, qui sont la recherche fondamentale, appliquée et technologique. En plus de l'enseignement et de la recherche, j'ai été appelé déjà différentes reprises à fournir un travail d'expertise (Annexe 1) qui est une autre des missions de l'enseignant-chercheur et qui enrichit l'enseignement, alimente l'activité de recherche, en plus de contribuer au développement des secteurs socio-économiques.

La majeure contribution du travail sur le volet fondamental en mécanique des fluides traite de l'écoulement dans les canaux complexes et particulièrement les structures cohérentes qui s'y forment. La première partie de ce rapport lui est consacrée. Parmi les autres apports en mécanique des fluides, et qui ne sont pas présentés ici, par souci de concision, mais qu'on peut facilement discerner en examinant la liste des publications (Annexe 2), on peut citer l'étude des effets de la turbulence en amont et de la proximité d'une paroi fixe ou mobile sur le sillage d'un cylindre<sup>1</sup>, et le contrôle par jet synthétique du sillage d'un corps épais<sup>2</sup>.

En ce qui concerne, la recherche appliquée en énergétique, je ne présenterai que deux programmes de recherche dans la deuxième partie de ce rapport. L'un considère l'optimisation et la viabilité économique des centrales électriques à cheminée solaire et l'autre la conception et la construction de séchoirs solaires. Cependant, mes activités sur ce volet sont beaucoup plus diverses comme en témoigne la liste des projets (Annexe 1) et la liste des mastères encadrés (Annexe 3). Elles comprennent l'intégration du stockage de l'énergie dans le system de l'éolienne pour contribuer à la stabilisation du réseau<sup>3</sup>, les mesures de l'albédo et l'étude de ces effets sur la consommation énergétique des bâtiments, la caractérisation thermophysique des isolants utilisés dans le bâtiment en Tunisie, la faisabilité en Tunisie de la climatisation et du chauffage par la géothermie de surface, la conception de dispositifs de captage des différentes émanations produites dans l'industrie du bois, et les écoulements dans les artères muni d'un stent. Les rapports finaux des différents projets sont disponibles dans le CD accompagnant ce rapport.

Une autre caractéristique de mes travaux de recherche est l'ouverture à la coopération scientifique, surtout nationale, mais aussi internationale. Mes encadrements et collaboration transcendent les limites institutionnelles. En effet, j'ai co-encadré des mastères et doctorats dans différentes

---

<sup>1</sup> Travail de thèse de Dr. Imed Khabbouchi que j'ai co-encadré avec feu Prof. Sassi Ben Nasrallah.

<sup>2</sup> Programme de recherche piloté par Prof. Maher Ben Chiekh et auquel il m'a associé notamment à travers un projet AUF qu'on a monté ensemble (voir annexe 1, projet 6).

<sup>3</sup> <https://sadokguellouz.wixsite.com/wind4grid>

institutions et avec des collègues de différentes institutions, incluant un co-encadrement de mastère au Brésil.

En somme, mes activités de recherche montrent une continuité et une cohérence du parcours (recherche fondamentale en mécanique des fluides) et en même temps, une dynamique et une diversification (recherche appliquée).

**Première Partie :**  
**Etudes des structures**  
**cohérentes à grande échelle**  
**dans les canaux complexes**

# Introduction

La compréhension de l'organisation des écoulements et des transferts thermiques dans les canaux complexes est au cœur d'applications très variées couvrant l'hydraulique fluviale, la dispersion des polluants, la conception des systèmes de climatisation, le refroidissement des appareils électroniques et la thermohydraulique des réacteurs nucléaires. On entend par canaux complexes, les conduits composés comprenant des régions d'écoulement longitudinal étroites adjacentes à des régions relativement plus grandes, par exemple : les canaux rectangulaires interconnectés ; les canaux rectangulaires comprenant des fentes ou des ailettes, les faisceaux de crayons ou de tubes et les tubes annulaires excentriques. L'intérêt d'étudier les écoulements dans les canaux complexes vient non seulement de leur importance pratique, mais aussi de la découverte, au voisinage des régions d'écoulement étroites, de la formation de structures cohérentes à grande échelle capables de transporter le fluide, sa quantité de mouvement et la chaleur beaucoup plus efficacement et sur des distances beaucoup plus importantes que la diffusion turbulente. Ceci a pour effet de réduire les différences de vitesse et de température et d'améliorer le transfert de chaleur dans les régions étroites. Une meilleure compréhension et caractérisation des écoulements dans les canaux complexes permettrait des prédictions d'écoulement et de transfert plus précises et, plus important encore, l'utilisation de leurs effets bénéfiques dans la conception d'équipements de transfert thermique.

Il est avéré que les écoulements établis dans les canaux complexes présentent des caractéristiques que l'on ne rencontre pas dans les écoulements dans les conduites circulaires. Par exemple, le fait bien connu que le facteur de frottement local et le coefficient local de transfert de chaleur par convection dans les régions étroites des faisceaux de crayons conservent des valeurs relativement élevées pour une large gamme de tailles de gap<sup>4</sup> et ne diminuent sensiblement que lorsque le gap devient extrêmement étroit (Guellouz and Tavoularis, 1992). L'analyse conventionnelle de la turbulence ne parvient pas à donner une explication théorique solide et précise de ce type d'écoulement. La littérature suggère que le mélange est largement intensifié par le transport à une échelle plus grande que l'échelle locale qui est le résultat de la présence de structures tourbillonnaires quasi-périodiques convectées le long de l'écoulement.

L'activité scientifique sur le sujet a été continue et soutenue pendant les dernières cinquante années. Cependant, une description complète et adéquate, de toutes les caractéristiques physiques des structures tourbillonnaires et de tous les paramètres menant à leur formation, reste à développer. C'est dans cette perspective que nous avons initié ce programme de recherche sur les structures cohérentes dans les canaux complexes. Ce programme de recherche utilise, à la fois, les approches expérimentale et numérique et tente d'élucider et de documenter certains des points non résolus, avec comme but ultime l'élaboration d'une théorie unifiée qui explique et décrit les structures cohérentes dans tous les canaux complexes.

Après une revue bibliographique (chapitre 1), la formation des structures cohérentes dans les écoulements laminaires est abordée expérimentalement au chapitre 2 et par analyse de stabilité linéaire au chapitre 3. Le chapitre 4 est dédié à l'étude des effets des structures cohérentes dans les

---

<sup>4</sup> Dans le contexte des canaux complexes, le "gap" est défini comme étant la région relativement étroite de l'écoulement longitudinal. Ainsi, pour les faisceaux compacts de crayons, le gap est la région des sous-canaux où deux crayons adjacents sont le plus rapprochés l'un de l'autre, et sa largeur correspond à la plus petite distance séparant les crayons. Pour les plaines inondables, le gap est la région de la jonction entre l'écoulement peu profond au-dessus de la plaine et l'écoulement au-dessus du lit de la rivière. La largeur du gap est la profondeur de la plaine inondable. Pour les fentes et les ailettes, la largeur du gap est respectivement la hauteur de la fente et l'espacement entre les ailettes.

canaux complexes sur la contrainte de cisaillement à la paroi et sur le transfert de chaleur. La première partie du rapport est clôturée par une conclusion qui présente les acquis et l'intérêt des résultats obtenus et ouvre les perspectives pour poursuivre la recherche sur le sujet.

# Chapitre 1 : Revue Bibliographique

Un grand nombre d'études expérimentales et d'investigations numériques ont été réalisées afin de montrer la présence et l'importance des structures cohérentes au voisinage de régions étroites, de comprendre les phénomènes physiques qui les contrôlent et d'étudier leur contribution au transport turbulent. La quasi-totalité de ces études sont issues de la communauté thermohydraulique des réacteurs nucléaires. On peut trouver un aperçu historique, de leur découverte à leur reconnaissance par la communauté scientifique, dans Meyer (2010). En fait, leur existence a été révélée pour la première fois par l'étude de Rowe et al (1974) qui ont détecté des variations périodiques de vitesse dans des écoulements turbulents dans des faisceaux de crayons et qui ont observé que leur périodicité diminue avec l'élargissement du gap entre les crayons. Les premières études systématiques (par exemple Hooper (1983), Hooper et Rehme (1984) et Möller (1991) dans des faisceaux de crayons), étaient des études expérimentales qui se sont concentrées sur une analyse fréquentielle de, ce qu'ils ont appelé, des pulsations latérales de l'écoulement (elles n'avaient pas été encore reconnues comme des structures cohérentes) en variant le nombre de Reynolds et le gap c'est-à-dire l'espacement entre les crayons. Ils ont conclu que la fréquence caractéristique de pulsation augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds et avec la diminution de la largeur de l'espace. Le nombre de Strouhal, basé sur la vitesse de frottement, s'est avéré, dans une telle configuration, inversement proportionnel à la largeur du gap et indépendant du nombre de Reynolds (Möller,1991). Hooper et Rehme (1984) ont attribué leurs observations à un mécanisme d'instabilité de canaux parallèles (ce qui a été récusé par la suite), tandis que Möller (1991) a modélisé le phénomène par une allée de tourbillons dans la région du gap.

Pour isoler l'effet du gap, et trancher entre ces explications, Guellouz et Tavoularis (2000a) ont rapporté des mesures dans un canal rectangulaire contenant une tige circulaire suspendue dont la position relative par rapport à la paroi inférieure est réglable afin de pouvoir ajuster la largeur du gap. Le diamètre de la tige était suffisamment petit, par rapport à la hauteur et à la largeur du canal, pour que l'écoulement loin de la région étroite soit relativement exempt des effets du gap. Sur la base de leurs spectres et corrélations espace-temps à deux points, ils ont montré que les phénomènes d'écoulement périodique dans la région de l'espace étaient une allée de tourbillons tridimensionnels contrarotatifs avec des axes alternant de chaque côté du plan de symétrie, et avec des sens de rotation tels que chaque front de tourbillon transporte le fluide depuis le centre du sous-canal vers le gap. Ces tourbillons sont convectés dans le sens de l'écoulement. La vitesse de convection moyenne et l'espacement moyen dans le sens du courant ont été déterminés en fonction du rapport entre l'espace et le diamètre de la tige. Guellouz et Tavoularis (2000b) ont utilisé la technique d'échantillonnage conditionnel pour séparer les composantes périodiques et aléatoires des paramètres de l'écoulement. Ils ont montré que les tourbillons dans la région de l'espace tige-paroi étaient des structures cohérentes à grande échelle. Ils ont aussi démontré que ces structures varient en taille, l'écart type de leurs étendues dans le sens du courant étant égal à 0,28 fois la moyenne correspondante. L'axe d'un vortex typique dans la région du gap était à une distance d'environ un rayon de tige du plan de symétrie, mais ses mouvements tourbillonnaires induits traversaient l'espace et s'étendaient suffisamment dans le sous-canal opposé. Au voisinage immédiat du gap, les lignes de courant dues à ces tourbillons étaient essentiellement bidimensionnelles et sur des plans parallèles à la paroi plane du canal. Loin du gap, ces lignes de courant s'écartent de la paroi plane, en suivant la courbure de la tige. Ils ont montré qualitativement, sur la base du modèle physique et des mesures, que le transport des structures cohérentes contrecarre et compense la diminution du transfert de chaleur par convection, en raison des vitesses moyennes plus faibles dans la région du gap, ce qui explique la relative insensibilité du transfert de chaleur à la taille du gap. Ils ont émis l'hypothèse, sur la base des données disponibles, que les structures cohérentes dans la région du gap se forment dans la couche



de mélange entre l'écoulement à grande vitesse, au centre du sous-canal ouvert, et l'écoulement à faible vitesse près du gap, un peu comme les tourbillons quasi bidimensionnels qui se forment dans les couches de mélange bidimensionnelles laminaires et turbulentes.

Des structures similaires ont également été observées dans d'autres types de canaux contenant des régions étroites, comme les canaux rectangulaires contenant des fentes (Meyer et Rehme, 1994) ou des ailettes (Meyer et Rehme, 1995, Goulart et Möller, 2007, Goulart et al, 2014, et De Melo et al, 2016), ou les tubes annulaires excentriques (Choueiri et Tavoularis, 2014 et 2015). Ainsi, Meyer et Rehme (1994) ont documenté de telles structures dans la région des fentes de deux canaux composés "simples", l'un formé de deux sous-canaux rectangulaires reliés par une fente et l'autre constitué d'un seul canal rectangulaire avec une fente, et ont corrélé leur fréquence avec la géométrie de la fente et la vitesse globale. Pour la première configuration, ces auteurs ont proposé un modèle de tourbillons bidimensionnels contrarotatifs. Ils ont également trouvé que l'espacement des tourbillons dans le sens du courant était indépendant du nombre de Reynolds et que leur vitesse de convection était à peu près égale à la moyenne de la vitesse minimale au centre de l'espace et de la vitesse au bord de la fente. Suivant la même approche, Meyer et Rehme (1995) ont documenté la formation de structures cohérentes à grande échelle, même pour des écoulements à faible nombre de Reynolds, dans les régions des gaps de trois canaux rectangulaires contenant, respectivement, une fente, deux ailettes et huit ailettes. Ils ont étudié l'effet de la viscosité en utilisant de l'air, de l'eau et un mélange eau-glycol, et ont conclu que, pour les conditions de leurs expériences, l'espacement axial des structures dépend de la géométrie de la fente, mais pas de la vitesse d'écoulement, ni de la viscosité. Ils ont également constaté que l'écoulement entre les ailettes affecte fortement l'écoulement loin dans le canal principal et que, dans la géométrie multi-ailettes, les tourbillons dans des fentes séparées sont synchronisés. Goulart et Möller (2007) ont observé que la distribution de vitesse axiale moyenne mesurée le long de la ligne de symétrie entre les ailettes a un profil de type couche de mélange. Ils ont associé la formation de tourbillons dans le sens du courant dans les ailettes, mise en évidence par des pics dans leurs spectres de fréquence mesurés, à la nature du profil de vitesse, comme c'est le cas dans les couches de mélange, bien documentées dans la littérature. Goulart et al (2014) ont présenté des mesures d'écoulement turbulent d'air dans des canaux composés comprenant deux ailettes, formées de deux plaques parallèles fixées sur une paroi latérale d'un canal carré. Ils ont étudié dix configurations, obtenues en faisant varier les hauteurs d'ailettes et de canaux et les rapports espacement/hauteur des ailettes. Leur analyse s'est concentrée sur le profil de vitesse de type couche de mélange le long de l'axe de symétrie passant au milieu des ailettes. Ils ont pu relier la fréquence de la périodicité des vitesses au voisinage des bords des ailettes à la largeur de la couche de mélange et à la vitesse centrale. De Melo et al (2016) ont montré expérimentalement que la fréquence des structures cohérentes qui se forment dans les écoulements turbulents entre deux ailettes dépend non seulement de la séparation relative des ailettes, mais aussi de la longueur de la section d'essai.

Choueiri et Tavoularis (2014, 2015) ont étudié expérimentalement le développement de l'écoulement et l'allée de tourbillons qui se forme dans un canal annulaire excentré. Ils ont présenté les effets des conditions d'entrée, du rapport de diamètre, de l'excentricité et du nombre de Reynolds sur la structure de l'écoulement.

Tavoularis (2011) a discuté d'une nomenclature, à utiliser pour décrire ces structures tourbillonnaires à grande échelle, qui est fidèle aux phénomènes physiques. Il a mis en garde contre les explications obsolètes qui réapparaissent occasionnellement dans de nouvelles références et qui pourraient avoir une valeur historique, mais peuvent également conduire à des malentendus ou à des confusions avec d'autres types de phénomènes. Il a expliqué que lorsque la taille relative d'une partie des configurations d'écoulement est réduite par rapport au reste des sous-canaux, ces écoulements sont

sujets à un type particulier d'instabilité, qualifié par Tavoularis (2011) « d'instabilité de gap », qui conduit à la formation de structures cohérentes à grande échelle au voisinage des régions d'écoulement étroites.

Des simulations CFD ont également été utilisées dans le but de reproduire et d'étudier les structures cohérentes à grande échelle qui se forment dans les écoulements de canaux composés. Tavoularis (2011) a résumé les capacités et les limites des méthodes CFD disponibles pour simuler les écoulements dans les faisceaux de crayons et les canaux contenant des régions étroites. Biemüller et al (1996) ont utilisé la technique de simulation aux grandes échelles, LES<sup>5</sup>, pour tenter de prédire les structures cohérentes dans la fente étroite reliant deux sections rectangulaires. Ils ont prédit la formation de deux tourbillons contrarotatifs avec des centres sur les côtés opposés du plan de symétrie de l'écart et ont obtenu un accord qualitatif avec les résultats expérimentaux. Chang et Tavoularis (2005 et 2006), pour la même géométrie de canal que Guellouz et Tavoularis (2000a), Chang et Tavoularis (2007), Merzari et al (2008), Liu et Ishiwatari (2011) et Xiao et al (2019), pour les faisceaux compacts de crayons, ont utilisé la simulation URANS<sup>6</sup>, moins exigeante en termes de calcul, avec un modèle de contrainte de Reynolds, pour calculer les paramètres turbulents et prédire les structures cohérentes et le transfert de chaleur convectif dans la région du gap. Chang et Tavoularis (2012) ont étudié les impacts des conditions aux limites d'entrée et des choix de modèles de turbulence sur les résultats. Home et al. (2009) ont effectué une simulation URANS, avec le modèle de turbulence de Spalart-Allmaras, pour un écoulement turbulent dans des sous-canaux rectangulaires reliés par une fente. Pour la même configuration, Home et Lightstone (2014) ont utilisé une méthodologie hybride URANS/LES, tandis que Candela et al (2020) ont utilisé une méthodologie similaire pour l'écoulement dans deux tubes annulaires excentriques. Goulart et al (2016) ont utilisé une simulation hybride DES<sup>7</sup> de l'écoulement dans un canal connecté à une fente latérale. De Moerloose et al (2018) ont employé la LES couplée à des conditions périodiques sur un domaine numérique contenant un seul cylindre. Toutes les simulations ci-dessus ont réussi à prédire la présence de tourbillons à grande échelle et à déterminer leurs caractéristiques et leurs effets avec différents degrés d'accord quantitatif avec les expériences.

Toutes les études citées ci-dessus ont été menées pour des écoulements pleinement turbulents. Gosset et Tavoularis (2006) et Piot et Tavoularis (2011) ont réalisé des études expérimentales de stabilité pour des écoulements laminaires dans respectivement un canal rectangulaire contenant une tige suspendue et des tubes annulaires excentriques. Ils ont montré la présence de ces structures tourbillonnaires dans les écoulements laminaires, à des nombres de Reynolds beaucoup plus faibles que ceux correspondant à la transition laminaire-turbulent. Ils ont obtenu la variation du nombre de Reynolds critique, de la fréquence et de l'amplitude de ces structures d'écoulement en fonction de la taille du gap. De même, un nombre très limité d'études numériques de stabilité linéaire ont été menées. Merzari et al (2008) ont utilisé une analyse de stabilité linéaire bi-globale pour montrer qu'un mécanisme d'instabilité linéaire supplémentaire, lié à la variation latérale du profil de vitesse laminaire, est présent dans les écoulements à travers des tubes annulaires excentriques et à travers deux canaux rectangulaires interconnectés par une fente étroite. Moradi et Tavoularis (2019) ont présenté une analyse de stabilité linéaire temporelle de l'écoulement laminaire dans des tubes annulaires

---

<sup>5</sup> LES : Large Eddy Simulation ou simulation à grande échelle. Une technique où les équations sont résolues directement pour les grandes échelles et où les petites échelles de la turbulence sont modélisées.

<sup>6</sup> URANS : Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes. Dans cette approche, on résout les équations de Navier-Stokes moyennées instationnaires pour un écoulement turbulent stationnaire. L'idée fondamentale de cette méthode est que les structures à grandes échelles sont le résultat d'une instabilité de l'écoulement et que forcément elles apparaîtront dans les simulations instationnaires.

<sup>7</sup> DES : Detached Eddy Simulation.

faiblement excentriques. Ils ont montré que, même pour des excentricités et des nombres de Reynolds assez faibles, l'instabilité de l'écoulement se produisait sous la forme d'ondes progressives qui étaient déclenchées à mi-gap par un mécanisme non visqueux associé à la présence de points d'inflexion dans les profils azimutaux de la vitesse de base.

Ces études ont montré, hors de tout doute, la présence, même à faible nombre de Reynolds, de structures cohérentes à grande échelle au voisinage des régions étroites des canaux complexes. Ils ont aussi montré leur importance et ont corrélé certaines de leurs caractéristiques avec des paramètres géométriques et dynamiques de l'écoulement. Cependant, elles n'ont pas encore décrit de manière adéquate toutes les caractéristiques physiques de ces structures, ni tous les paramètres menant à leur formation et développement. C'est pour répondre à ces questions que nous avons initié un programme de recherche sur les structures cohérentes dans les canaux complexes.

# Chapitre 2 : Etudes expérimentales de la formation des structures cohérentes dans les écoulements laminaires

Comme exposé dans la revue bibliographique, parmi les questions auxquelles on n'a pas encore complètement répondu sont celles liées à l'origine et aux paramètres contrôlant la formation des structures cohérentes à grande échelle dans les canaux complexes. En fait, les processus physiques qui conduisent à la formation des structures cohérentes dans toutes ces géométries devraient être liés. Une investigation méthodique conduirait à terme à concevoir un modèle unifié des écoulements dans cette famille de géométries ou du moins à les catégoriser.

Au démarrage de ce programme de recherche, la littérature semblait indiquer la formation de structures cohérentes à grande échelle, même pour des écoulements à faible nombre de Reynolds, beaucoup plus faibles que ceux correspondant à la transition laminaire-turbulent, dans les régions des gaps des canaux complexes (Meyer et Rehme, 1995). C'est pour cette raison que nous avons décidé de conduire nos études pour le régime d'écoulement laminaire. Nous avons aussi choisi d'aborder le sujet par deux approches, une expérimentale et l'autre théorico-numérique. Cette dernière sera présentée au chapitre suivant, tandis que le présent chapitre sera consacré à l'étude expérimentale.

Pour élucider la nature et les conditions de la formation des structures cohérentes à grande échelle expérimentalement, nous avons opté pour une étude par visualisation de l'écoulement. Cette technique est admise, dans le domaine de la mécanique des fluides, comme un moyen rapide pour une évaluation qualitative d'un champ d'écoulement et, dans certains cas, elle peut fournir des informations quantitatives détaillées. La visualisation a l'avantage de donner une vue d'ensemble du champ d'écoulement, contrairement à de nombreuses méthodes basées sur des sondes de vitesse qui fournissent des informations en un seul point ou le long d'une ligne. De plus, pour les écoulements instables en particulier, la visualisation peut livrer les détails du champ de l'écoulement beaucoup plus rapidement qu'une compilation de mesures ponctuelles.

Vu que l'étude porte sur les écoulements laminaires, c'est-à-dire pour de faibles nombre de Reynolds, et vue la taille minimale envisageable pour le dispositif, il est attendu que les vitesses des écoulements à étudier soient très faibles pour être mesurables par des sondes conventionnelles comme les tubes de Pitot et les films-chauds, ou même le système PIV dont on dispose<sup>8</sup>.

Donc, le choix de l'approche expérimentale par visualisation de l'écoulement s'est imposé et est justifié par les besoins de l'étude et les limitations de l'instrumentation. Dans le cas présent, les visualisations nous fourniront des résultats quantitatifs qui permettront de caractériser les structures tourbillonnaires et les paramètres qui contrôlent leur formation.

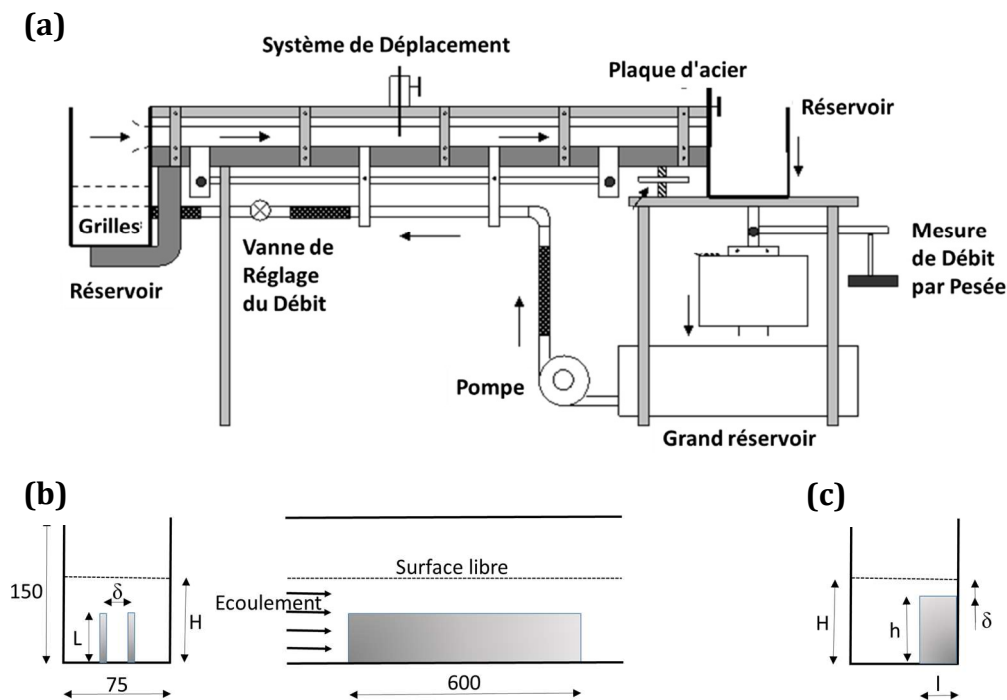
---

<sup>8</sup> PIV : Particle Image Velocimetry ou en français Vélocimétrie par images de particules

# 1. Dispositif expérimental

Les mesures ont été effectuées, à l'ENIM, dans un canal hydraulique en boucle fermée (Tec-Equipment, Réf H12-150) constitué d'une section d'essai horizontale à canal ouvert reliant deux réservoirs (Figure 1a). La section d'essai de 5 m de long, 75 mm de large et 150 mm de haut est en plexiglas. Une petite pompe centrifuge est utilisée pour faire circuler l'eau à 25°C et la pression atmosphérique. Le débit peut être ajusté à l'aide d'une vanne. Le réservoir de décharge est monté sur un système de levier pour permettre la mesure du débit en chronométrant l'accumulation d'une masse d'eau suffisamment importante. La hauteur d'eau dans le canal est contrôlée par une plaque d'acier placée à l'extrémité de la section d'essai, et dont le degré d'obstruction de l'écoulement est réglable. Les débits considérés et les profondeurs ont été choisis pour maintenir l'écoulement laminaire, c'est-à-dire garder le nombre de Reynolds global, basé sur le diamètre hydraulique du canal et la vitesse débitante, inférieur à 600 (Comolet, 1994).

Pour créer les écoulements qui nous intéressent, à savoir l'écoulement entre deux ailettes et l'écoulement au-dessus d'une plaine inondable, les dispositifs suivants ont été respectivement insérés dans la section d'essai. Deux ailettes parallèles, en Plexiglas (5 mm d'épaisseur, 50 mm de hauteur et 600 mm de longueur) ont été insérées au milieu de la section d'essai (Figure 1b). L'espacement entre les ailettes est réglable.



**Figure 1 :** Schémas de l'équipement expérimental montrant (a) une vue générale du canal hydraulique et des dispositifs pour l'étude de l'écoulement (b) entre deux ailettes et (c) dans la plaine inondable, détaillant leur position dans la section d'essai et définissant leurs paramètres géométriques.

Pour obtenir un canal muni d'une plaine inondable, deux barres en aluminium, l'une de 40×40 mm et l'autre de 20×40 mm, pouvaient être insérées parallèlement à l'écoulement sur toute la longueur du canal, obtenant ainsi une section d'essai constituée d'un canal principal ouvert (largeur 35 et 55 mm

respectivement) équipé d'une plaine inondable (Figure 1c). Cette dernière avait une largeur,  $l$ , de 40 mm et 20 mm respectivement et une profondeur,  $\delta$ , qui variait entre 5 et 20 mm, donnant un canal et des facteurs de forme de la plaine inondable respectivement  $l/h = 0,5$  et  $1$  et  $\delta/l$  dans l'intervalle de 0,125 à 0,5.

La visualisation de l'écoulement a été obtenue par injection isocinétique d'un colorant fluorescent via une aiguille montée sur un système de déplacement vertical. Un appareil photo numérique (Nikon D'100) a été utilisé pour prendre des photographies des structures de l'écoulement. Ces photographies ont été transférées sur un disque dur pour une analyse ultérieure. Dans le cas des ailettes, l'appareil photo a été placé à côté du canal pour avoir des prises latérales, alors que pour le cas de la plaine inondable, l'appareil photo a été placé au-dessus du canal pour obtenir des vues de dessus.

## 2. Résultats pour l'écoulement laminaire entre deux ailettes<sup>9</sup>

### 2.1. Interprétation des visualisations de l'écoulement

Un échantillon représentatif de photographies de visualisation d'écoulement pour différentes largeurs du gap,  $\delta$ , et nombres de Reynolds globaux est présenté dans les figures 2 à 4. Le nombre de Reynolds global est défini par

$$Re_b = \frac{U_b D_h}{\nu} \quad (1)$$

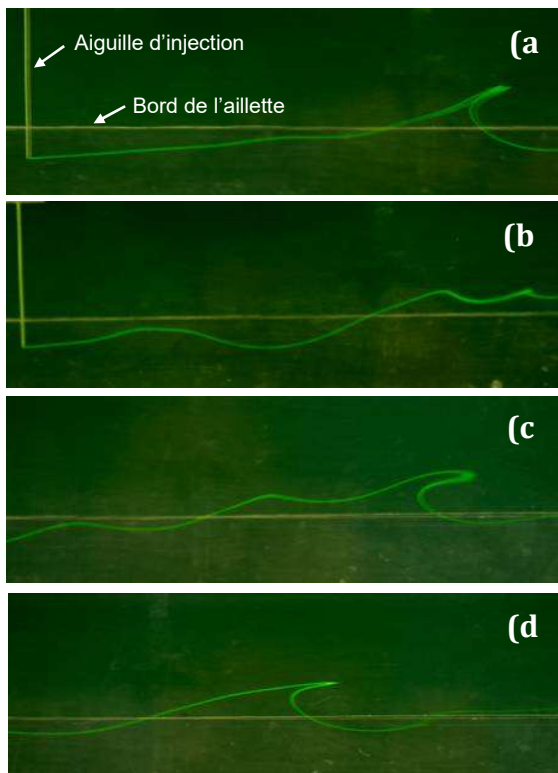
où  $\nu$  est la viscosité cinématique de l'eau,  $U_b$  est la vitesse débitante (calculée comme le rapport entre le débit volumétrique et la section transversale d'écoulement) et  $D_h$  est le diamètre hydraulique (défini comme quatre fois la section transversale d'écoulement divisée par le périmètre mouillé).

Toutes ces photographies ont été obtenues par injection du colorant dans le plan passant par le milieu de l'espace entre les deux ailettes et en un point situé à  $6L$  en aval du bord d'attaque des ailettes et à  $0,2L$  sous le bord supérieur des ailettes. Cette position d'injection a été choisie pour maximiser l'effet du passage des tourbillons sur les trajectoires du colorant. On obtient ainsi une détection plus nette et plus sensible des tourbillons. Pour  $\delta/L=0.20$  (Figure 2), on peut observer que pour un écoulement légèrement supercritique, par exemple  $Re_b=433$  (Figure 2a), le colorant, injecté à l'intérieur du gap, tente de quitter la région du gap vers l'écoulement ouvert le long de stries essentiellement rectilignes. Ce n'est qu'au bord des ailettes qu'il change de forme en celle qui indique la présence d'un mouvement tourbillonnaire. Au fur et à mesure que le nombre de Reynolds global,  $Re_b$ , augmente, le colorant commence à osciller plus clairement avec de plus grandes amplitudes dans le gap au début, puis avec des pénétrations plus prononcées dans la région d'écoulement ouvert (Figures 2b, c et d). On peut également voir que les stries, une fois qu'elles pénètrent suffisamment dans la zone d'écoulement ouvert, roulent vers le gap et le pénètrent légèrement, indiquant ainsi la formation de tourbillons qui sont convectés avec l'écoulement principal et qui s'étendent de la région externe du gap jusqu'à profondément dans l'écoulement du canal ouvert. Des schémas<sup>10</sup> d'écoulement similaires ont été rapportés par Gosset et Tavoularis (2006) pour un écoulement dans un canal rectangulaire contenant

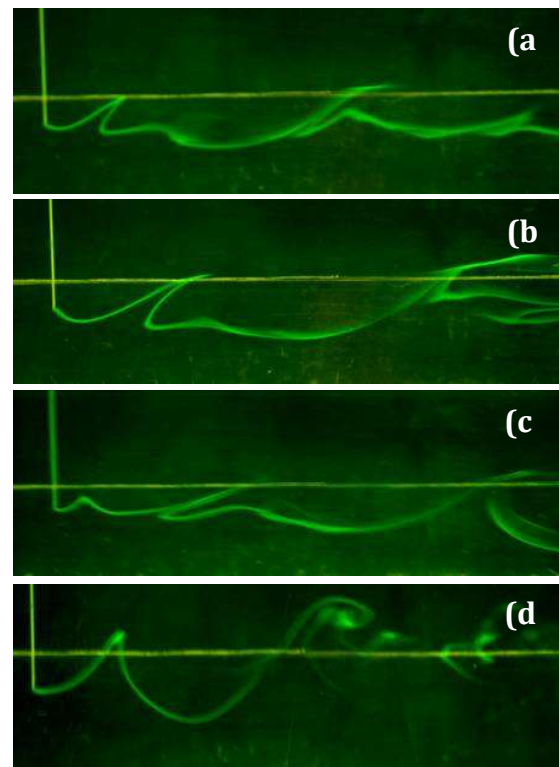
<sup>9</sup> Ce travail a donné lieu à une publication dans un journal (voir annexe 2, liste des publications, 1. Guellouz, 2022)

<sup>10</sup> On a choisi d'employer « schéma d'écoulement » comme traduction de “flow pattern”

un espace étroit formé entre la paroi du canal et une tige cylindrique suspendue. Lorsque l'espacement des ailettes est réduit, le même comportement est observé, mais à partir de nombres de Reynolds plus élevés. La Figure 3 montre des exemples de visualisations obtenues pour  $\delta/L=0.12$ . Le seul effet observable de la diminution de la largeur du gap sur l'étendue des structures tourbillonnaires est le fait que les stries de colorant semblent être plus limitées à la région du gap, pénétrant beaucoup moins dans le canal ouvert (Figures 3a et 3b). De plus, à des nombres de Reynolds légèrement supercritiques, les schémas d'écoulement ont montré des irrégularités, c'est-à-dire des périodes calmes entre les passages de tourbillons. L'effet de l'augmentation du nombre de Reynolds est similaire à celui observé pour la plus grande taille de gap, c'est-à-dire que les stries de colorant oscillent avec de plus grandes amplitudes et pénètrent davantage dans la région d'écoulement ouvert (Figures 3c et 3d). Dans cette dernière figure, on peut clairement voir le mouvement tourbillonnaire ainsi qu'une forte diffusion de colorant dans l'écoulement ouvert, très probablement due à l'apparition de la turbulence ( $Re_b=738$ ). La Figure 4 montre des photographies prises à différents nombres de Reynolds pour un espacement d'ailettes particulièrement petit,  $\delta/L=0,04$ . Ici aussi, les stries de colorant restent confinées à la région du gap, avec un schéma sinusoïdal étroit. En fait, pour cette configuration, le mouvement du colorant est assez lent en raison des forces visqueuses élevées dans le très petit gap. Cependant, la preuve de la présence de tourbillons est évidente.



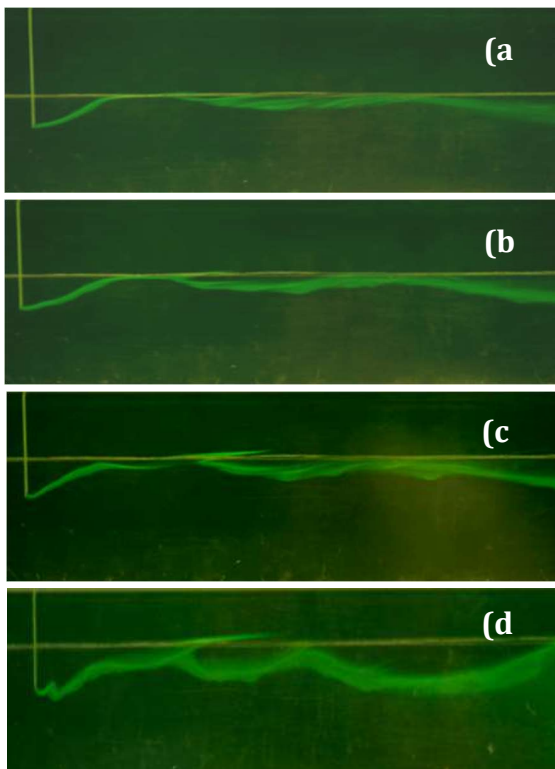
**Figure 2** : Photos des visualisations de l'écoulement entre deux ailettes pour  $\delta/L= 0.20$  et un nombre de Reynolds global égal à (a) 433, (b) 460, (c) 475, and (d) 491.



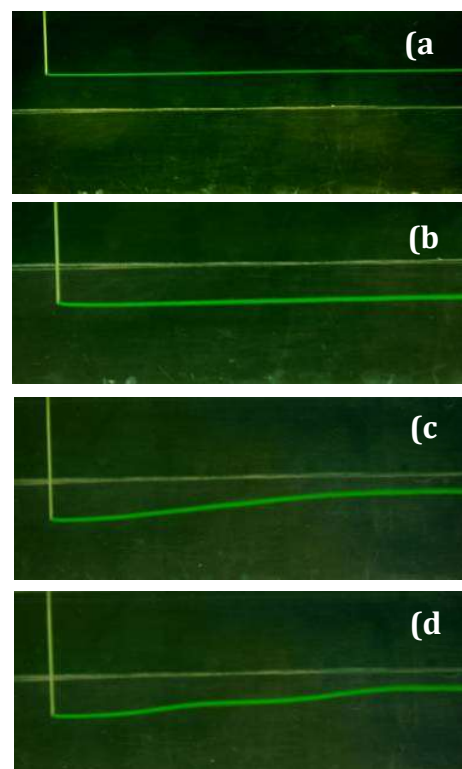
**Figure 3** : Photos des visualisations de l'écoulement entre deux ailettes pour  $\delta/L= 0.12$  et un nombre de Reynolds global égal à (a) 538, (b) 577, (c) 622, and (d) 738

## 2.2. Instabilité et nombre de Reynolds critique

Dans les écoulements laminaires, les particules de fluide se déplacent suivant des trajectoires régulières. Ainsi, leurs trajectoires seraient des lignes lisses. C'est clairement le cas pour les visualisations d'écoulement des Figures 5a et 5b, ce qui confirme que, pour cette taille de gap et ce nombre de Reynolds particulier, l'écoulement est laminaire à l'intérieur et à l'extérieur des ailettes. Dans ces images, les stries de colorant restent droites et parallèles à la direction principale de l'écoulement. En augmentant le nombre de Reynolds, les traces de colorant commencent à présenter une certaine courbure (Figure 5c). Au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente, certaines ondulations commencent à apparaître (Figure 5d), indiquant le début d'instabilités hydrodynamiques qui sont très probablement à l'origine des tourbillons discutés ci-dessus. Ce comportement a été observé pour des nombres de Reynolds bien inférieurs à ceux de la transition laminaire-turbulente dans les écoulements en canal ouvert. Le nombre de Reynolds auquel les ondulations dans les stries de colorant commencent à apparaître est considéré comme le nombre de Reynolds critique,  $Re_c$ , pour le début de l'instabilité. La détermination expérimentale de ce  $Re_c$  consiste en l'augmentation progressive du nombre de Reynolds de l'écoulement jusqu'à ce que les premières ondulations dans les stries de colorant soient observées.



**Figure 4 :** Photos des visualisations de l'écoulement entre deux ailettes pour  $\delta/L= 0.040$  et un nombre de Reynolds global égal à (a) 675, (b) 705, (c) 738, and (d) 814.



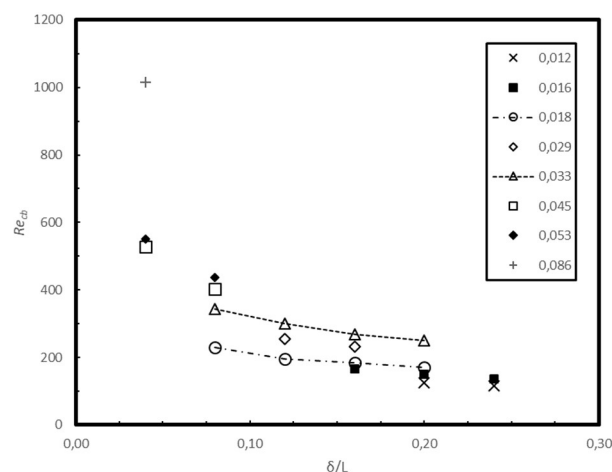
**Figure 5 :** Photos des visualisations de l'écoulement entre deux ailettes pour  $\delta/L= 0.20$  montrant (a) et (b) des stries laminaires,  $Re=119$  ; (c) courbure des stries,  $Re=146$  et (d) apparence d'ondulations stries,  $Re=150$ .



Dans un écoulement en canal ouvert, le nombre de Reynolds peut varier de deux manières : en faisant varier le débit ou en faisant varier la profondeur de l'eau. C'est cette dernière méthode qui a été retenue dans cette étude car elle permettait un meilleur contrôle du nombre de Reynolds du flux. En effet, pour un débit fixe, la modification de la hauteur d'eau modifie les valeurs de la vitesse apparente et du diamètre hydraulique, et par conséquent, le nombre de Reynolds. Ainsi, une valeur donnée du nombre de Reynolds peut être obtenue par différentes combinaisons du débit et des hauteurs d'eau. Cette propriété d'écoulement en canal ouvert a motivé notre choix de configuration d'écoulement car elle nous permettra d'élucider si des paramètres locaux ou globaux contrôlent la formation et les caractéristiques des structures cohérentes.

La procédure expérimentale pourrait être résumée comme suit : l'espacement des ailettes,  $\delta$ , est ajusté et les ailettes sont placées symétriquement par rapport au plan central du canal. Ensuite, le débit d'eau est fixé en réglant la vanne en aval de la pompe (Figure 1a). La profondeur d'eau est contrôlée en modifiant le blocage de l'écoulement d'une plaque d'acier placée à la sortie du canal. A partir de sa valeur maximale possible, le niveau d'eau est diminué progressivement, tout en observant les stries de colorant. La profondeur d'eau à laquelle l'instabilité est détectée est mesurée et utilisée pour calculer le nombre de Reynolds critique.

La Figure 6 présente la variation du nombre de Reynolds global critique,  $Re_{cb}$ , en fonction de la largeur non-dimensionnelle du gap,  $\delta/L$ , pour différents débits. On peut voir que le nombre de Reynolds critique diminue avec l'augmentation de la taille du gap. Ce résultat est parfaitement cohérent avec le résultat de Gosset et Tavoularis (2006) pour des gammes comparables de largeurs relatives du gap. Cependant, pour une largeur fixe du gap, le  $Re_{cb}$  augmente avec le débit. Ceci indique que le nombre de Reynolds global n'est pas le paramètre à utiliser pour caractériser l'instabilité de l'écoulement.



**Figure 6** : Le nombre de Reynolds global critique en fonction du gap déterminé à différents débits (indiqué en kg/s dans la légende).

Afin d'étudier les conditions locales pour l'apparition de l'instabilité de l'écoulement, un modèle simple, étayé par la littérature, a été développé. Comme indiqué dans la revue bibliographique, un profil de type couche de mélange existe le long de la ligne de symétrie entre les ailettes (Meyer et Rehme, 1995, et Goulart et Möller, 2007). C'est de l'instabilité de ce profil que résulte la formation des tourbillons cohérents, comme on le montrera, dans l'étude théorique, présentée plus bas. Cette caractérisation la formation des tourbillons nécessite la détermination des vitesses de la « couche de mélange ». Cependant, compte tenu des difficultés à mesurer les très faibles vitesses des écoulements

actuels, un modèle simple d'estimation des vitesses locales a été développé. Il est présenté en détail dans l'annexe 4. Il permet le calcul des vitesses minimales et maximales dans le profil de type couche de mélange en fonction du débit mesuré, de la profondeur d'eau et de l'espacement inter-aillettes. Ainsi, à partir des valeurs mesurées de ces variables aux conditions critiques d'apparition du mouvement tourbillonnaire, les vitesses minimale et maximale du profil de type couche de mélange sont calculées. Leurs rapports,  $r = \frac{U_{\min}}{U_{\max}}$ , aux conditions critiques sont présentés à la Figure 7. Ils

correspondent aux mêmes mesures utilisées pour obtenir la Figure 6. Il est remarquable que les variations de  $r$  semblent être indépendantes du débit et sont uniquement fonction de l'espacement inter-aillettes. En fait, les points pour différents débits coïncident et varient avec le carré de la valeur adimensionnelle du gap (Figure 8) selon

$$r = 0.552 \left( \frac{\delta}{L} \right)^2 \quad (2)$$

Ceci indique que le paramètre contrôlant le seuil de stabilité est ce rapport de vitesse du profil de type « couche de mélange », quelle que soit la valeur du débit. Dans les présentes expériences, pour un débit donné, lorsque le niveau d'eau baisse, la vitesse dans le canal augmente. Ceci est particulièrement vrai pour la vitesse maximale correspondant à la vitesse de la surface libre, qui représente la vitesse maximale d'écoulement au-dessus des ailettes. Parallèlement, l'écoulement entre les ailettes ajuste sa vitesse pour faire correspondre les pertes par frottement entre les ailettes avec les pertes par frottement du reste du canal, selon la règle des pertes de charges pour les canaux parallèles. Ceci explique l'origine du profil de type « couche de mélange » observé dans la littérature. A chaque couple de débit et de niveau d'eau correspond un rapport unique des vitesses entre et au-dessus des ailettes, qui représente également le rapport de vitesse de la couche de mélange. Selon le modèle de l'annexe 4, ce rapport augmente lorsque le niveau d'eau diminue, ce qui entraîne un gradient de vitesse plus important, c'est-à-dire un cisaillement plus élevé, au point d'inflexion du profil. Ainsi, en abaissant progressivement le niveau d'eau tout en gardant un débit constant, le taux de cisaillement déstabilisant au point d'inflexion augmente jusqu'au point où la valeur critique est atteinte. Le taux de cisaillement correspond approximativement au rapport entre la différence de vitesse,  $\Delta U = U_{\max} - U_{\min}$ , et la moitié de la largeur de la couche de mélange. Cette dernière ne peut être évaluée sur la base des mesures actuelles et du modèle employé. Cependant, la différence de vitesse normalisée par,  $U_l = (U_{\max} + U_{\min})/2$ , la vitesse moyenne dans la couche de mélange

$$\frac{\Delta U}{U_l} = \frac{2(U_{\max} - U_{\min})}{U_{\max} + U_{\min}} = \frac{2(1-r)}{1+r} \quad (3)$$

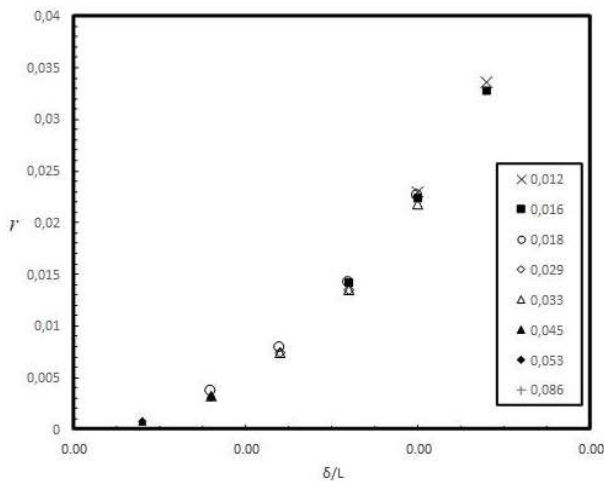
s'est avérée varier légèrement pour tous les points mesurés de la Figure 7. En fait, elle a diminué de façon monotone de 1,997 à 1,870 lorsque  $\delta/L$  a augmenté de 0,040 à 0,240.

Sur la base de la discussion ci-dessus, un nombre de Reynolds critique plus représentatif serait celui qui utilise une vitesse locale et une longueur caractéristique locale, représentant le profil de type couche de mélange. Un bon candidat serait un nombre de Reynolds critique, inspiré des travaux de Bhattacharya et al (2006) sur les couches de mélange bidimensionnelles, laminaires et incompressibles. Ils avaient utilisé la différence de vitesse dans la couche de mélange et l'épaisseur de vorticité comme échelles de vitesse et de longueur. En fait, Bhattacharya et al (2006) ont trouvé que ce nombre de Reynolds critique était constant et égal à environ 30 pour toutes les valeurs des rapports

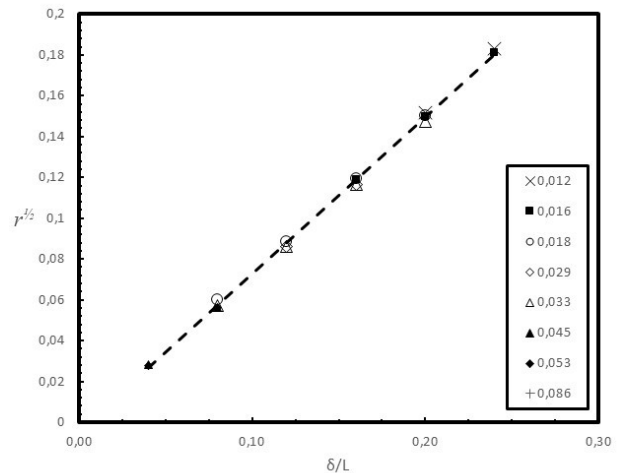
de la différence et des vitesses moyennes de la couche de mélange. L'épaisseur de vorticité est calculée à partir du rapport de vitesse de la couche de mélange, de sa largeur et de son gradient de vitesse maximal. Cependant, ces deux dernières variables ne peuvent pas être évaluées avec les mesures actuelles. Dans tous les cas, il est plus pratique d'utiliser des échelles de longueur liées à la géométrie de la configuration de l'écoulement. Ainsi, on définit le nombre de Reynolds critique local suivant

$$Re_{cl} = \frac{U_{lc} \cdot \delta \cdot (L/H_c)}{\nu} \quad (4)$$

où  $H_c$  est la hauteur d'eau à la condition critique et  $U_{lc}$  est la vitesse critique locale, considérée comme la vitesse moyenne dans le profil de type couche de mélange, et calculée comme défini ci-dessus, pour les conditions critiques. La longueur caractéristique,  $\delta \cdot (L/H)$ , a été sélectionnée car il s'agit d'une combinaison de l'espacement entre les ailettes,  $\delta$ , de la hauteur des ailettes,  $L$ , et de la profondeur d'eau dans le canal,  $H$ . La largeur de la couche de mélange et le gradient de vitesse maximal devraient être liés à  $\delta$ ,  $L$  et  $H$ .



**Figure 7 :** Le rapport,  $r$ , estimé des vitesses minimales et maximales du profil de type couche de mélange aux conditions critiques, correspondant aux mêmes mesures que la Figure 6 (symboles comme à la Figure 6).

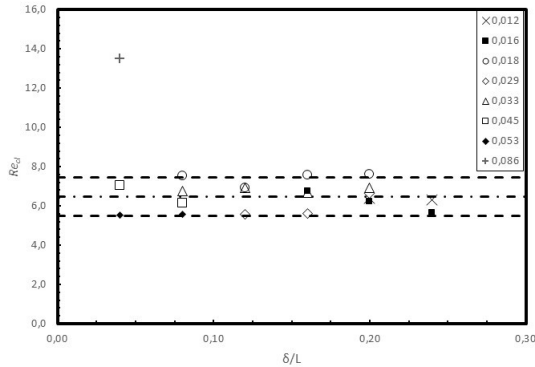


**Figure 8 :** La relation linéaire entre la racine carrée de  $r$ , et l'espacement relatif entre les ailettes (une représentation différente des valeurs de la Figure 7).

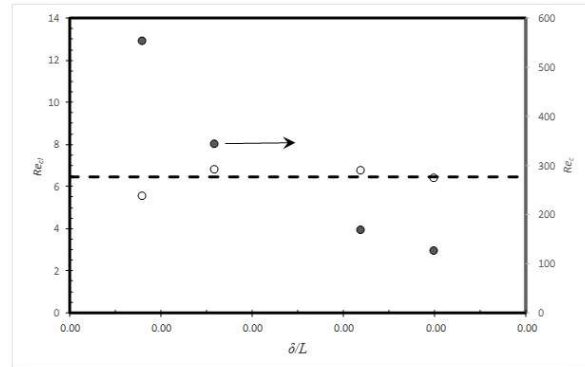
La Figure 9 présente ce nombre de Reynolds critique local calculé pour le même ensemble de données discuté ci-dessus, c'est-à-dire les mesures de la Figure 6. On peut voir que ce nombre de Reynolds critique local est essentiellement constant, à  $\pm 15\%$  d'une valeur moyenne de 6,48, sauf pour la valeur correspondant au débit massique de 0,086 kg/s. Cette dernière est plus du double de la valeur moyenne. On peut supposer que le fait que la profondeur d'eau n'était que de  $1,25 L$  dans ce cas, aurait pu changer la nature du profil de type couche de mélange, ce qui expliquerait la valeur différente du nombre de Reynolds critique. Pour élucider ce point, d'autres investigations expérimentales ou numériques résolvant le profil de vitesse en fonction de la profondeur d'eau sont nécessaires.

Afin d'isoler les effets de différents paramètres, nous avons extrait de ces données, les valeurs pour une même hauteur d'eau,  $H$ , soit un rapport profondeur/largeur du canal de 1,21 soit  $H/L=1,82$ . La Figure 10 présente les nombres de Reynolds critique global et local pour cette profondeur constante.

Une valeur essentiellement constante de  $Re_{cl}$ , sur l'intervalle de largeur de gap étudié, est trouvée pour ce cas, même si la variation du nombre de Reynolds critique global était assez prononcée et clairement non linéaire. Malheureusement, c'est la seule profondeur où plus de deux valeurs sont disponibles, car les expériences ont été conçues pour des débits constants et non des profondeurs constantes. Ainsi, le même graphique ne peut pas être produit pour d'autres profondeurs.



**Figure 9 :** Les nombres de Reynolds critiques locaux en fonction du gap pour différents débits (indiqué en kg/s dans la légende, avec les mêmes symboles qu'à la Figure 6). La valeur moyenne de tous les points est indiquée par la ligne -- et les valeurs à  $\pm 15\%$  sont indiquées par les lignes ---



**Figure 10 :** Les nombres de Reynolds critiques locaux ( $\circ$ ) et globaux ( $\bullet$ ) en fonction du gap pour une hauteur d'eau  $H/L=1.82$ . La ligne pointillée indique le nombre de Reynolds critique local moyen de la Figure 9.

On peut en conclure que les paramètres contrôlant l'apparition de l'instabilité sont des paramètres locaux liés au rapport de vitesse dans le profil de type couche de mélange et à la largeur de la couche de cisaillement correspondante. D'autres expériences et/ou simulations numériques capables de caractériser cette largeur sont à concevoir pour élucider complètement ce point. Une attention particulière doit être accordée aux profondeurs, respectivement aux hauteurs du canal, très proches de la hauteur des ailettes car elles peuvent présenter des cas particuliers et aussi en raison de leur pertinence pour les configurations pratiques d'écoulement.

## 2.3. Caractéristiques des structures cohérentes

Après avoir démontré la présence de structures cohérentes et les conditions de leur apparition dans des écoulements entre deux ailettes, on se penche sur leur caractérisation en termes de fréquence, d'espacement et de vitesse de convection.

### 2.3.1. Nombres de Strouhal globaux et locaux

La fréquence est habituellement présentée sous forme adimensionnelle par le nombre de Strouhal

$$St_b = \frac{f \cdot D_h}{U_b} \quad (5)$$

basé sur la vitesse débitante,  $U_b$ , du diamètre hydraulique du canal,  $D_h$ , et de la fréquence des structures,  $f$ . La valeur moyenne de la fréquence est déterminée en comptant le nombre de changements de direction du colorant dans la direction normale sur une période de temps

relativement longue. En fait, dans la pratique, une meilleure précision a été obtenue en chronométrant un nombre fixe, typiquement 30, de changements de direction de colorant. Les mesures de fréquence ont été effectuées au moins trois fois pour chaque couple de paramètres expérimentaux, c'est-à-dire la largeur de l'espace et le débit. La répétabilité des mesures était tout à fait satisfaisante puisque la différence entre les différents essais pour un même réglage était de l'ordre de 1 %. Une estimation grossière de l'incertitude de ces mesures a donné des valeurs comprises entre 0,4% et 3,3% selon la valeur de la fréquence mesurée. La Figure 11 présente des mesures du nombre de Strouhal global,  $St_b$ , en fonction du nombre de Reynolds global,  $Re_b$ , pour différentes largeurs du gap. Pour chacun de ces ensembles, c'est-à-dire les mesures pour une largeur de fente fixe,  $\delta/L$ , la variation du nombre de Reynolds a été obtenue en faisant varier la hauteur d'eau pour deux débits différents. Malgré les débits distincts, les données présentent une continuité. En effet, pour une largeur de gap fixe,  $\delta/L$ ,  $St_b$  augmente linéairement avec  $Re_b$ . Comme pour les mesures de Gosset et Tavoularis (2006), aucune tendance asymptotique n'est observée dans les variations linéaires.

Comme les variables locales, plutôt que les globales, ont été considérées comme représentant mieux le seuil de stabilité, un nombre de Strouhal local, défini comme suit

$$St_l = \frac{f \cdot \delta \cdot (L/H)}{U_l} \quad (6)$$

a été employé pour représenter les mêmes mesures de fréquence. Il est présenté sur la Figure 12 en fonction du nombre de Reynolds local

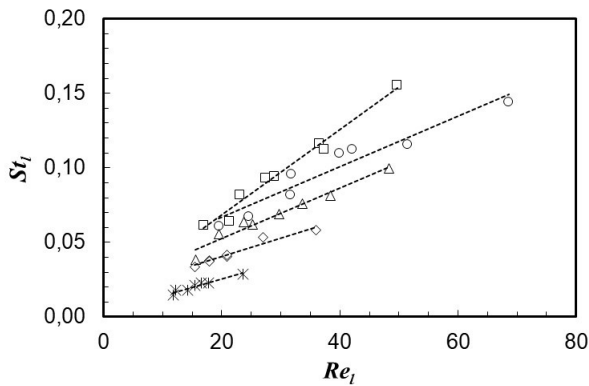
$$Re_l = \frac{U_l \cdot \delta \cdot (L/H)}{\nu} \quad (7)$$

Comme ce qui a été observé pour les variables globales, des relations linéaires entre les nombres locaux de Strouhal et de Reynolds sont observées pour des largeurs de gap fixes (Figure 12). L'utilisation d'autres variables locales n'a pas donné une meilleure invariance d'échelle.

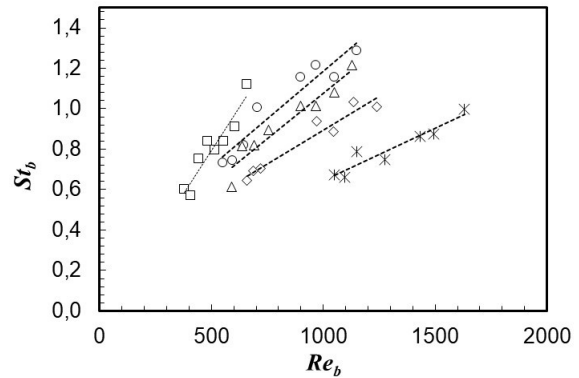
### 2.3.2. Espacement des structures et vitesse de convection

Un grand nombre de photos de visualisation d'écoulement ont été utilisées pour mesurer la longueur d'onde moyenne,  $\lambda$ , des ondulations d'écoulement. Typiquement, cinq photographies numériques étaient suffisantes pour obtenir une valeur moyenne, à 1 % près, de la longueur d'onde pour chaque réglage de débit. La longueur a été obtenue en mettant à l'échelle les distances, dans un logiciel de retouche photo, par comparaison avec une photographie d'une règle placée au milieu de l'espacement inter-ailettes pour la même position et les mêmes réglages de l'appareil photo. L'incertitude associée à la mesure de la longueur d'onde a été estimée entre 1,5 et 3,5 %. Plus précisément,  $\lambda$  représente l'espacement longitudinal entre les centres de deux structures consécutives. On peut voir à la Figure 13 que, pour une largeur de gap donnée,  $\lambda/L$  est essentiellement constant pour des nombres de Reynolds suffisamment élevés. Ce résultat est en accord avec les mesures rapportées dans la littérature (voir par exemple Meyer et Rehme, 1994). Certaines des courbes de la Figure 13 montrent des variations irrégulières de  $\lambda/L$  avec  $Re_b$ , aux faibles valeurs du nombre de Reynolds, mais lorsque ce dernier augmente, elles tendent vers une valeur constante de  $\lambda/L$ . Ce comportement, observé également par Gosset et Tavoularis (2006), peut s'expliquer par le fait qu'aux nombres de Reynolds juste au-dessus du nombre de Reynolds critique les structures évoluent encore et n'atteignent une taille et un espacement constants qu'à des valeurs du nombre de Reynolds plus élevées. Si l'on considère les parties constantes des courbes de  $\lambda/L$  comme représentatives de la valeur de

l'espacement des structures, on voit que celui-ci varie linéairement avec la taille du gap (Figure 14). Une tendance similaire a été obtenue dans les mesures expérimentales de Guellouz et Tavoularis (2000a) à un nombre de Reynolds beaucoup plus élevé dans le régime complètement turbulent pour l'écoulement dans le gap entre une tige longitudinale et une paroi plane.



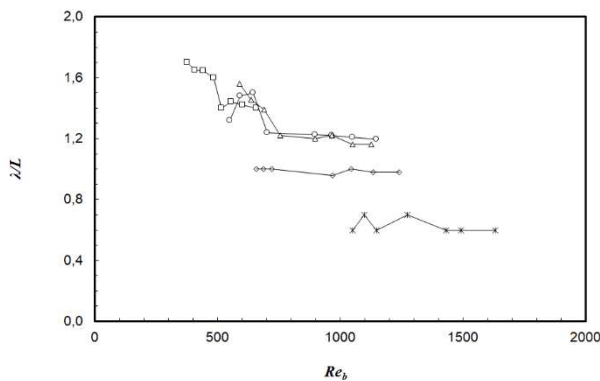
**Figure 11 :** Variation du nombre de Strouhal global avec le nombre de Reynolds global pour différentes largeurs de gap ; les lignes pointillées sont des tendances linéaires lissées à chaque ensemble de valeurs ;  $\delta/L = 0.20$  ( $\square$ ),  $0.16$  ( $\circ$ ),  $0.12$  ( $\Delta$ ),  $0.08$  ( $\diamond$ ),  $0.04$  ( $+$ ).



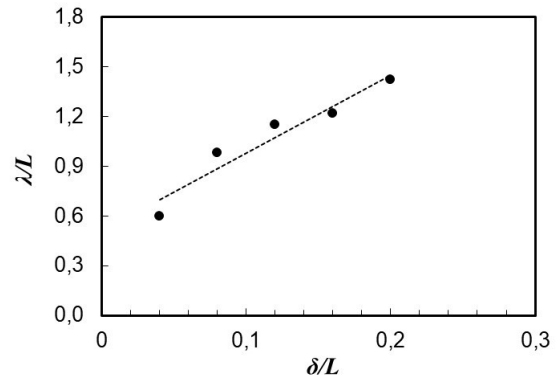
**Figure 12 :** Variation du nombre de Strouhal local avec le nombre de Reynolds local pour différentes largeurs de gap ; les lignes pointillées sont des tendances linéaires lissées à chaque ensemble de valeurs ;  $\delta/L = 0.20$  ( $\square$ ),  $0.16$  ( $\circ$ ),  $0.12$  ( $\Delta$ ),  $0.08$  ( $\diamond$ ),  $0.04$  ( $+$ ).

La vitesse de convection,  $U_c$ , des structures à grande échelle peut être facilement calculée à partir de la fréquence déterminée,  $f$ , et de l'espacement,  $\lambda$ , à l'aide de la relation

$$U_c = f\lambda \quad (8)$$



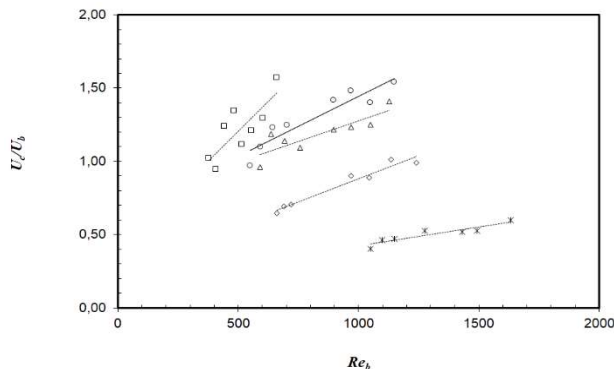
**Figure 13 :** Variation de l'espacement longitudinal des structures avec le nombre de Reynolds global pour différentes tailles de gap (même symboles que ceux de la Figure 11).



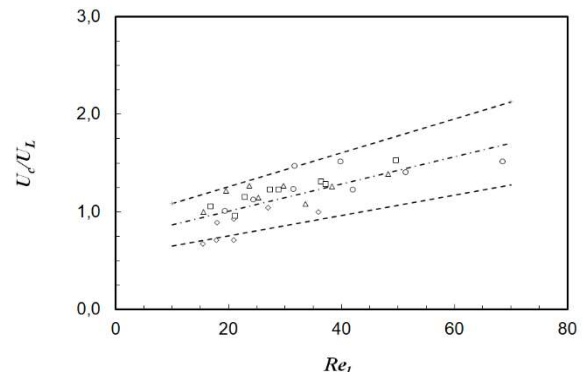
**Figure 14 :** Variation de l'espacement longitudinal des structures avec la largeur du gap ; la ligne pointillée est un lissage linéaire aux données.

La Figure 15 montre que la variation de  $U_c/U_b$  avec le nombre de Reynolds global est essentiellement linéaire pour chaque largeur de gap. On voit que les pentes des régressions linéaires aux données diminuent avec la taille du gap, impliquant une plus faible influence du nombre de Reynolds global sur la vitesse de convection pour les plus grands écarts. De plus, lorsque ces régressions linéaires sont utilisées pour évaluer le rapport  $U_c/U_b$  à un nombre de Reynolds global de 1000, une variation linéaire,

ayant  $R2 = 0,986$ , est obtenue pour  $U_c/U_b$  vs  $\delta/L$ . Les mêmes données sont présentées normalisées par la vitesse locale,  $U_c/U_l$ , en fonction de  $Re_l$  (Figure 16). La variation semble suivre, dans un intervalle de  $\pm 25\%$ , une seule courbe linéaire indépendamment des largeurs du gap. Il faut noter que le nombre de Reynolds local est basé sur une longueur,  $\delta(L/H)$ , qui combine les paramètres géométriques locaux dont la largeur du gap. Ceci confirme à nouveau que les structures cohérentes sont un phénomène local, caractérisé par des paramètres locaux de la région de la jonction de l'entre-ailettes et de l'écoulement ouvert.



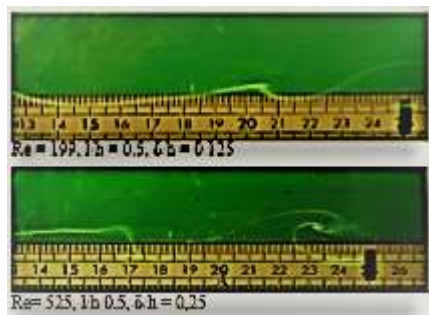
**Figure 15 :** Variation de la vitesse de convection des structures, normalisée par la vitesse débitante, avec le nombre de Reynolds global pour différents gaps ; les lignes pointillées sont des tendances linéaires lissées à chaque ensemble de valeurs (même symboles que ceux de la Figure 11).



**Figure 16 :** Variation de la vitesse de convection des structures, normalisée par la vitesse locale, avec le nombre de Reynolds local pour différents gaps ; Un lissage linéaire à travers tous les points de données est indiqué par la ligne -- et les valeurs de  $\pm 25\%$  sont indiquées par les lignes --- ; les symboles sont les mêmes qu'à la Figure 11).

### 3. Résultats pour l'écoulement laminaire dans une plaine inondable<sup>11</sup>

Un échantillon représentatif de photos de visualisation de l'écoulement pour différentes profondeurs de la plaine inondable,  $\delta$ , et nombres de Reynolds global est présenté dans la Figure 17. Ce sont des vues de dessus du canal, montrant le bord de la plaine inondable qui coïncide avec le bord de la règle.

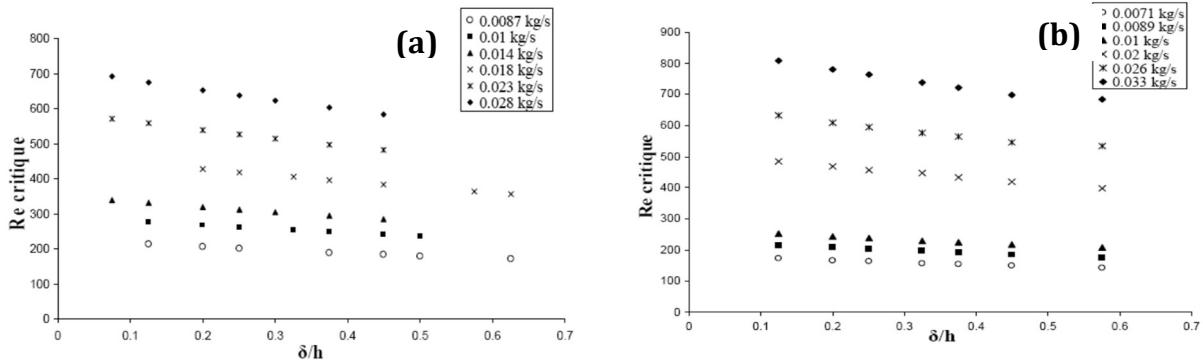


**Figure 17 :** Exemples de photos de visualisation (vue de dessus) de l'écoulement pour différentes profondeurs de la plaine inondable,  $\delta$ , et nombres de Reynolds global. Le bord de la plaine inondable coïncide avec le bord de la règle.

<sup>11</sup> Ce travail faisait partie du master de A. Koched (2007) et a donné lieu à une communication (voir annexe 2, liste des conférences, 12. Koched et Guellouz, 2008)

### 3.1. Nombre de Reynolds critique

Pour des nombres de Reynolds suffisamment bas, les stries de colorant, avec différentes positions d'injection dans le canal, restent droites et parallèles à la direction principale de l'écoulement, ce qui confirme que l'écoulement est laminaire à l'intérieur et à l'extérieur des plaines inondables. En augmentant le nombre de Reynolds pour une géométrie donnée, les stries de colorant commencent à



**Figure 18 :** Variation du nombre de Reynolds critique avec la profondeur relative de la plaine inondable pour différents débits massiques et pour les rapports d'aspect du canal (a)  $l/h=0,5$  et (b)  $l/h=1,0$

présenter des ondulations, indiquant le début d'instabilités hydrodynamiques qui sont à l'origine des tourbillons à grande échelle. Ce comportement a été observé pour des nombres de Reynolds bien inférieurs à ceux de la transition laminaire-turbulente dans les écoulements en canal ouvert. Le nombre de Reynolds auquel les ondulations dans les stries de colorant commencent à apparaître est considéré comme le nombre de Reynolds critique,  $Re_c$ , pour le début de l'instabilité. Ce nombre de Reynolds critique, déterminé expérimentalement, diminue avec la profondeur relative de la plaine inondable, avec des courbes presque parallèles pour différents débits totaux (Figure 18). Ce nombre de Reynolds critique augmente également avec le débit et le facteur de forme du canal  $l/h$ . Ces tendances sont similaires à celles présentées plus haut pour l'écoulement entre deux ailettes et celles obtenues par Gosset et Tavoularis (2006).

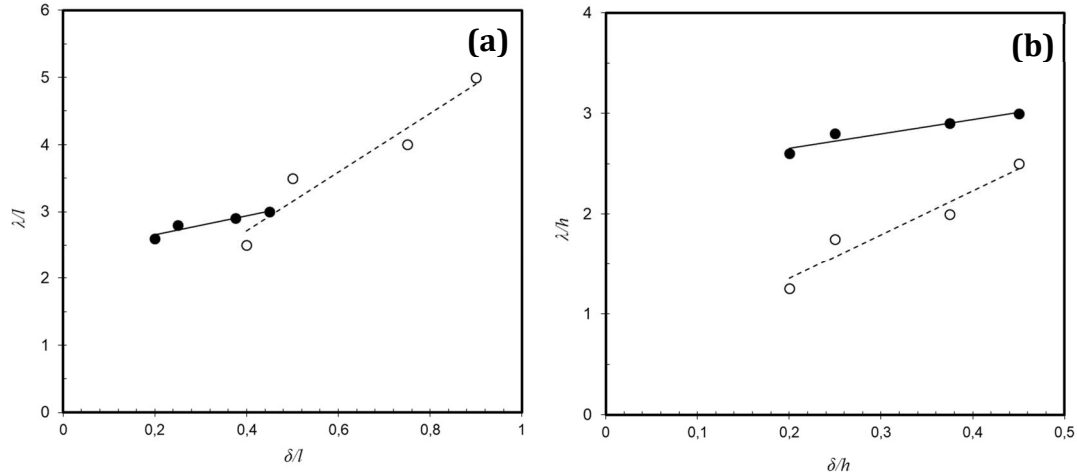
### 3.2. Espacement des structures cohérentes

L'espacement longitudinal des structures tourbillonnaires,  $\lambda$ , est défini comme la distance entre les axes de deux structures tourbillonnaires consécutives. Il a été mesuré à partir d'un grand nombre de photos de visualisation. Les valeurs moyennes pour chaque géométrie sont présentées à la Figure 19, en fonction du nombre de Reynolds correspondant. On peut remarquer que pour des nombres de Reynolds faibles ( $Re$  entre 150 et 400), il existe des variations irrégulières de  $\lambda$ , tandis qu'à des nombres de Reynolds suffisamment élevés (généralement  $Re > 400$ ),  $\lambda$  a une valeur essentiellement constante. Ces résultats sont en accord avec les observations faites plus haut pour l'écoulement entre deux ailettes.

En considérant les valeurs constantes de  $\lambda$ , on peut voir sur la Figure 20 que leurs variations, avec la profondeur relative de la plaine inondable, sont linéaires. Des variations linéaires similaires, avec des valeurs comparables, ont été obtenues par Rehme et Meyer (1994), Guellouz et Tavoularis (2000b) et dans la section précédente pour des régions d'écoulement étroites respectivement entre des crayons, une tige et une paroi plane et deux ailettes. Les valeurs de  $\lambda/h$  sont comprises entre 2,6 et 3,0 pour  $l/h$



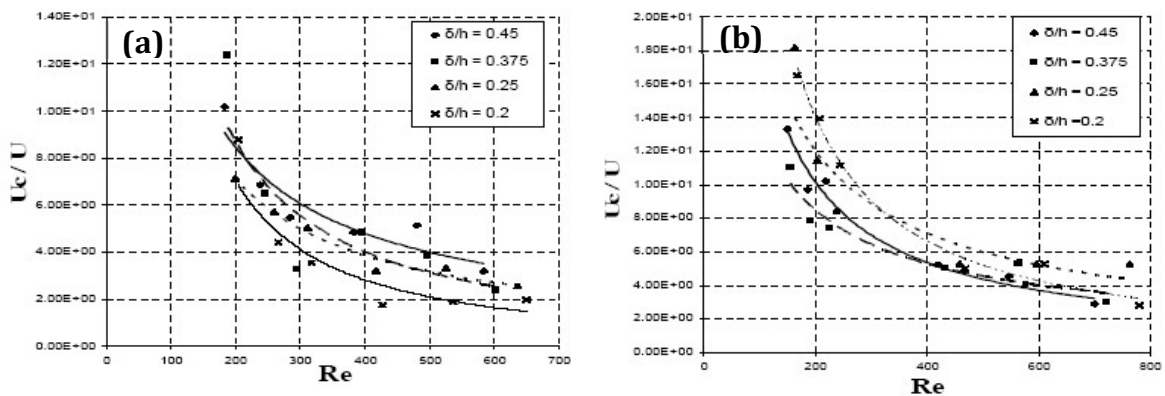
= 0,5 et entre 1,25 et 2,5 pour  $l/h = 1,0$ , ce qui correspond à l'explication selon laquelle les tailles et les espacements des structures sont proportionnels au cisaillement de la couche de mélange à la jonction de la plaine inondable et du canal principal. En effet, pour un  $l/h$  donné, une augmentation de la profondeur relative,  $\delta/h$ , de la plaine inondable diminue ce cisaillement vu que la différence de vitesse entre les deux sous-canaux diminue. Le même effet est obtenu par la diminution de  $l/h$ .



**Figure 20** : Espacement des structures tourbillonnaires pour différentes profondeurs,  $\delta$ , de la plaine inondable normalisées par (a)  $l$  et (b)  $h$  pour  $l/h=0,5$  ( $\circ$ ) et  $l/h=1,0$  ( $\bullet$ ).

### 3.3. Vitesse de convection des structures cohérentes

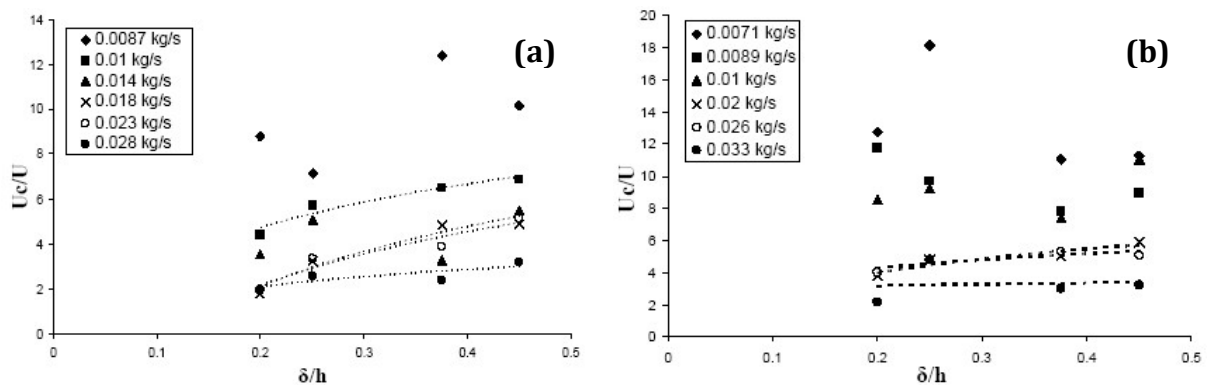
Selon le modèle de Guellouz et Tavoularis (2000b) et d'autres preuves de la littérature, les structures tourbillonnaires se forment près de l'entrée du canal et sont convectées, presque inchangées, par l'écoulement principal. La vitesse de convection peut être calculée par l'Equation (8). Comme pour le cas des ailettes, la fréquence des structures,  $f$ , est déterminée expérimentalement en comptant le nombre de changements de direction dans les excursions latérales du colorant sur une période de temps relativement longue. La Figure 21 présente la variation de la vitesse de convection, normalisée par la vitesse débitante du canal, pour différentes profondeurs et en fonction des nombres de Reynolds. La même information est présentée à la Figure 22, mais cette fois en fonction de la



**Figure 21** : Vitesse de convection des structures tourbillonnaires pour différents nombres de Reynolds globaux et différentes profondeurs relatives,  $\delta/h$ . Les largeurs de la plaine inondable sont (a)  $l/h=0,5$  et (b)  $l/h=1,0$

profondeur relative de la plaine inondable. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, la vitesse normalisée diminue, indiquant que la vitesse de convection augmente moins que la vitesse débitante. Ceci est attendu car la vitesse de convection correspond à la moyenne des vitesses minimale et maximale dans la couche de mélange, c'est-à-dire à peu près la moyenne des vitesses au milieu respectivement du canal principal et de la plaine inondable. La vitesse dans cette dernière augmente moins avec le nombre de Reynolds que la vitesse du canal.

Il ressort de la discussion ci-dessus que, comme on l'a prouvée plus haut pour les ailettes, les structures à grande échelle sont des phénomènes locaux et dépendent des caractéristiques de la couche de mélange qui se forme dans la région entre la zone d'écoulement étroite dans la plaine inondable et la section d'écoulement relativement plus grande dans le lit de la rivière. Il est évident qu'une investigation basée sur des paramètres locaux conduirait à une meilleure compréhension et



**Figure 22** : Vitesse de convection des structures tourbillonnaires pour différentes profondeurs relatives,  $\delta/h$  et différents débits. Les largeurs de la plaine inondable sont (a)  $l/h=0,5$  et (b)  $l/h=1,0$

caractérisation des phénomènes. Une poursuite des travaux actuels est prévue, où les résultats de visualisation ci-dessus seront interprétés en utilisant des variables locales au lieu des paramètres globaux du canal. Compte tenu des faibles vitesses mises en jeu et des difficultés liées à leurs mesures, nous avons choisi d'utiliser l'approche numérique afin d'obtenir les distributions détaillées des vitesses d'écoulement laminaire. Il est à noter que nous avons mené des mesures PIV (non présentées ici) dans la même configuration, mais à des nombres de Reynolds beaucoup plus élevés. Elles ne peuvent donc pas être employées pour l'analyse locale des résultats.

## 4. Conclusions

La présence de structures cohérentes dans les écoulements entre deux ailettes a été démontrée et le nombre de Reynolds critique pour leur formation a été obtenu. Le nombre de Reynolds critique diminue avec l'augmentation du gap. Cependant, lorsque ce nombre de Reynolds critique est basé sur des paramètres locaux, il semble être constant pour toutes les tailles d'espace étudiées ( $0,04 \leq \delta/L \leq 0,24$ ), à savoir  $Re_{cl} = U_{lc} \cdot \delta \cdot (L/H_c) / \nu = 6.48$ . L'utilisation de ce nombre de Reynolds critique local a été inspirée et justifiée par une discussion sur le profil de type couche de mélange, connu pour exister dans la région à la jonction de l'inter-ailettes et de l'écoulement libre.

La visualisation de l'écoulement a montré qu'au-delà du nombre de Reynolds critique, l'écoulement laminaire entre les ailettes devient instable et conduit à la formation de structures tourbillonnaires.

Les nombres de Strouhal global et local des structures augmentent linéairement avec leurs nombres de Reynolds global et local correspondants, en suivant des courbes distinctes pour différentes largeurs d'espace.

L'espacement des structures dans le sens du courant augmente linéairement avec la taille de l'espace et est essentiellement indépendant du nombre de Reynolds, pour des valeurs suffisamment élevées de ce dernier.

La vitesse de convection des structures, lorsqu'elle est normalisée par la vitesse globale, varie linéairement avec le nombre de Reynolds global, avec une courbe distincte pour chaque taille d'espace. Cependant, lorsqu'elle est normalisée par la vitesse locale, sa variation avec le nombre de Reynolds local semble suivre, dans un intervalle de  $\pm 20\%$ , une seule courbe linéaire indépendamment de la largeur des gaps.

Tous les résultats ci-dessus, confirment la présence, même pour des écoulements laminaires, de structures tourbillonnaires cohérentes dans la région étroite entre les ailettes et montrent que ces structures sont des phénomènes locaux, mieux caractérisés par des paramètres locaux.

De même pour les écoulements dans les plaines inondables, les variations des différents paramètres sont qualitativement en accord avec ceux des écoulements entre les ailettes, impliquant qu'il s'agit du même phénomène physique dans les deux cas. Là aussi les structures à grande échelle sont des phénomènes locaux et dépendent des caractéristiques de la couche de mélange qui se forme dans la région entre la zone d'écoulement étroite dans la plaine inondable et la section d'écoulement relativement plus grande dans le lit de la rivière. Il est évident qu'une analyse basée sur des paramètres locaux conduirait à une meilleure compréhension et caractérisation des phénomènes. Un approfondissement des travaux actuels est prévu, où les résultats de visualisation ci-dessus seront interprétés en utilisant des variables locales au lieu des paramètres globaux du canal. Compte tenu des faibles vitesses mises en jeu et des difficultés liées à leurs mesures, nous avons choisi d'utiliser l'approche numérique afin d'obtenir les distributions détaillées des vitesses d'écoulement laminaire.

# **Chapitre 3 : Etudes de la formation des structures cohérentes dans les écoulements laminaires par l'analyse de stabilité linéaire<sup>12</sup>**

Afin d'élucider et caractériser l'origine des structures cohérentes dans les canaux complexes, nous avons adopté dans notre programme d'étude, en plus de l'approche expérimentale présentée ci-dessus, l'approche théorico-numérique à travers une étude de stabilité linéaire. Cette approche est apte à fournir des explications difficiles à obtenir expérimentalement, vue la difficulté à mesurer les vitesses dans ces écoulements laminaires à très faibles vitesses (voir discussion ci-haut). Cependant, compte tenu du fait qu'un grand nombre de géométries doit être étudié, que l'écoulement laminaire de base doit être obtenu dans un premier temps, et que simuler cet écoulement laminaire en développement tridimensionnel nécessite une grande mémoire d'ordinateur et un temps de calcul important, il était nécessaire de développer une méthode plus rapide et moins exigeante en mémoire pour prédire l'écoulement laminaire de base. La deuxième étape serait une analyse de stabilité, utilisant les solutions d'écoulement de base obtenues, pour la prédiction du seuil de stabilité au-delà duquel les premières instabilités se développeraient.

## **1. Méthode de calcul de l'écoulement de base**

Dans cette section, une méthodologie pour la solution de l'écoulement de base dans les canaux complexes est présentée. Cette méthodologie, qui pourrait être appliquée à tout écoulement laminaire stable pleinement développé dans des canaux composés, met en œuvre une stratégie de solution innovante et originale qui résout de manière simple la non-linéarité apparente du problème. La méthode des éléments finis est utilisée pour obtenir la distribution bidimensionnelle de l'écoulement sur les sections transversales du canal. Bien que le but premier est de produire les distributions de vitesse à employer dans l'étude de stabilité, comme illustration de l'application de la méthodologie, nous l'avons utilisée pour étudier les écoulements dans deux familles de canaux complexes constitués de deux canaux rectangulaires reliés par une fente rectangulaire. Dans une famille, la fente est placée en bas, tandis que dans l'autre famille, elle est placée au centre des canaux. Les effets de la position et de la hauteur de la fente sur la vitesse et les distributions des contraintes de cisaillement de la paroi et le frottement global sont étudiés.

---

<sup>12</sup> Ce travail faisait partie du doctorat de Dr F. Souissi (2020) et a donné lieu à deux publications dans les journaux (voir annexe 2, liste des papiers : 8. Guellouz, Souissi et Ben Salah, 2020, et 7. Souissi, Guellouz, Ben Salah et Kaddeche, 2020)

## 1.1. Équations et méthodologie de résolution

### 1.1.1. Équations de l'écoulement de base

Ici l'accent est mis sur le développement de solutions d'écoulement de base pour des canaux de forme quelconque, en supposant un écoulement stable, incompressible et laminaire dans un canal à section uniforme supposé suffisamment long pour assurer un écoulement parallèle à l'axe du canal et pleinement développé. Le champ de vitesse n'a alors qu'une seule composante non nulle. Il s'agit de la composante axiale qu'on peut représenter en fonction des coordonnées de la section comme  $\vec{V} = (u(y, z), 0, 0)$ . Sous ces hypothèses, la description complète de l'écoulement se réduit à l'étude de l'écoulement dans le domaine fluide  $\Omega$  de la section transversale du canal et les équations de Navier-Stokes se réduisent alors à la forme particulière suivante

$$-\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (11)$$

où  $\mu$  est la viscosité dynamique du fluide et  $p$  la pression.

En introduisant les variables adimensionnelles suivantes  $X = \frac{x}{D_h}$ ,  $Y = \frac{y}{D_h}$ ,  $Z = \frac{z}{D_h}$ ,  $U = \frac{u}{\bar{V}}$ ,  $P = \frac{p}{\frac{1}{2}\rho\bar{V}^2}$

où  $\rho$ ,  $D_h$  and  $\bar{V}$  sont respectivement la masse volumique du fluide, le diamètre hydraulique du canal et la vitesse moyenne sur la section définie par

$$\bar{V} = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} u \, d\Omega \quad (12)$$

Les équations (9) à (11) peuvent être réécrites comme suit

$$\left( \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} \right) = \frac{Re}{2} \frac{\partial P}{\partial X} \quad (13)$$

$$\frac{\partial P}{\partial Y} = 0 \quad (14)$$

$$\frac{\partial P}{\partial Z} = 0 \quad (15)$$

où le nombre de Reynolds est  $Re = \frac{\rho\bar{V}D_h}{\mu}$ .

En prenant en considération les Equations (14) et (15), Equation (13) peut être écrite

$$\left( \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} \right) = \frac{Re}{2} \frac{dP}{dX} \quad (16)$$

Cette équation est valable sur tout le domaine fluide non-dimensionnel de la section du canal  $\Omega^*$ . La condition aux limites associée à l'Equation (16) est la condition de non-glissement pour le champ de vitesse qui peut être exprimée comme

$$U|_{\Gamma^*} = 0 \quad (17)$$

Cette condition s'applique sur  $\Gamma^*$ , c'est-à-dire tout le contour mouillé adimensionnel de la section transversale du canal.

Il est à noter que la résolution de l'Equation (16), soumise à la condition (17), c'est-à-dire l'obtention de la distribution des vitesses  $U = U(Y, Z)$  sur le domaine  $\Omega^*$ , nécessite la connaissance préalable du nombre de Reynolds qui lui-même nécessite la vitesse moyenne qu'il est impossible de calculer avant d'obtenir la distribution de vitesse. Présenter la manière de surmonter cette contradiction apparente est l'une des principales justifications du travail présenté ici et l'une de ses principales contributions également. Pour ce faire, il est judicieux et commode d'essayer de réécrire le terme source de l'Equation (16) en fonction du coefficient de frottement de Fanning. Ce dernier est défini par

$$f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho V^2} \quad (18)$$

et est lié au coefficient de frottement, plus connu, de Darcy par

$$f = \frac{1}{4} f_{Darcy} \quad (19)$$

où  $\tau_w$  est la contrainte de cisaillement de la paroi. La relation entre le gradient de pression et la contrainte de cisaillement de la paroi peut s'écrire

$$-\frac{dp}{dx} = \frac{1}{\Omega} \int_{\Gamma} \tau_w ds \quad (20)$$

En substituant la pression adimensionnelle et en utilisant la définition du coefficient de frottement de Fanning, on obtient

$$-\frac{dP}{dX} = \frac{D_h}{\Omega} \int_{\Gamma} f ds \quad (21)$$

Si on introduit le coefficient de frottement moyen

$$\bar{f} = \frac{1}{\Gamma} \int_{\Gamma} f ds \quad (22)$$

et on rappelle la définition du diamètre hydraulique

$$D_h = \frac{4\Omega}{\Gamma} \quad (23)$$

On peut relier le gradient de la pression adimensionnelle au coefficient de frottement moyen

$$-\frac{dP}{dX} = 4\bar{f} \quad (24)$$

En substituant cette expression dans l'Equation (16), on obtient

$$-\left(\frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2}\right) = 2\bar{f} Re \quad (25)$$

Pour les écoulements laminaires complètement établis dans les conduits, le coefficient de frottement moyen est exprimé sous la forme suivante

$$\bar{f} = \frac{C}{Re} \quad (26)$$

où la constante  $C$  est fonction de la géométrie de la section du canal. Par exemple, si la section est circulaire, l'écoulement est le célèbre écoulement de Hagen-Poiseuille dont le coefficient de frottement moyen est donné par l'expression suivante

$$\bar{f} = \frac{16}{Re} \quad (27)$$

Et la constante est  $C = 16$ . Comme deuxième exemple, pour une section rectangulaire avec un aspect de forme  $a = \frac{l}{L}$ , où  $l$  est la hauteur de la conduit et  $L$  est sa largeur, le coefficient de frottement moyen est

$$\bar{f} = \frac{24}{Re} (1 - 1.3553a + 1.9467a^2 - 1.7012a^3 + 0.9564a^4 - 0.2503a^5) \quad (28)$$

C'est à dire  $C = 24(1 - 1.3553a + 1.9467a^2 - 1.7012a^3 + 0.9564a^4 - 0.2503a^5)$  [28].

Substituant l'expression de l'Equation (26) dans l'Equation (25), on obtient

$$-\left(\frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2}\right) = 2C \quad (29)$$

### 1.1.2. Stratégie de solutions

La résolution de l'Equation (29) nécessite la connaissance préalable du terme source dans son membre droit. Mais, comme indiqué précédemment, ce terme source est lui-même fonction de la solution. Ainsi, une stratégie de solution particulière pour l'Equation (29) doit être développée. A ma connaissance, la stratégie de solution développée ici est innovante et originale et n'a jamais été publiée avant notre propre publication.

On peut remarquer que l'Equation (29) est linéaire et que son terme source est une constante. Alors, si  $U_1$  est la solution de l'Equation (29) avec un terme source  $C = C_1$ , la solution avec un autre terme source  $C_2 = kC_1$  sera simplement  $U_2 = kU_1$ . Profitant de ces propriétés et définissant la vitesse moyenne adimensionnelle comme

$$\bar{V}^* = \frac{1}{\Omega^*} \int_{\Omega^*} U d\Omega^* \quad (30)$$

permet de concevoir la stratégie de solution suivante :

1. Normaliser le domaine réel  $\Omega$  en divisant ses dimensions par le diamètre hydraulique  $D_h$  et obtenir le domaine adimensionnel  $\Omega^*$ .
2. Résoudre l'équation adimensionnelle (13) sur le domaine adimensionnel  $\Omega^*$  avec un terme source unitaire, c'est-à-dire  $2C = 1$  et obtenir la distribution adimensionnelle  $U$ .
3. Calculer la vitesse moyenne  $\bar{V}^*$  en utilisant l'Equation (30).
4. Puisque la vitesse adimensionnelle a été obtenue en divisant la vitesse par la vitesse moyenne  $\bar{V}$ , alors la vitesse adimensionnelle moyenne devrait être égale à l'unité  $\bar{V}^* = 1$ . Si ce n'est pas vrai, le terme source de droite de l'Equation (29) doit être divisé par  $\bar{V}^*$ . La solution de vitesse doit alors également être divisée par la même quantité.

### 1.1.3. Validation de la stratégie de solution

La stratégie de solution en quatre étapes présentée dans la section précédente est assez simple et originale. En fait, pour autant que la revue de la littérature le permette, c'est la première fois qu'une telle stratégie de solution est proposée. Il est donc nécessaire de mettre en place une procédure de validation, afin de tester sa validité et sa précision. Pour ce faire, cette stratégie de solution est appliquée à certains écoulements usuels et les résultats obtenus sont comparés aux solutions analytiques connues pour ces écoulements.

#### Canaux circulaires

Ici le diamètre hydraulique est le diamètre réel  $D_h = D$ . La valeur exacte de la constante est  $C = 16$ , c'est-à-dire que le coefficient de frottement moyen est  $\bar{f} = \frac{16}{Re}$ . En appliquant les quatre étapes de la solution stratégique décrite ci-dessus, la vitesse moyenne adimensionnelle calculée à l'étape 3 est  $\bar{V}^* = 0.0312$ , donc la valeur de la constante est  $C = 1/(2\bar{V}^*) = 16.026$  et l'erreur relative, par rapport à la solution exacte, est de 0.16%.

#### Canaux rectangulaires

Les calculs pour ce cas ont été exécutés avec différentes valeurs du rapport de forme,  $a = \frac{l}{L}$ , à savoir  $\frac{1}{4}$ ,  $\frac{1}{2}$  and  $\frac{2}{3}$ . Les valeurs de la constante étaient respectivement  $C = 18.33$  ; 15.67 et 14.79, donnant des erreurs relatives de 0.54%, 0.71 % et 0.41% respectivement.

## 1.2. Résultats et discussion

Un code de calcul<sup>13</sup> basé sur la méthode des éléments finis a été employé pour résoudre l'Equation (29) soumise aux conditions aux limites de Dirichlet. Ce code a été validé par la comparaison de la solution numérique obtenue par le code avec la solution exacte du problème de Poisson à terme source unitaire dans un long tuyau circulaire de rayon  $R$  sous des conditions aux limites homogènes. Cette solution exacte écrite en termes de la coordonnée radiale,  $r$ , donne

$$u(r) = \frac{1}{4}(R^2 - r^2) \quad (31)$$

La comparaison était assez bonne donnant une erreur relative de 0.0625% avec un maillage de 500 nœuds. Il a également été validé, comme présenté dans la section précédente, par rapport aux solutions pour les coefficients de frottement des canaux circulaires et rectangulaires.

La stratégie de solution introduite ici est assez simple à mettre en œuvre, est beaucoup plus rapide et nécessite des ordres de grandeur moins de mémoire que les méthodes de résolution conventionnelles. En fait, ces derniers impliqueraient de résoudre les équations d'écoulement tridimensionnelles sur la longueur de développement de l'écoulement du canal

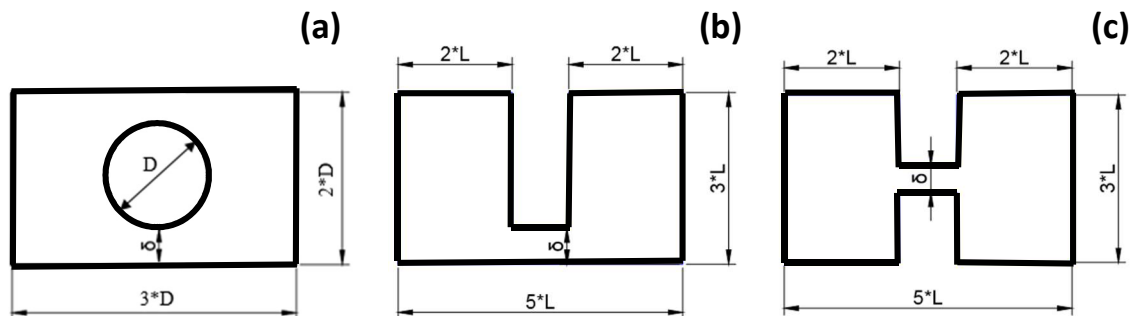
---

<sup>13</sup> Code initialement développé par mon collègue Professeur Nizar Ben Salah et modifié pour résoudre le problème actuel.



(généralement supérieure à 65 diamètres hydrauliques pour les écoulements laminaires) afin d'obtenir les variables d'écoulement pleinement développées, alors que dans la présente méthode, seul l'équation bidimensionnelle, soumise aux conditions aux limites de Dirichlet, est à résoudre sur la section d'écoulement.

L'équation a ensuite été résolue pour différentes configurations d'écoulement. Ces configurations couvrent les situations les plus significatives impliquant des canaux d'écoulement complexes. Ici, l'accent a été mis sur trois configurations seulement représentant des écoulements dans un canal rectangulaire contenant une tige cylindrique suspendue (Figure 23-a) et deux sous-canaux rectangulaires parallèles reliés par une fente rectangulaire comme indiqué sur les Figures (23-b) et (23-c). La principale différence entre ces deux derniers canaux est la position de la fente. Il en résulte une géométrie symétrique par rapport à l'axe vertical, configurations (a) et (b), et une autre symétrique par rapport à la direction verticale et à la médiane horizontale, configuration (c).



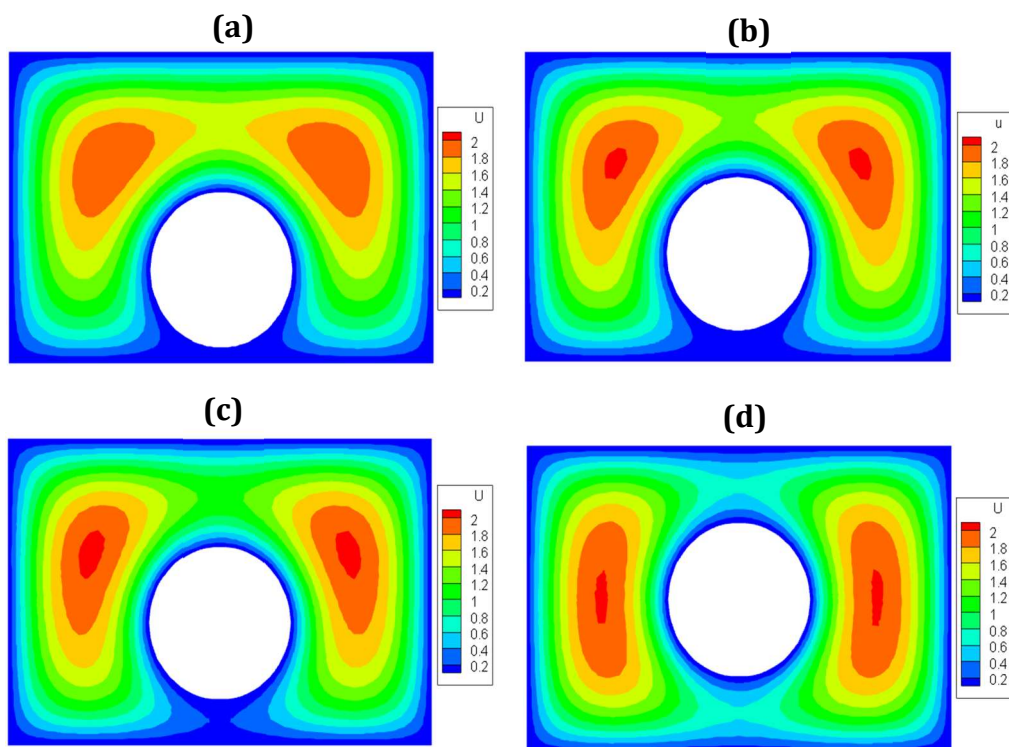
**Figure 23 :** Canaux composés formés par (a) un canal rectangulaire contenant une tige cylindrique suspendue ; et deux sous-canaux rectangulaires reliés par une fente au (b) bas, et (c) milieu du canal.

La hauteur relative du gap,  $(\delta/D)$ , est variée pour la configuration (a) entre 0,05 et 1,00, alors que  $(\delta/L)$ , est variée pour les deux autres configurations entre 0,05 et 3,00. Les solutions numériques fournissent les distributions de vitesse adimensionnelles et la constante dans l'expression du frottement moyen de l'écoulement laminaire (Equation 26). Le coefficient de frottement local, c'est-à-dire la contrainte de cisaillement adimensionnelle à la paroi, est calculé autour des périmètres à partir de la dérivée de la vitesse normale à la paroi. Pour chacune des simulations, le maillage est affiné pour s'assurer que la solution obtenue en est indépendante. Ceci est possible car les maillages ne sont pas grands et les ressources de calcul requises sont raisonnables et abordables. A titre d'exemple, le plus grand nombre d'éléments et de nœuds que nous avons utilisé est pour  $\delta/L=2,99$  (configuration c) et consiste en 26 368 éléments et 13 481 nœuds.

### 1.2.1. Les distributions de vitesses

Des solutions d'écoulement de base ont été obtenues pour la configuration (a) pour différents gaps entre la tige et la paroi inférieure du canal. Un échantillon de distributions typiques de vitesses est présenté à la Figure 24 sous forme de contours de surface à iso-vitesse normalisé

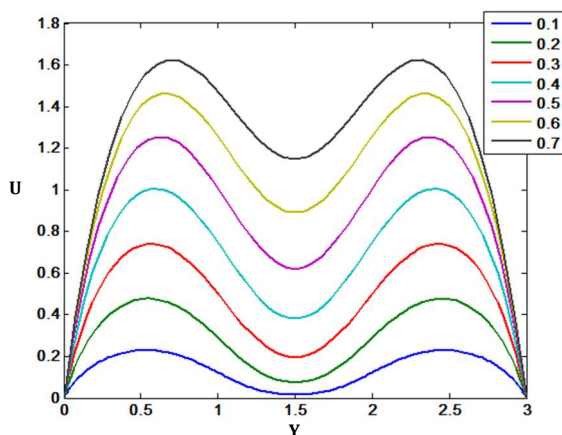
par la vitesse débitante du canal,  $U_b$ . On constate que dans la partie ouverte de la section d'écoulement, et loin de la tige, les contours d'iso-vitesse ressemblent à ceux que l'on trouve typiquement dans les canaux rectangulaires. Les distributions de vitesse ont des profils normaux à la paroi non-inflexionnels comme pour un écoulement de Poiseuille, c'est-à-dire qu'ils ont un maximum en leurs milieux et diminuent de façon monotone vers les deux parois. Cependant, dans la région du gap étroit entre la tige et la paroi inférieure, le débit est remarquablement réduit. En effet, à titre d'exemple, la vitesse au milieu du gap décroît jusqu'à respectivement environ 20% et une fraction de pourcent de la vitesse débitante du canal pour  $\delta/D = 0,3$  et  $0,1$ . La région du gap est également caractérisée par une forte augmentation dans la direction transversale de la vitesse, du minimum au centre du gap vers un maximum local dans la région d'écoulement relativement ouverte. Ceci est mieux illustré par les profils de vitesse à mi-hauteur du gap, c'est-à-dire les profils le long de la droite horizontale  $z=\delta/2$ , représentés sur la Figure 25 pour des gaps allant de  $\delta/D=0,1$  à  $0,7$ . Tous ces profils possèdent des variations de vitesse du type « sillage » qui sont sujets aux instabilités. En effet, ils présentent tous un point d'inflexion de part et d'autre du gap, entre les sections étroites et les sections ouvertes d'écoulement, condition nécessaire mais non suffisante pour que les instabilités apparaissent et se propagent.



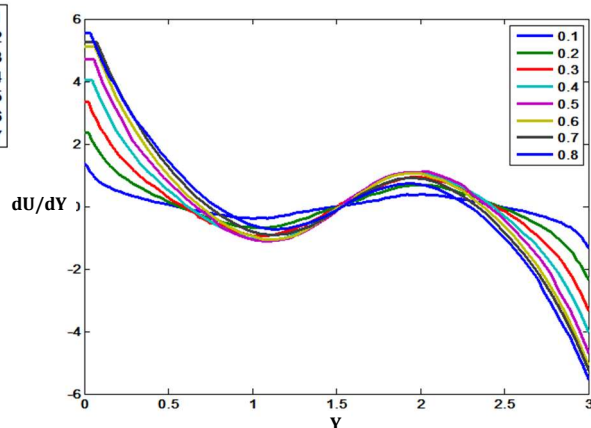
**Figure 24 :** Surfaces à iso-vitesse pour le canal rectangulaire contenant une tige suspendue (configuration a) pour a)  $\frac{\delta}{D} = 0.1$  b)  $\frac{\delta}{D} = 0.2$  c)  $\frac{\delta}{D} = 0.3$  d)  $\frac{\delta}{D} = 0.5$ .

On peut voir sur la Figure 25 que la différence entre la vitesse dans la région ouverte de l'écoulement et dans la région étroite et les gradients dans la région les interconnectant sont des fonctions de la taille relative du gap,  $\delta/D$ . Lorsque celle-ci diminue, la vitesse dans la région étroite (le minimum étant par symétrie au centre du gap) diminue par rapport à la vitesse débitante du canal. Les positions des vitesses maximales et des points d'inflexion des profils

de vitesse sont essentiellement constantes pour les tailles de gap étudiées et se situent autour de  $\pm 0,5D$  de chaque côté du centre du gap. Les positions du point d'inflexion correspondent à la « jonction » entre le gap (la région comprise entre la tige et la paroi) et l'écoulement ouvert. Les positions des maxima de vitesse correspondent à la moitié de la distance entre la « jonction » et la paroi latérale du canal. Ces positions sont plus facilement observées sur la Figure 26 où les profils transversaux de la dérivée de la vitesse sont représentés. La différence croissante entre les valeurs de vitesse minimale et maximale à mesure que la taille du gap augmente (Figure 25), se traduit par un gradient de vitesse croissant, c'est-à-dire le taux de cisaillement, avec la taille du gap. Les gradients maximaux se produisent aux points d'inflexion des profils et, comme le montre la Figure 27, ils augmentent fortement avec la taille du gap, au moins pour  $0,05 \leq \delta/D \leq 0,5$ , atteignent un maximum à  $\delta/D = 0,5$  et diminuent pour les tailles de gap plus importantes. Compte tenu de la discussion ci-dessus, on s'attend alors à ce que les écoulements dans les géométries avec des écarts plus étroits restent stables pour des valeurs plus élevées du nombre de Reynolds global par rapport aux géométries avec des tailles de gap relativement plus grandes, jusqu'à  $\delta/D = 0,5$ . Au-delà de ce rapport, on s'attend à ce que le nombre de Reynolds critique pour l'apparition de l'instabilité dans le gap entre la tige et la paroi inférieure augmente, mais avec une pente réduite.



**Figure 25 :** Profils de vitesses adimensionnelles  $U(Y)$  pour la configuration (a) à  $z=\delta/2$  et pour différentes hauteurs du gap (les valeurs de  $\delta/D$  sont indiquées dans la légende).

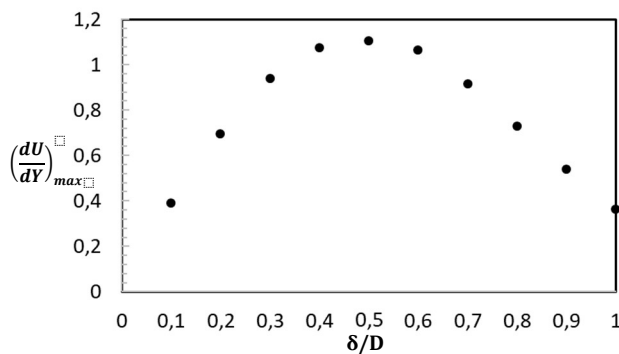


**Figure 26 :** Profils de la dérivée de la vitesses adimensionnelles pour la configuration (a) à  $z=\delta/2$  et pour différentes hauteurs du gap (les valeurs de  $\delta/D$  sont indiquées dans la légende).

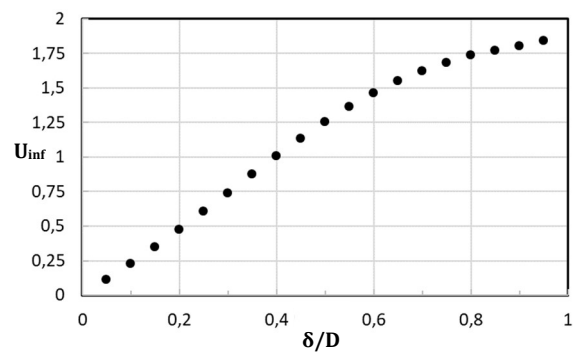
La Figure 28 montre que les vitesses normalisées aux points d'inflexion,  $U_{inf}$ , augmentent avec la taille du gap, avec une variation essentiellement linéaire jusqu'à  $\delta/D=0,6$ . Ces vitesses représentent les vitesses convectives locales. Elles se sont avérées essentiellement égales à la moyenne arithmétique des vitesses minimale et maximale du gap. Une tentative de représentation des profils de la Figure 25 sous forme normalisée, par la différence des minima et des maxima (non présentée ici), a montré que les profils ne sont pas auto-similaires.

La Figure 29 présente des contours de surface à iso-vitesse pour la configuration (b) et des hauteurs de gap,  $\delta/L$ , de 0,3, 0,7, 1,0, 1,5, 2,4 et 2,9 respectivement. Ces contours sont représentatifs des distributions de vitesse pour différentes tailles du gap. Pour de faibles  $\delta/L$ , les contours de vitesse sont quasiment symétriques autour des axes de symétrie verticaux et

horizontaux des grands sous-canaux rectangulaires. Un renflement très léger des contours n'est perceptible que très près du gap. Au fur et à mesure que la taille relative de l'espace augmente, le renflement devient plus important, couvrant de plus grandes parties de la section d'écoulement, et la symétrie est rompue. En ce qui concerne la région du gap, des changements significatifs dans les valeurs de vitesse sont observés, atteignant au moins un ordre de grandeur, lorsque la hauteur relative du gap passe de 0,3 à 1,0 (Figures 29-a à 29-c), avec de forts gradients de vitesse se développant dans les régions des jonctions entre les grands canaux et la fente. Au fur et à mesure que la taille du gap est augmentée, les deux régions maximales ont tendance à fusionner jusqu'à former une seule cellule de contours concentriques (Figures 29-d à 29-f), se rapprochant éventuellement des contours de vitesse typiques pour une section rectangulaire.

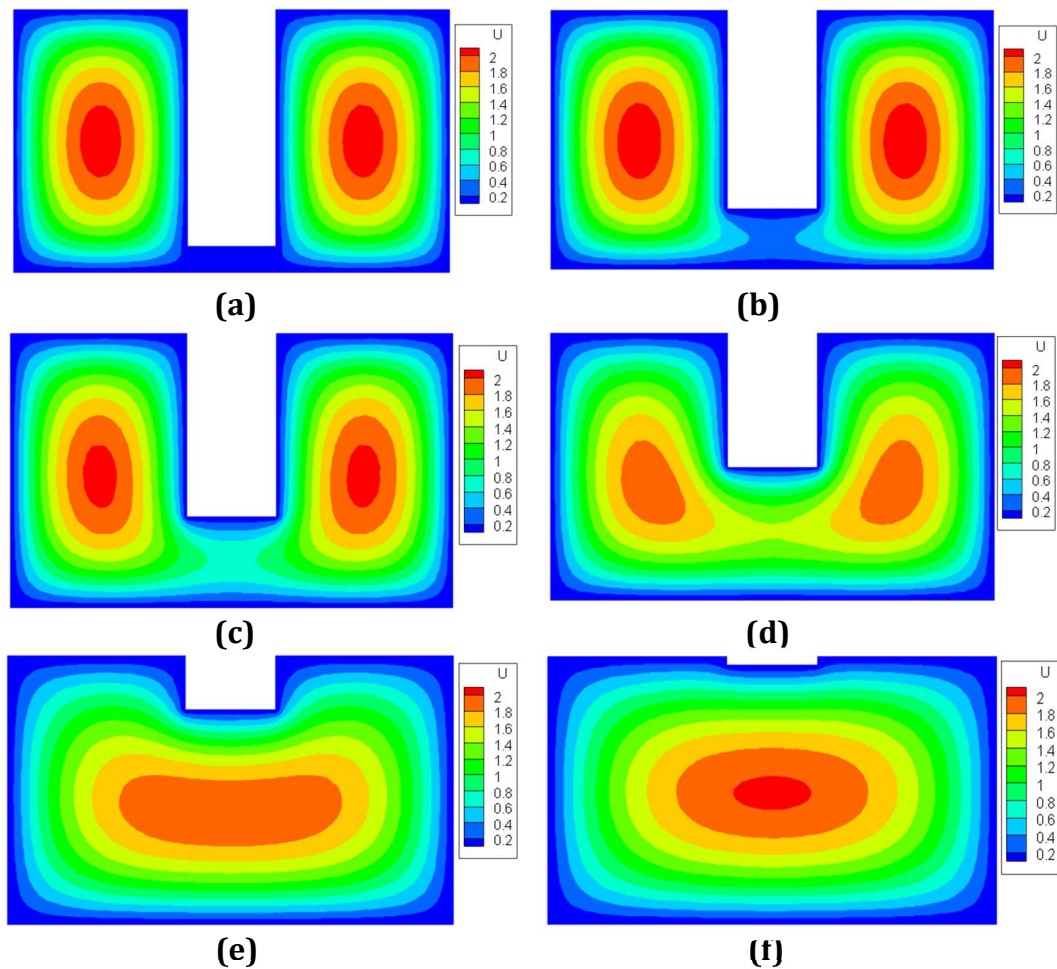


**Figure 27** : Le gradient de vitesse maximal, au point d'inflexion, en fonction de la taille relative du gap pour la configuration (a).



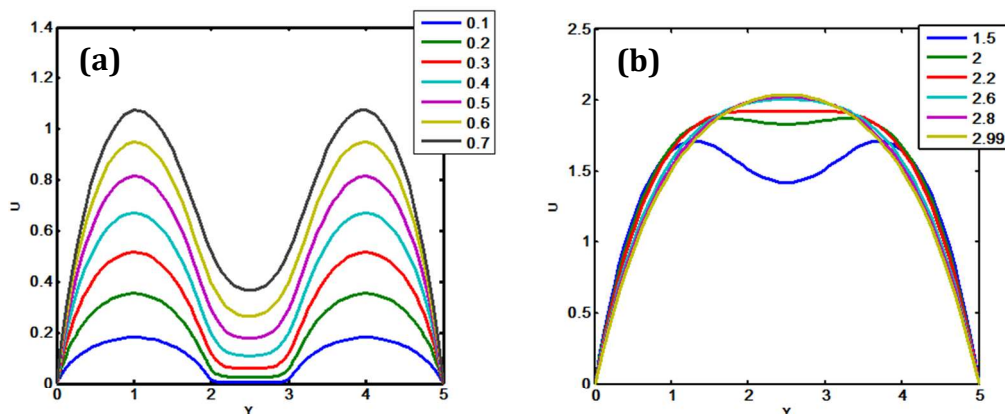
**Figure 28** : La vitesse au point d'inflexion en fonction de la taille relative du gap pour la configuration (a).

Pour illustrer davantage les changements dans la région du gap en fonction de sa taille, les profils de vitesse au milieu du gap, c'est-à-dire le long de la ligne horizontale  $Z = \delta/2$ , sont tracés sur la Figure 30 pour différentes valeurs de  $\delta/L$ . Comme attendu, les profils sont symétriques. Comme le montre la Figure 30-a, ces profils présentent, pour la moitié du profil, deux changements de monotonie. D'abord une augmentation typique de la vitesse de zéro, au niveau de la paroi latérale, à un maximum, autour de la mi-largeur de la grande section rectangulaire ( $Y=1$  et  $Y=4$ ), puis une diminution vers le centre du gap. Ces profils présentent les caractéristiques frappantes suivantes : Pour les plus petites largeurs du gap (Figure 30-a), la vitesse est assez faible et quasi constante à l'intérieur de la fente; De forts gradients de vitesse se développent dans la région proche de la jonction entre la fente et la grande section; Les gradients deviennent plus importants à mesure que la taille du gap augmente; et plus important encore, les profils de vitesse ont un point d'inflexion, c'est-à-dire un point où la dérivée seconde subit un changement de signe, à peu près à la même position par rapport au bord de la fente pour toutes les hauteurs de gap. Cela pourrait laisser entrevoir la possibilité du développement d'instabilités hydrodynamiques puisque la présence d'un point d'inflexion est une condition nécessaire mais pas suffisante pour un tel phénomène. L'importance relative du gradient de vitesse et des forces visqueuses serait le facteur déterminant de son apparition.



**Figure 29** : Surfaces à isovitesse pour les canaux rectangulaires reliés par une fente rectangulaire au bas du canal (configuration b) pour a)  $\frac{\delta}{L} = 0.3$  b)  $\frac{\delta}{L} = 0.7$  c)  $\frac{\delta}{L} = 1.0$  d)  $\frac{\delta}{L} = 1.5$  e)  $\frac{\delta}{L} = 2.4$  et f)  $\frac{\delta}{L} = 2.9$ .

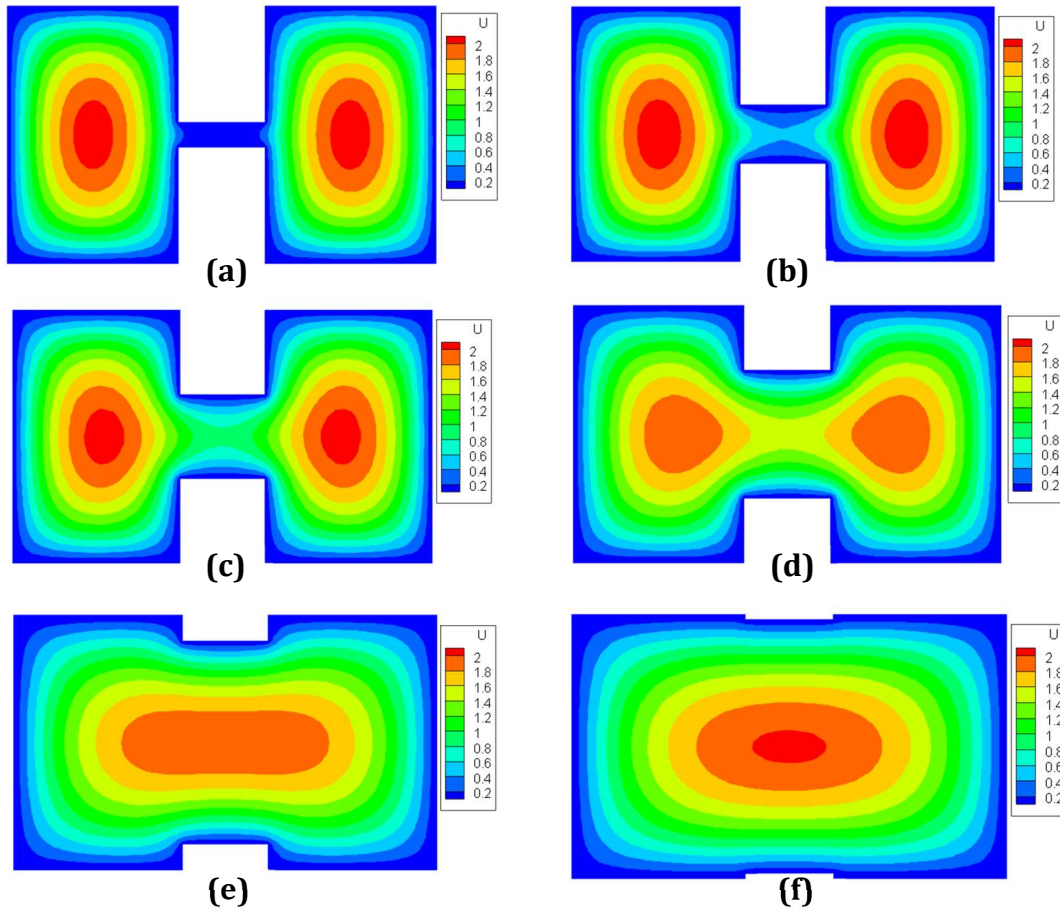
La Figure (30-b) présente les mêmes profils de vitesse mais pour de grandes hauteurs du gap. On voit que la nature des variations du profil de vitesse change pour  $\delta/L \geq 2.0$ . En effet, au-delà de cette valeur, la vitesse passe de zéro au niveau des parois latérales à un maximum au centre du canal. Par conséquent, les profils ne possèdent pas de points d'inflexion, laissant présager la stabilité de l'écoulement.



**Figure 30** : Profils de vitesses adimensionnelles  $U(Y)$  pour la configuration (b) à  $z = \delta/2$  et pour différentes hauteurs du gap a)  $\delta/L = 0.1$  to  $0.7$  et b)  $\delta/L = 1.5$  to  $2.99$  (les valeurs de  $\delta/L$  sont indiquées dans la légende).



Pour la configuration (c), c'est-à-dire le canal formé par deux sections rectangulaires reliées par une fente au milieu du canal, des contours de surface à iso-vitesse et des profils de vitesse similaires le long de l'axe de l'espace sont présentés dans les Figures 31 et 32. Les surfaces iso-vitesses pour  $\delta/L=0.3, 0.7, 1.0, 1.5, 2.4$  et  $2.9$  (Figures 31-a à 31-f) sont presque identiques à celles de la configuration (b) à l'exception de leurs régions de gap respectives. Dans la configuration (c), la fente est placée au milieu des grandes sections rectangulaires, plutôt qu'au bas comme dans la configuration (b), ce qui modifie les interactions de distribution de vitesse gap-canal. En fait, le gap dans la configuration (c) est juste à côté de la région des vitesses les plus élevées, alors qu'il est adjacent à la région des vitesses les plus basses dans la configuration (b). La différence entre les deux cas est assez évidente dans les contours d'iso-vitesse. Alors que pour la configuration (b) le renflement des contours n'affecte que l'écoulement relativement lent à côté du coin, il affecte la partie centrale du canal dans la configuration (c) où la vitesse est la plus élevée.

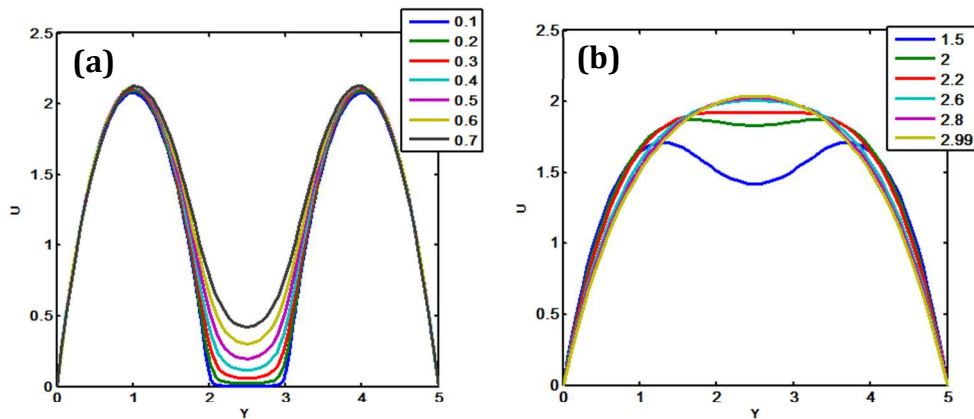


**Figure 31** : Surfaces à isovitesse pour les canaux rectangulaires reliés par une fente rectangulaire au milieu du canal (configuration c) pour a)  $\frac{\delta}{L} = 0.3$  b)  $\frac{\delta}{L} = 0.7$  c)  $\frac{\delta}{L} = 1.0$  d)  $\frac{\delta}{L} = 1.5$  e)  $\frac{\delta}{L} = 2.4$  et f)  $\frac{\delta}{L} = 2.9$ .

Les différences entre les deux configurations sont encore plus perceptibles dans les profils de vitesse le long d'une ligne passant par le milieu de la fente, c'est-à-dire  $Z = 3/2$  pour différentes hauteurs relatives du gap (Figure 27). Même si ces profils ont les mêmes changements de

monotonie de vitesse et présentent des points d'inflexion de manière similaire à la configuration (a), leurs gradients de vitesse sont beaucoup plus importants (plus du double) que ceux correspondant à la configuration (a). Ainsi, suggérant la possibilité de développement d'instabilité à des nombres de Reynolds beaucoup plus faibles dans le cas de la configuration (b). De plus, pour la configuration (b), ces gradients diminuent à mesure que la taille du gap augmente. Ceci est opposé à la variation des gradients avec  $\delta/L$  pour la configuration (a). Cela implique que les seuils de stabilité varieraient dans des directions opposées en fonction de la taille du gap pour les configurations étudiées.

La figure 32-b présente les mêmes profils de vitesse pour de grandes tailles du gap. On voit que la nature des variations du profil de vitesse change pour  $\delta/L \geq 2.0$ . Comme pour la configuration (b), au-delà de cette valeur, la vitesse passe de zéro au niveau des parois latérales à un maximum au centre du canal. Par conséquent, les profils ne possèdent pas de points d'inflexion, suggérant à nouveau la stabilité de l'écoulement.



**Figure 32** : Profils de vitesses adimensionnelles  $U(Y)$  pour la configuration (c) à  $z=3\delta/2$  et pour différentes hauteurs du gap a)  $\delta/L=0.1$  to  $0.7$  et b)  $\delta/L=1.5$  to  $2.99$  (les valeurs de  $\delta/L$  sont indiquées dans la légende).

### 1.2.2. Les variations de la contrainte de cisaillement à la paroi

La contrainte de cisaillement pour les deux configurations (b) et (c) est définie par

$$\tau_{xz} = \mu \frac{\partial u}{\partial z} \quad (32)$$

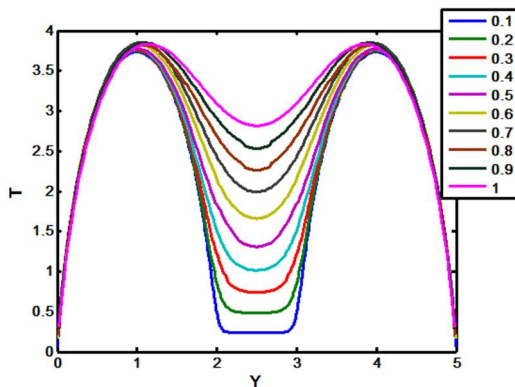
Sa forme adimensionnelle, le coefficient de frottement de Fanning, est

$$f = T = \frac{\tau_{xz}}{\frac{1}{2}\rho V^2} \quad (33)$$

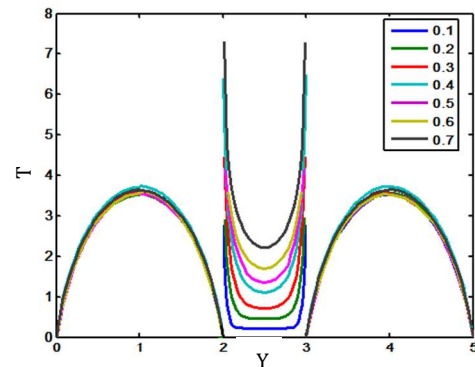
Les Figures 33 et 34 montrent les résultats pour les distributions de contraintes de cisaillement à la paroi adimensionnelles, ou le coefficient de frottement local, pour les deux configurations (b) et (c) calculées à partir des distributions de vitesse obtenues numériquement. La Figure 33 présente cette distribution en fonction de  $Y$  le long de la paroi inférieure, c'est-à-dire  $Z=0$  pour la configuration (b), tandis que la Figure 34 trace pour la configuration (c), la même distribution en fonction de  $Y$  le long de  $Z=0$  pour  $0 \leq Y \leq 2$  (paroi inférieure de la section rectangulaire gauche), selon  $Z=(3-\delta/L)/2$  pour  $2 \leq Y \leq 3$  (paroi de la fente) et selon  $Z=0$  pour

$3 \leq Y \leq 5$  (paroi inférieure de la section rectangulaire droite). Dans la Figure 33, la distribution continue montre que la valeur minimale de la contrainte de cisaillement à la paroi se produit au milieu du gap ( $Z = 0, Y = 5/2$ ) et que, à mesure que le gap se rétrécit, les valeurs de la contrainte de cisaillement de la paroi diminuent considérablement et tendent à s'uniformiser sur toute la fente. D'autre part, les distributions normalisées des contraintes de cisaillement de paroi dans les moitiés des sections rectangulaires éloignées de la fente ( $0 \leq Y \leq 1$  et  $4 \leq Y \leq 5$ ) sont essentiellement indépendantes de la taille de la fente.

Vue la géométrie de la configuration (c), le vecteur normal est indéfini à  $Y = 2$  et à  $Y = 3$ . Par conséquent, le profil de la contrainte de cisaillement à la paroi est discontinu aux bords de la fente (Figure 34). Pour la paroi inférieure des sections rectangulaires, cette contrainte est essentiellement indépendante de la taille du gap. Comme pour le cas précédent, les valeurs de la contrainte de cisaillement à la paroi diminuent sensiblement et tendent à devenir presque uniformes sur toute la fente au fur et à mesure que la hauteur de celle-ci diminue. Même si les contraintes de cisaillement adimensionnelles sur le bas des sections rectangulaires offrent des maxima avec des valeurs plus grandes (environ 7 % plus élevées) pour la configuration (b), elles présentent essentiellement les mêmes valeurs au milieu des fentes, pour des tailles de gap correspondantes, pour les deux configurations au moins pour  $\delta/L \leq 0,6$ . Ceci suggère que le frottement au milieu de la fente est uniquement fonction de la hauteur de la fente et est indépendant de sa position dans la configuration d'écoulement.



**Figure 33 :** Contrainte de cisaillement à la paroi adimensionnelle,  $T$ , en termes de  $Y$  le long de la paroi inférieure ( $Z=0$ ) pour la configuration (a) et différents  $\delta/L$  comme indiqué dans la légende.



**Figure 34 :** Contrainte de cisaillement à la paroi adimensionnelle,  $T$ , en termes de  $Y$  le long de la paroi inférieure des sections rectangulaires et de la fente pour la configuration (b) et différents  $\delta/L$  comme indiqué dans la légende.

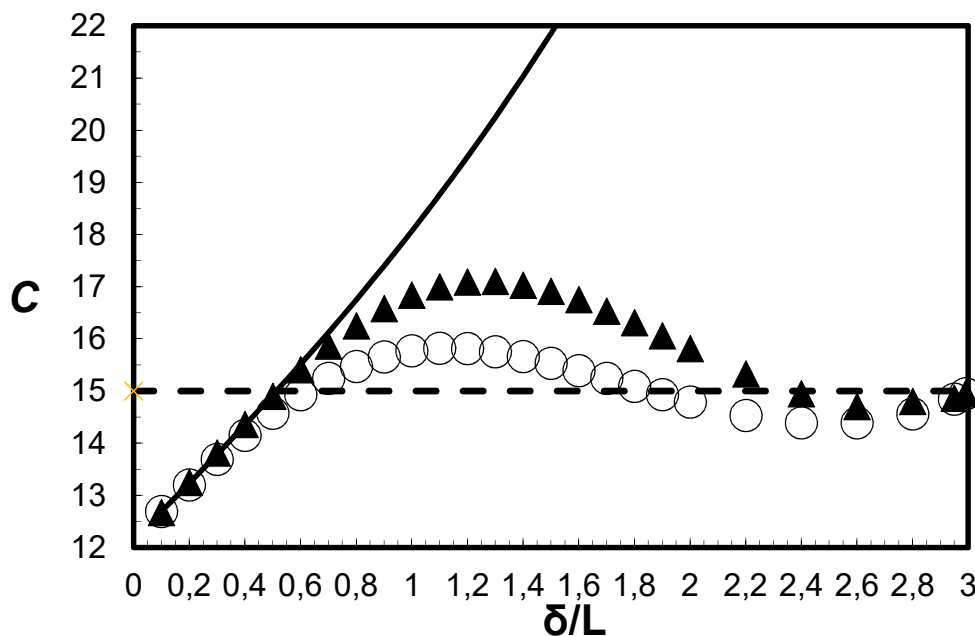
En lien avec les distributions des contraintes de cisaillement aux parois, discutées ci-dessus, on peut obtenir le coefficient de frottement global,  $\bar{f}$ , de tout le canal. En effet, ce dernier peut être calculé en intégrant les distributions des contraintes sur tout le périmètre mouillé du canal. Cependant, on peut obtenir sa variation relative beaucoup plus facilement. Comme le suggère l'Equation (26), il est directement proportionnel à la constante  $C$  obtenue en résolvant l'Equation (29) selon la procédure proposée dans le présent travail. Les variations de la constante  $C$  avec la taille du gap pour les deux configurations sont présentées à la Figure 35. On peut voir que pour  $\delta/L \leq 0,6$ , les valeurs de  $C$  ne sont fonction que de la taille du gap,



indépendamment de la position de la fente dans la section. Cela pourrait s'expliquer par le fait que pour les petites tailles du gap, l'écoulement est essentiellement organisé en écoulements de canal parallèles (les deux grandes sections rectangulaires et la fente) avec presque aucune interaction, comme le suggèrent les courbes de vitesse (Figures 29 et 31). En adoptant cette approximation, un modèle simple a été développé donnant la constante  $C$  du canal composé en fonction des constantes des sous-canaux individuels

$$C = C_1 \left( \frac{D_H}{D_{H1}} \right)^2 \frac{2A_1 + A_2}{2A_1 + \left( \frac{C_1}{C_2} \right) \left( \frac{D_{H2}}{D_{H1}} \right) A_2} \quad (34)$$

où les indices 1 et 2 désignent respectivement l'une des deux grandes sections rectangulaires et la fente. La variation de  $C$  donnée par l'équation (34) est représentée par le trait plein sur la Figure 35. Elle confirme les validités de l'explication ci-dessus et de ce modèle simple pour  $\delta/L \leq 0,6$ .



**Figure 35 :** Variation de la constante,  $C$ , de l'Equation (26) avec la taille relative du gap pour la configuration (a),  $\blacktriangle$ , et la configuration (b),  $\circ$ , et celle donnée par le modèle de l'Equation (34), trait plein. Le trait interrompu correspond à la valeur de  $C$  pour un canal rectangulaire dont le rapport d'aspect est 3/5 ( $\delta/L=3.0$ ).

Pour des gaps plus importants, la position de la fente devient un paramètre déterminant comme le montrent les différences entre les valeurs de  $C$  des deux configurations (Figure 35). En effet, plus la hauteur de la fente augmente, plus l'écart relatif entre les valeurs de  $C$  des deux configurations augmente pour atteindre une valeur maximale de 8,16% à  $\delta/L=1,5$  alors qu'il est inférieur à 1% pour  $\delta/L \leq 0,3$ . Ceci est attendu puisque, comme discuté dans la présentation des distributions de vitesse, le gap dans la configuration (b) n'affecte que l'écoulement relativement lent à côté du coin alors qu'il ralentit les vitesses les plus élevées dans la partie centrale du canal de la configuration (c). Pour les très grandes hauteurs de fente, les deux configurations ont tendance à devenir un rectangle avec un rapport d'aspect de 3/5.

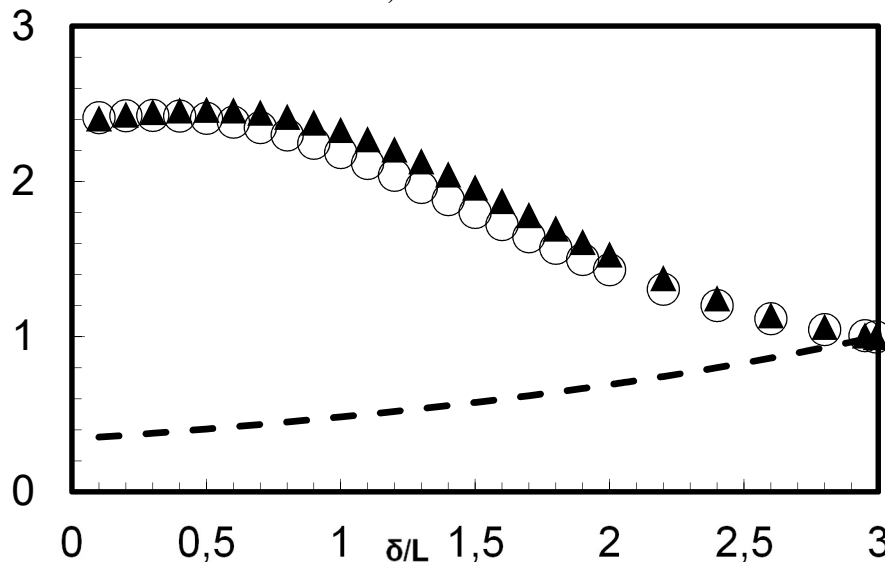
Ainsi, les valeurs de  $C$  pour les deux configurations tendent vers 15 (la valeur de  $C$  pour un canal rectangulaire dont le rapport d'aspect est 3/5) et leurs écarts diminuent.

Les courbes de  $C$  de la Figure 35 présentent des variations particulières avec la taille du gap qui sont le résultat de la concurrence de deux facteurs : la section disponible pour l'écoulement et la résistance à l'écoulement due à la contrainte de cisaillement à la paroi. En fait, en combinant l'équation (26) avec la définition du coefficient de frottement de Fanning, on obtient l'équation suivante

$$\frac{C}{C_r} = \frac{\bar{\tau}_w}{\bar{\tau}_{wr}} \left( \frac{D_H}{D_{Hr}} \right)^2 \quad (35)$$

où  $\bar{\tau}_w$  est la contrainte moyenne de cisaillement à la paroi sur le périmètre mouillé du canal et l'indice  $r$  désigne une section rectangulaire de rapport d'aspect 3/5 (correspondant à  $\delta/L=3,0$ ) prise comme référence pour le même nombre de Reynolds. Dans ce cas,  $D_{Hr}/L = 3.75$  et  $C_r = 15.0$  selon l'expression présentée dans l'Equation (28).

La Figure 36 présente les deux termes de l'Equation (35) en fonction de la taille relative du gap pour les deux configurations. Pour les petits gaps (typiquement  $\delta/L \leq 0,6$ ), les deux termes augmentent ce qui explique l'augmentation de  $C$  sur la Figure 35 sur cet intervalle. Pour les plus grands gaps, le terme des contraintes de cisaillement à la paroi,  $\frac{\bar{\tau}_w}{\bar{\tau}_{wr}}$ , subit une diminution avec une pente moins raide à mesure que la taille du gap devient plus grande. Par contre, le terme des diamètres hydrauliques,  $\left( \frac{D_H}{D_{Hr}} \right)^2$ , a un gradient positif croissant avec  $\delta/L$ . La combinaison de ces variations donne les comportements observés des courbes  $C$ . En fait, dans un premier temps, la pente négative du terme des contraintes de cisaillement domine, imposant sa tendance. Cependant, il est progressivement dépassé par le gradient croissant du terme des diamètres hydrauliques qui parvient à modifier les tendances des courbes  $C$  aux alentours de  $\delta/L=2,6$ .



**Figure 36 :** Variation avec la taille relative du gap du terme des contraintes de cisaillement,  $\frac{\bar{\tau}_w}{\bar{\tau}_{wr}}$ , pour la configuration (a), ▲, et la configuration (b), ○; et du terme des diamètres hydrauliques,  $\left( \frac{D_H}{D_{Hr}} \right)^2$ , trait interrompu, de l'Equation (34).

## 2. Etude de la stabilité linéaire

La méthode et la stratégie de solution présentées dans la section précédente sont générales et applicables à tous les canaux composés. On les a appliquées pour des canaux complexes constitués de deux canaux rectangulaires reliés par une fente (située au bas ou au milieu des canaux rectangulaires), d'un canal rectangulaire muni d'une fente latérale placée au bas ou au milieu du côté du canal, et un canal rectangulaire contenant une tige cylindrique suspendue. En particulier, ces résultats montrent que dans la région proche de la jonction entre le gap et la section relativement large, les profils de vitesse présentent des gradients de vitesse sévères et possèdent des points d'inflexion, c'est-à-dire un point où la dérivée seconde subit un changement de signe. Ceci laisse présager la possibilité du développement d'instabilités hydrodynamiques, confirmant ainsi le bienfondé de la démarche adoptée. Cette dernière préconise d'utiliser les distributions de vitesse dans les régions d'écoulement étroites des canaux complexes dans une analyse de stabilité linéaire afin d'élucider les origines des structures cohérentes et de trouver les paramètres de leur apparition. Par soucis de brièveté, on a choisi, tout comme dans la section précédente, de présenter les résultats pour un échantillon restreint des géométries étudiées.

### 2.1. Méthodologie et Equations

La méthodologie se compose de trois étapes. Dans la première, les distributions de vitesse pour l'écoulement de base sont obtenues pour les géométries de canaux complexes à étudier. Ces distributions ont été obtenues grâce à la stratégie de résolution et la méthode développées dans la section précédente. On a choisi de présenter ici les cas de deux canaux rectangulaires interconnectés par une fente au bas du canal, la configuration (a) de la section précédente, et d'un canal rectangulaire contenant une tige circulaire suspendue, ci-après appelée configuration (c). Cette dernière a été choisie car une étude expérimentale de stabilité y a été menée, ce qui permettrait une comparaison des résultats des deux approches. Les simulations ont été effectuées pour les deux géométries en faisant varier le paramètre contrôlant la configuration de la région étroite de l'écoulement, à savoir le rapport hauteur de la fente sur sa largeur,  $\delta/L$ , pour la configuration (a) et la hauteur relative du gap,  $\delta/D$ , entre la tige de diamètre  $D$  et la paroi inférieure du canal, pour la configuration (c).

Dans la deuxième étape de la stratégie, les profils au milieu des gaps ont été extraits des distributions de vitesse calculées, afin d'effectuer l'analyse de stabilité. En supposant que la variation de vitesse est uniquement dans la direction le long du milieu de l'espace, est une représentation simplifiée des écoulements qui nous intéressent. A proprement parler, ce n'est pas le cas puisque les distributions de vitesse sont clairement bidimensionnelles. Cependant, dans les régions étroites des gaps des deux configurations, le gradient de vitesse dominant est dans la direction transversale, à mi-hauteur du gap. Les implications de cette simplification seront discutées davantage plus bas.

Dans la troisième et dernière étape, la théorie de la stabilité linéaire est employée. La méthodologie adoptée considère les équations de Navier-Stokes adimensionnelles pour un écoulement incompressible Newtonien

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\nabla P + \frac{1}{Re} \nabla^2 \vec{V} \quad (36)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (37)$$

avec les conditions de non-glissement et de non-pénétration aux parois

$$\vec{V} = 0 \quad (38)$$

En introduisant des perturbations de petite amplitude  $\vec{v} = (u, v, w)^t$  et  $p$ , respectivement des champs de vitesse et de pression, telles que les champs de vitesse et de pression totaux pourraient s'écrire

$$\vec{V} = \vec{V}_0 + \vec{v} \quad (39)$$

$$P = P_0 + p \quad (40)$$

où

$$\vec{V}_0 = (U_0(z), 0, 0)^t \quad (41)$$

Les valeurs  $U_0(z)$  sont celles obtenues à partir de la solution de l'écoulement laminaire établi dans la deuxième étape de la méthodologie et présentée dans la section précédente, et comme déjà mentionné, elles correspondent au profil transversal de vitesse au milieu du gap. En introduisant les Equations (39) et (40) dans les équations (36) et (37) et après avoir négligé les termes non linéaires, on obtient pour la perturbation le système d'équations linéarisé suivant

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{V}_0 \cdot \nabla) \vec{v} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{V}_0 = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \vec{v} \quad (42)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad (43)$$

et les conditions aux limites

$$\vec{v}(x, y, |z| = 1) = 0 \quad (44)$$

En modes normaux, l'évolution temporelle et spatiale des perturbations sont introduites comme

$$(\vec{v}, p) = (\vec{v}(z), p(z)) e^{i(hx+ky)+\omega t} \quad (45)$$

où  $h$  et  $k$  sont des nombres d'ondes réels dans les directions longitudinale,  $x$  et transverse,  $y$ , respectivement et  $\omega$  est une valeur propre complexe. Sa partie réelle représente un taux d'amplification et sa partie imaginaire une fréquence d'oscillation.

En substituant l'expression (45) pour les perturbations de la vitesse et de la pression, tout en notant que

$$\frac{\partial}{\partial t} = \omega, \frac{\partial}{\partial x} = ih, \frac{\partial}{\partial y} = ik, \frac{\partial}{\partial z} = D \quad (46)$$

les Equations linéarisées (42) et (43) peuvent être transformées en un problème aux valeurs propres généralisé de la forme

$$LX = \omega FX \quad (47)$$

où  $X = (\vec{v}(z), p(z))^t$ ,  $L$  est un operateur linéaire qui dépend de  $h$ ,  $k$  et  $Re$ , et  $F$  est un operateur linéaire constant. Le système d'équations linéaires ainsi obtenu est

$$\left(\frac{D^2-(h^2+k^2)}{Re} - ihU_0(z)\right)u - DU_0(z)w - ihp = \omega u \quad (48)$$

$$\left(\frac{D^2-(h^2+k^2)}{Re} - ihU_0(z)\right)v - ikp = \omega v \quad (49)$$

$$\left(\frac{D^2-(h^2+k^2)}{Re} - ihU_0(z)\right)w - Dp = \omega w \quad (50)$$

$$ihu + ikv + Dw = 0 \quad (51)$$

Ce problème aux valeurs propres (48) à (51) est résolu à l'aide de la méthode de collocation spectrale de Tau-Chebyshev en utilisant une procédure numérique employant le solveur QZ de valeurs propres de la bibliothèque NAG, comme détaillé par Kaddeche et al (2003).

A partir des valeurs seuils  $Re_0(h, k)$  pour lesquelles une valeur propre possède une partie réelle nulle alors que toutes les autres valeurs propres ont des parties réelles négatives, le nombre de Reynolds critique,  $Re_c$ , est obtenu après une procédure de minimisation par rapport à  $h$  et  $k$

$$Re_c = \text{Inf}_{(h,k) \in \mathbb{R}^2} Re_0(h, k) \quad (52)$$

## 2.2. Résultats et discussion

La méthodologie décrite ci-dessus a été implémentée dans un code de calcul<sup>14</sup> qui utilise les profils au milieu des gaps, discutés antérieurement pour effectuer l'analyse de stabilité. Cela suppose implicitement que la principale variation de vitesse est dans la direction transversale le long du milieu de l'espace. Comme le montrent les contours de vitesse (Figures 24, 29 et 31), il s'agit d'une représentation simplifiée raisonnable des écoulements. Même si les distributions sont clairement bidimensionnelles, dans la région du gap, les contours sont presque normaux à la direction transversale, ce qui implique que le gradient de vitesse principal est dans cette direction. Ainsi, compte tenu de la grande économie des efforts analytiques et des ressources de calcul, il a été décidé d'adopter cette simplification. On s'attend à ce que cela n'affecte que légèrement les résultats quantitatifs. En fait, comme discuté par Merzari et al (2008) pour les géométries annulaires excentriques, la famille supplémentaire de modes, qui induit une instabilité à un nombre de Reynolds inférieur, est liée à la variation dans la direction transversale de la vitesse dans le sens du courant.

En premier lieu, les résultats de l'étude numérique de la stabilité pour la configuration (a) sont présentés et comparés aux résultats expérimentaux publiés par Gosset et Tavoularis (2006) pour la même géométrie. Préalablement à cette validation, une vérification du code de stabilité numérique a été effectuée à travers le cas test de stabilité du célèbre écoulement de

---

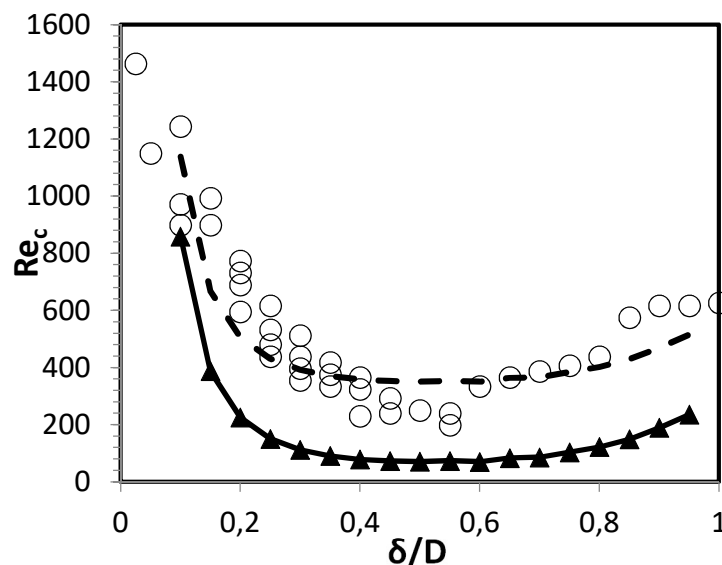
<sup>14</sup> Code initialement développé par mon collègue Professeur Slim Kaddeche et modifié pour résoudre le problème actuel.

Poiseuille. Les résultats de stabilité obtenus par le code numérique sont en excellent accord avec les résultats déjà publiés. En fait, le nombre de Reynolds critique calculé  $Re_c = 5772.2218$ , le nombre d'onde calculé dans la direction longitudinale  $x$ ,  $h_c = 1.020547$  et la vitesse d'onde critique  $c_c = \omega_c/h_c = 0.264000$  sont exactement les valeurs trouvées par Takashima (1996).

L'analyse de stabilité linéaire a indiqué que les modes les plus critiques sont de nature bidimensionnelle et sont orthogonaux à la direction du courant. Les courbes de stabilité neutre obtenues présentent des variations régulières, c'est-à-dire sans singularités particulières, caractéristiques des écoulements forcés. Ces courbes ont été utilisées pour la minimisation du nombre de Reynolds en fonction du nombre d'onde  $h$ . Les résultats obtenus pour les valeurs de seuil donnent le nombre de Reynolds critique,  $Re_c$ , le nombre d'onde critique,  $h_c$ , et la vitesse d'onde critique  $c_c$ .

### 2.2.1. Résultats de l'étude de stabilité pour la configuration (a)

La variation du nombre de Reynolds critique (pour être cohérent avec les études expérimentales, le  $Re_c$  est basé sur la vitesse débitante et le diamètre hydraulique du canal) avec la taille du gap est en accord qualitatif avec les résultats expérimentaux de Gosset et Tavoularis (2006) pour la même configuration géométrique (Figure 37). Ces valeurs représentent les nombres de Reynolds critiques pour le début de l'instabilité dans l'espace entre la tige et la paroi inférieure et pas nécessairement les valeurs absolues les plus basses pour le début de l'instabilité dans le canal dans son ensemble. Étant donné que seule la variation de la vitesse dans la direction transversale a été utilisée pour prédire ces instabilités, cela confirme les conclusions de Merzari et al (2008) que le mécanisme d'instabilité supplémentaire présent dans les canaux excentriques est une conséquence des profils laminaires, transversaux, particuliers de vitesse.



**Figure 36 :** Variation du nombre de Reynolds critique pour la configuration (a); résultats numériques actuels ( $\blacktriangle$ ) et résultats expérimentaux de Gosset et Tavoularis (2006) ( $\circ$ ). La courbe en pointillés représente la variation, obtenue numériquement, décalée d'une valeur de 280 pour le  $Re_c$ .

On s'attend dans de telles analyses de stabilité à obtenir des nombres de Reynolds critiques surestimés par rapport aux valeurs expérimentales. Cependant, ce n'est pas le cas ici. Le décalage des valeurs est visualisé sur la Figure 37 par la ligne pointillée qui correspond à la courbe continue de simulation décalée par une valeur du nombre de Reynolds de 280. Une explication plausible pourrait être que la présente analyse considère des profils unidimensionnels, c'est-à-dire le profil transversal à mi-hauteur du gap, est supposée valable pour toutes les positions  $z$ . Ce n'est clairement pas le cas dans la région de l'écart. En effet, du fait de l'étroitesse du gap, la vitesse diminue vers les parois du canal et de la tige, ce qui entraîne des gradients de vitesse moins importants pour les profils transversaux voisins. Cela aurait un effet stabilisateur, ce qui donne des nombres de Reynolds critiques plus élevés.

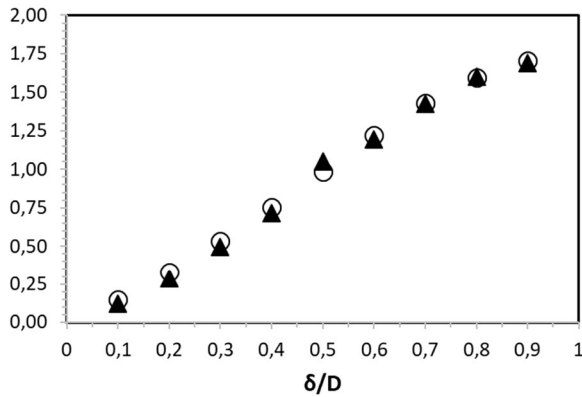
Pour l'intervalle  $\delta/D \leq 0,5$ , on peut voir que les valeurs du nombre de Reynolds critique diminuent avec  $\delta/D$  comme observé expérimentalement par Gosset et Tavoularis (2006). Un tel comportement pourrait être expliqué par les résultats de distribution de vitesse discutés plus haut (Figures 25 à 28). En fait, pour une vitesse débitante donnée, à mesure que la taille du gap augmente, le taux de cisaillement déstabilisant augmente (Figure 27) et les vitesses locales augmentent (Figure 28), ce qui signifie que l'effet stabilisant relatif de la viscosité diminue, et l'effet déstabilisant des gradients de vitesse aux points d'inflexion domine.

Pour des valeurs de  $\delta/D \geq 0,5$ , la variation du nombre de Reynolds critique change. En fait, dans cet intervalle, le  $Re_c$  augmente avec  $\delta/D$  comme trouvé expérimentalement par Gosset et Tavoularis (2006). Encore une fois, un tel comportement pourrait être expliqué par les résultats des distributions de vitesse. Dans cet intervalle, à mesure que la taille relative du gap augmente, le taux de cisaillement déstabilisant diminue (Figure 27), tandis que l'augmentation des vitesses locales diminue (Figure 28), ce qui signifie que l'effet stabilisant relatif de la viscosité devient plus important. Ainsi, les valeurs critiques du nombre de Reynolds sont plus élevées.

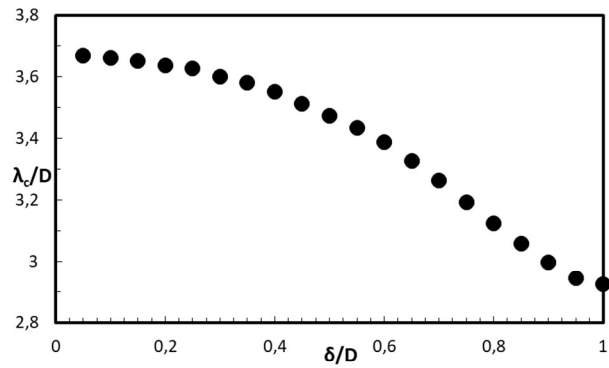
Le nombre d'onde critique,  $h_c$ , et la vitesse d'onde critique,  $c_c$ , ont également été obtenus grâce aux résultats pour les valeurs de seuil. Ceux-ci sont liés aux paramètres physiques des structures tourbillonnaires qui se forment à la suite de l'instabilité. En fait, la taille de cellule marginale, définie comme  $\lambda_c = 2\pi/h_c$ , représente l'espacement entre les tourbillons, et la vitesse critique de l'onde  $c_c$  est égale à la vitesse convective des tourbillons,  $U_c$  (pour être cohérent avec la littérature, c'est ce dernier qui sera utilisé dans la suite). La Figure 37 montre les vitesses de convection normalisées,  $U_c/U_b$ , pour différentes tailles de gap. On peut voir qu'à mesure que la taille du gap augmente, la vitesse de convection augmente presque linéairement. De plus, on peut voir sur la Figure 37 que cette vitesse de convection coïncide avec les valeurs de la moyenne arithmétique des vitesses minimale et maximale du gap et par conséquent avec la vitesse aux points d'inflexion des profils. Par rapport aux valeurs de Gosset et Tavoularis (2006), obtenues expérimentalement pour des tailles relatives de gap dans l'intervalle 0,025 à 0,3, les vitesses de convection calculées sont dans la même plage de valeurs soit  $0.2 < U_c/U_b < 0.4$ .

On peut voir, sur la Figure 38, que la taille de la cellule marginale adimensionnelle,  $\lambda_c/D$ , diminue de manière monotone avec la taille du gap. Les valeurs obtenues sur l'intervalle

$0.025 < U_c/U_b < 0.3$  correspondent approximativement aux valeurs asymptotiques obtenues expérimentalement par Gosset et Tavoularis (2006).

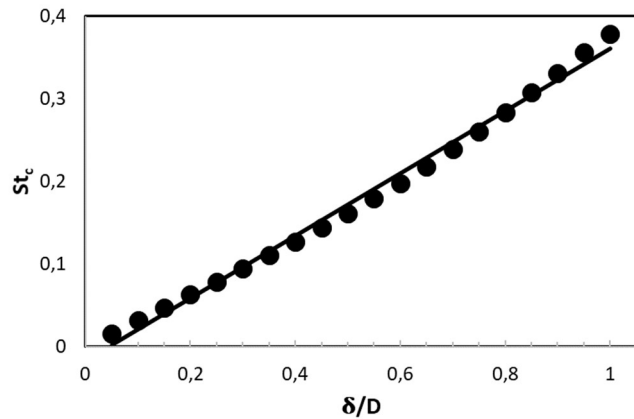


**Figure 37 :** Variation de la vitesse de convection adimensionnelle, ○  $U_c/U_b$ , et la vitesse au point d'inflexion, ▲  $U_{inf}/U_b$ , avec la taille du gap pour la configuration (a).



**Figure 38 :** Variation de la taille de la cellule marginale adimensionnelle,  $\lambda_c/D$ , avec la taille du gap pour la configuration (a).

La Figure 39 présente le nombre de Strouhal critique, défini par  $St_c = f_c D / U_b$ , où  $f_c$  est la fréquence critique calculée par  $f_c = U_c / \lambda_c$ . Bien que les variations de  $\lambda_c$  et  $U_c$  ne soient pas linéaires, la variation du nombre de Strouhal pourrait être représentée par une relation linéaire sur l'intervalle  $0.50 < U_c/U_b < 0.95$ , comme on peut le voir sur la Figure 39.



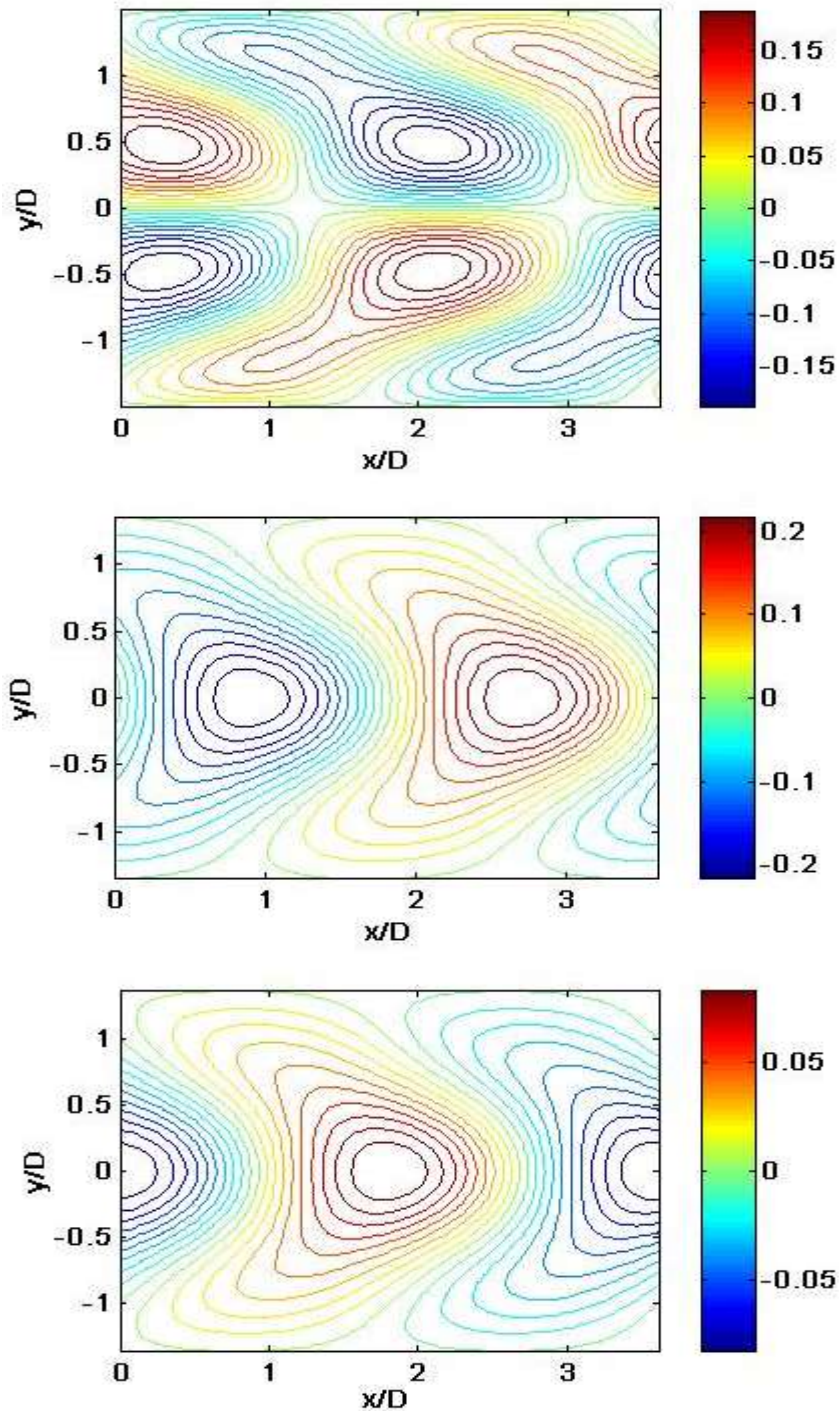
**Figure 39 :** Variation du nombre de Strouhal critique avec la taille du gap pour la configuration (a).

La formation de structures tourbillonnaires à grande échelle est apparente dans les iso-contours des vitesses longitudinales et transversales obtenues à partir de la solution des modes préférés au seuil critique (Figures 40a et 40b). La Figure 40c présente les lignes de courant correspondantes. Ces Figures représentent les vitesses, contenues dans le plan passant par le milieu du gap, résultants de l'instabilité.

La Figure 40 est pour  $\delta/D=0,3$ , cependant des distributions similaires sont obtenues pour les autres gaps étudiés. Qualitativement, elles sont similaires aux lignes de courant obtenues expérimentalement par Guellouz et Tavoularis (2000b) et numériquement par Chang et Tavoularis (2005) pour des écoulements turbulents dans la même configuration. Les contours alternés d'iso-vitesses concentriques positives et négatives (composantes axiales et transversales) indiquent la présence de deux tourbillons contrarotatifs qui sont le résultat des instabilités d'écoulement. On a pu observer que les iso-contours sont biaisés autour de la région d'écoulement ouverte et que les iso-contours concentriques de même signe pour la composante de vitesse  $u$  sont plus nombreux que ceux de la composante  $w$ . Ceci, ainsi que la disposition des iso-contours concentriques correspondent à la distribution des fonctions d'iso-corrélation de Guellouz et Tavoularis (2000a). Ils confirment la présence de tourbillons



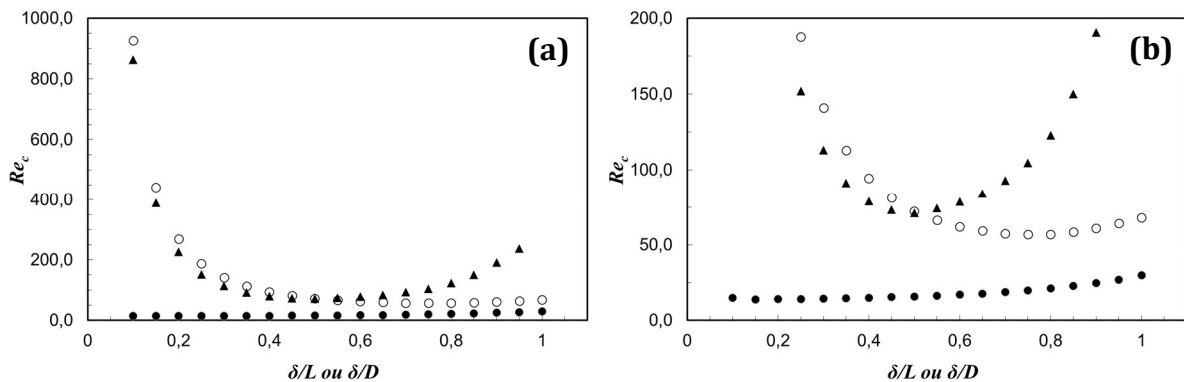
contrarotatifs, avec des séparations, dans le sens du courant, de structures consécutives de même sens de rotation égales à environ 3,6 diamètres de tige, correspondant au  $\lambda_c/D$  pour la même taille de gap.



**Figure 40** : Iso-contours des vitesses (a) longitudinales et (b) transversales ; et (c) les lignes de courants au seuil critique pour  $\delta/D=0.3$  pour la configuration (a).

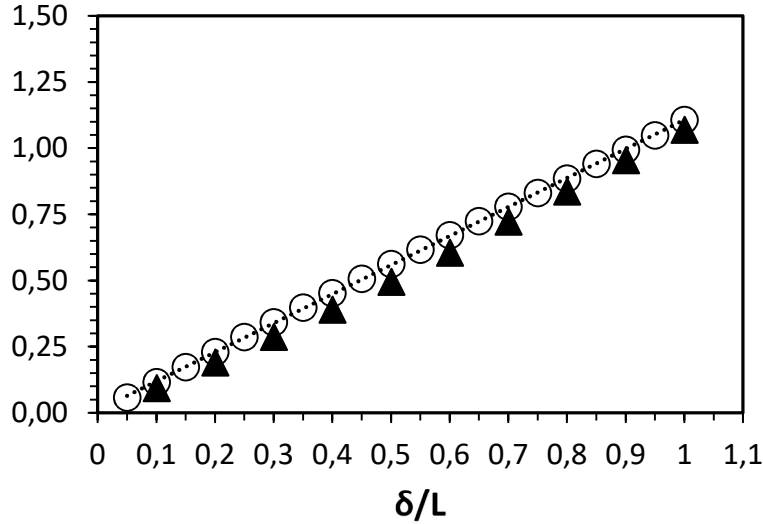
### 2.2.2. Résultats de l'étude de stabilité pour les configurations (b) et (c)

Comme c'était le cas pour la configuration (a), le nombre de Reynolds critique,  $Re_c$ , a également été obtenu par l'analyse de stabilité linéaire pour les configurations (b) et (c). Sa variation avec la taille du gap est présentée dans la Figure 41. A titre de comparaison, la variation pour la configuration (a) est incluse dans le même graphique. Pour des raisons de clarté, les valeurs du  $Re_c$  pour des gaps égales à 0,05 ne sont pas incluses dans la figure. Cependant, ces valeurs pour les configurations (a) et (b) sont à moins de 0,4% et égales à 3412 et 3426 respectivement. On constate que les deux courbes, pour les configurations (a) et (b) sont assez proches pour des tailles relatives du gap inférieures à 0,7. Pour des gaps plus grands, l'augmentation du  $Re_c$  est moins abrupte pour la configuration (b) que pour la configuration (a). Les dissemblances peuvent s'expliquer par les profils de vitesse dans les gaps respectifs. En effet, si les différences entre les vitesses maximales et minimales pour les petits gaps sont comparables pour les deux configurations, elles s'accroissent pour la configuration (b) aux plus grands gaps, d'où des profils moins stables, ce qui explique les nombres de Reynolds critiques inférieurs pour cette configuration. Ce même raisonnement explique aussi la variation du  $Re_c$  pour la configuration (c). En effet, dans cette dernière le gap est juste à côté de la région des vitesses les plus élevées, alors qu'il est adjacent à la région des vitesses les plus basses dans la configuration (b). Il en résulte que les gradients de vitesse au point d'inflexion, pour la configuration (c) sont autour du double de ceux de la configuration (b). Comme indiqué dans la discussion des profils de vitesses, la configuration (c) est moins stable que la configuration (b).



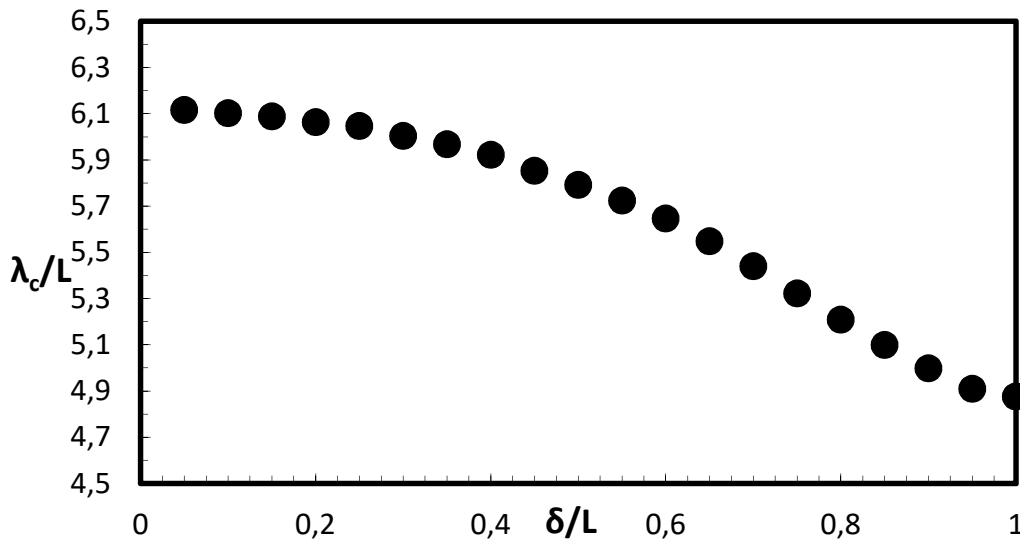
**Figure 41 :** Variation du nombre de Reynolds critique pour les configurations (a), ▲, (b), ○, et (c), ●. La Figure 41-b est un gros plan de la Figure 41-a.

La figure 42 présente la vitesse d'onde critique normalisée,  $U_c/U_b$ , (vitesse de convection normalisée) pour différentes tailles de gap pour la configuration (b). On peut voir également que lorsque la taille du gap augmente, la vitesse de convection augmente linéairement, comme c'était le cas pour la configuration (a). De plus, on peut voir sur la Figure 42 que cette vitesse de convection coïncide avec les valeurs de la vitesse moyenne du profil dans le gap,  $(U_{min}+U_{max})/(2U_b)$ , qui est une bonne représentation de la vitesse des points d'inflexion.



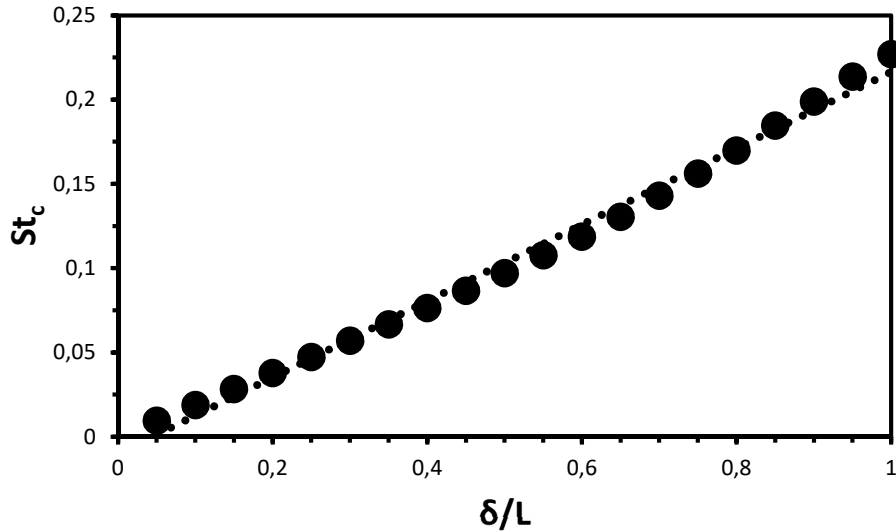
**Figure 42 :** Variation de la vitesse de convection adimensionnelle,  $\circ U_c/U_b$ , et la vitesse au point d'inflexion,  $\blacktriangle U_{inf}/U_b$ , avec la taille du gap pour la configuration (b).

La taille de cellule marginale adimensionnelle,  $\lambda_c/L$ , pour la configuration (b) est représentée dans la Figure 43. Sa variation est similaire à celle de la configuration (a), avec un rapport de 0,6 entre les valeurs des deux courbes. En fait, lorsqu'ils sont tracés sous les formes normalisées  $\lambda_c(\frac{\delta}{D})/\lambda_c(\frac{\delta}{D} = 1.0)$  et  $\lambda_c(\frac{\delta}{L})/\lambda_c(\frac{\delta}{L} = 1.0)$  pour respectivement configurations (a) et (b), les deux courbes coïncident exactement.



**Figure 43 :** Variation de la taille de la cellule marginale adimensionnelle,  $\lambda_c/L$ , avec la taille du gap pour la configuration (b).

La figure 44 présente le nombre de Strouhal, défini par  $St_c = \frac{f_c L}{U_b}$ . Comme pour la configuration (a), la variation du nombre de Strouhal pourrait être bien représentée par une relation linéaire ( $R^2=99\%$ ), bien qu'elle présente la même légère courbure que celle observée pour la configuration (a). La pente de  $St_c(\frac{\delta}{L})$  est égal à 5,15 fois la pente de  $St_c(\frac{\delta}{D})$ .



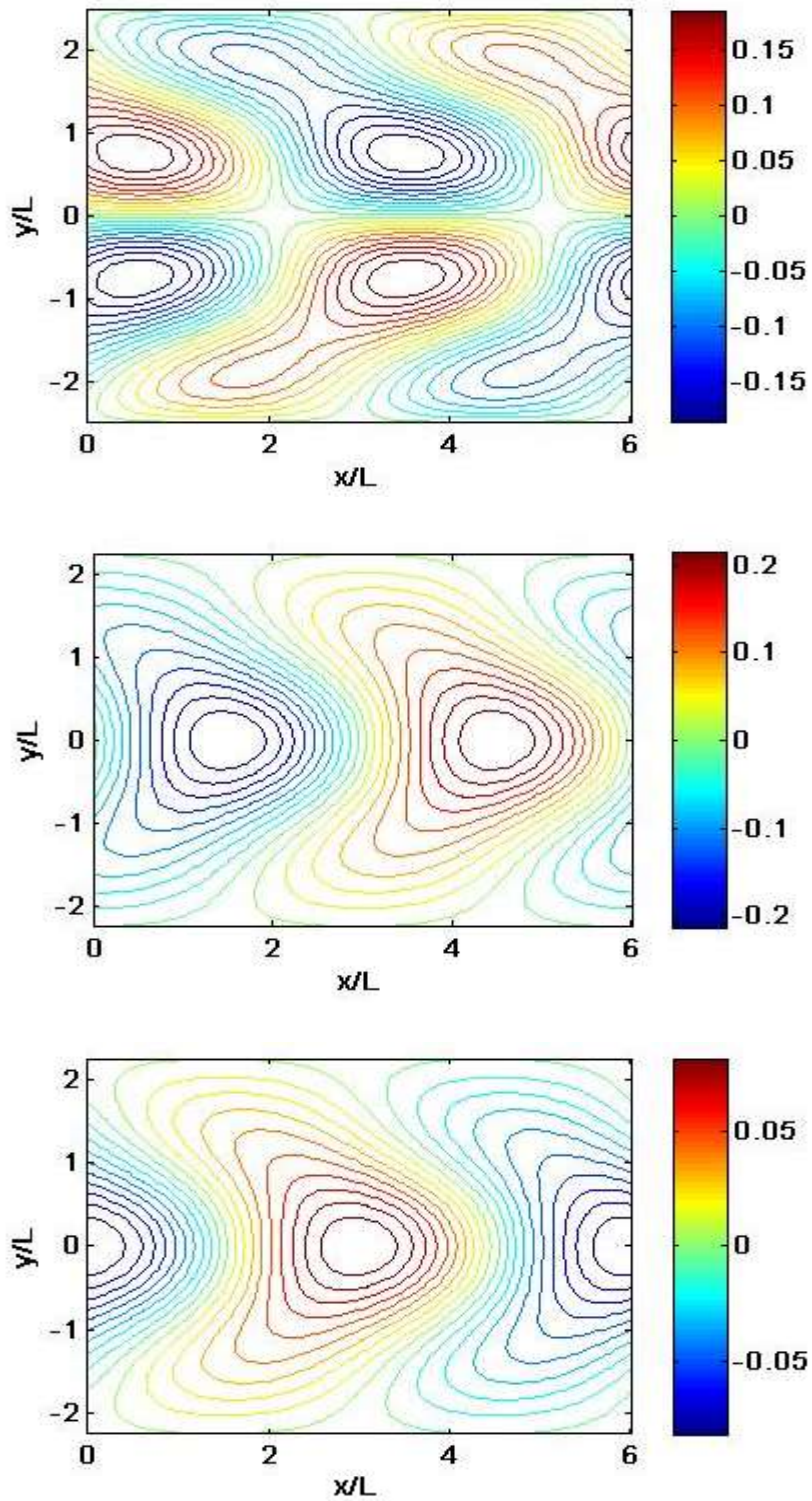
**Figure 44 :** Variation du nombre de Strouhal critique avec la taille du gap pour la configuration (b).

La figure 45 présente un échantillon, pour  $\delta/L=0,3$ , des iso-contours des vitesses longitudinale et transversale obtenues à partir de la solution des modes préférés au seuil critique pour la configuration (b), ainsi que les lignes de courant correspondantes dans le plan passant par le milieu du gap. Des distributions similaires sont obtenues pour toutes les autres tailles de gaps étudiées avec seulement des variations de valeurs et des séparations entre les iso-contours. Par exemple, la séparation axiale de structures consécutives de même sens de rotation est d'environ  $6L$  dans la Figure 45. Ici aussi, la présence de deux tourbillons contrarotatifs est confirmée avec l'alternance des contours d'isovitesse concentriques positives et négatives (composantes axiales et transversales). La disposition des iso-contours concentriques correspond à la distribution des fonctions d'iso-corrélation de Harbaoui et Guellouz (2006) pour un écoulement turbulent dans une géométrie similaire.

Malgré les formes géométriques nettement différentes des configurations (a) et (b), il ressort clairement de la discussion ci-dessus que les instabilités dans les deux géométries sont de même nature et sont contrôlées par les distributions de vitesse particulières dans la région d'écoulement étroite des canaux. En fait, les paramètres des structures tourbillonnaires, résultant de l'instabilité, possèdent des variations qualitativement similaires avec les tailles relatives de gap. Les valeurs spécifiques sont des fonctions de la forme géométrique particulière de la région étroite (le gap).

Les memes variables ont été aussi calculees pour la configuration (c). Comme elles ont des variations similaires à celles des autres configurations, et pour des raisons de concision, elles ne sont pas presentees ici. En effet, la vitesse de convection normalisée,  $U_c/U_b$ , pour la configuration (c) augmente linéairement. Cependant, à cause des vitesses relativement plus élevées au niveau de la fente (cette dernière est placée au milieu du canal, contrairement à la configuration (b) où elle est près de la paroi inférieure), les valeurs varient entre 1,24 et 1,47 pour  $\delta/L$  entre 0,1 et 1,0. Par contre, les valeurs de l'espacement axial entre les structures,  $\lambda/L$ , coïncident exactement sur tout l'intervalle  $\delta/L$  de 0,1 à 1,0 pour les deux configurations

(b) et (c). La variation du nombre de Strouhal pour la configuration (c) présente une courbure plus accentuée, et avec des valeurs plus élevées, que celle observée pour la configuration (b).



**Figure 45** : Iso-contours des vitesses (a) longitudinales et (b) transversales ; et (c) les lignes de courants au seuil critique pour  $\delta/D=0.3$  pour la configuration (b).

### 3. Conclusions

Dans ce travail, une méthode d'éléments finis pour la prédiction de l'écoulement laminaire entièrement développé dans des canaux de forme complexe a été présentée. Cette méthode est générale et peut donc être appliquée à n'importe quel canal complexe. Elle résout, d'une manière originale et pour la première fois dans la littérature, la contradiction apparente rencontrée dans les équations de mouvement où les termes sources sont eux-mêmes des fonctions de la solution recherchée. La stratégie de solution introduite ici est assez simple à mettre en œuvre, elle est beaucoup plus rapide et nécessite beaucoup moins (ordres de grandeur) de mémoire informatique que les méthodes de solution conventionnelles.

La méthode a été appliquée à l'étude d'écoulements laminaires établis dans des canaux complexes. Trois configurations ont été considérées ici. L'une est un canal rectangulaire contenant une tige cylindrique et les deux autres sont formées de deux conduits rectangulaires parallèles, reliés par une fente étroite placée respectivement au milieu et au bas des conduits. Les trois configurations ont en commun la présence d'une zone d'écoulement étroite près de deux autres beaucoup plus larges. Pour les canaux constitués de deux canaux rectangulaires reliés par une fente rectangulaire. Les effets de la position de la fente (placée soit au fond, soit au centre des canaux) et de sa hauteur sur les distributions de vitesse et de contrainte de cisaillement de paroi et sur le frottement global ont été étudiés.

Pour de petites hauteurs relatives de la fente, typiquement  $\delta/L \leq 0,6$ , l'écoulement est essentiellement organisé comme des écoulements de canaux parallèles (les deux grandes sections rectangulaires et la fente) avec presque aucune interaction entre eux, et le coefficient de frottement global du canal est insensible à la position de la fente.

Pour des gaps plus importants, la position de la fente devient un paramètre déterminant. La présence de la fente et sa hauteur relative influencent l'ensemble des distributions d'écoulement et le coefficient de frottement global.

Dans la région proche de la jonction entre la fente et la grande section, les profils de vitesse au milieu de la fente présentent des gradients de vitesse importants et possèdent des points d'inflexion pour toutes les hauteurs de fente inférieures à deux fois la largeur de la fente, ce qui laisse entrevoir la possibilité du développement d'instabilités hydrodynamiques. Pour la configuration (a), c'est-à-dire la configuration avec la fente placée au fond des canaux rectangulaires, les gradients deviennent plus importants lorsque la taille de la fente augmente. Cependant, pour la configuration (b), c'est-à-dire la configuration avec la fente placée au milieu des canaux rectangulaires, ces gradients diminuent lorsque la taille de l'espace augmente. Cela implique que les seuils de stabilité varient dans des directions opposées en fonction de la taille du gap pour les configurations étudiées.

Les distributions de vitesse obtenues ont été, par la suite, utilisées dans l'étude de stabilité linéaire. Le nombre de Reynolds critique pour le début de l'instabilité de l'écoulement a été ainsi déterminé. Ces valeurs critiques sont bien inférieures aux nombres de Reynolds de la transition laminaire-turbulente et sont fonction de la configuration du canal et de la taille relative de l'espace. L'analyse de stabilité a confirmé que le profil de vitesse particulier près

de la région d'écoulement étroite est à l'origine de la formation des structures tourbillonnaires à grande échelle. Les iso-contours des vitesses longitudinale et transversale obtenus à partir de la solution des modes préférés indiquent la présence de deux tourbillons contrarotatifs qui sont le résultat des instabilités d'écoulement. Les paramètres caractéristiques des tourbillons ont également été déterminés. Malgré les formes géométriques nettement différentes des configurations étudiées, il a été constaté que les instabilités dans les trois géométries sont de même nature et sont contrôlées par les distributions de vitesse particulières dans la région d'écoulement étroite des canaux. Les paramètres de l'instabilité résultante des structures tourbillonnaires, à savoir leur disposition spatiale, la vitesse de convection, l'espacement et le nombre de Strouhal, ont été documentés. Ils possèdent des variations qualitativement similaires avec la taille du gap. Les valeurs spécifiques sont des fonctions de la forme géométrique particulière de la région étroite.

Ce travail continu sur deux fronts. Dans le premier, les mêmes résultats présentés ici seront analysés en utilisant les paramètres locaux de l'écoulement afin d'explorer la possibilité de trouver les variables communes qui gouvernent la formation et les caractéristiques des structures cohérentes. Dans le deuxième front, il s'agit de mener la même étude pour des canaux munis de gaps mais, contrairement à ceux de la présente étude, avec des configurations asymétriques.

# Chapitre 4 : Etudes des effets des structures cohérentes dans les canaux complexes

Un autre volet important des études des structures cohérentes dans les canaux complexes, et qui représente la finalité de ses études, est l'investigation des effets des structures cohérentes sur la contrainte de cisaillement à la paroi et sur le transfert de chaleur par convection. Ces deux variables représentent les paramètres primordiaux dans les équipements de transfert de chaleur qui sont respectivement la perte de charge et la capacité d'échange thermique.

## 1. Influence des structures cohérentes sur la contrainte de cisaillement à la paroi<sup>15</sup>

Le but de ce travail de recherche est d'étudier l'influence des structures cohérentes à grande échelle sur les distributions spatiales et temporelles des contraintes de cisaillement à la paroi pour un écoulement axial entre un cylindre et une paroi plane. Première du genre, cette étude expérimentale utilise des mesures synchronisées de la vitesse d'écoulement, obtenues par fils chauds, et des contraintes de cisaillement aux parois, obtenues à l'aide d'une sonde à film chaud montée au ras de la surface, et emploie des corrélations spatio-temporelles et une méthode de détection des structures cohérentes. Cette étude est destinée à compléter les investigations de Guellouz et Tavoularis (2000a et 2000b) qui ont documenté la structure de l'écoulement pour la même géométrie.

### 1.1. Dispositif expérimental et procédures

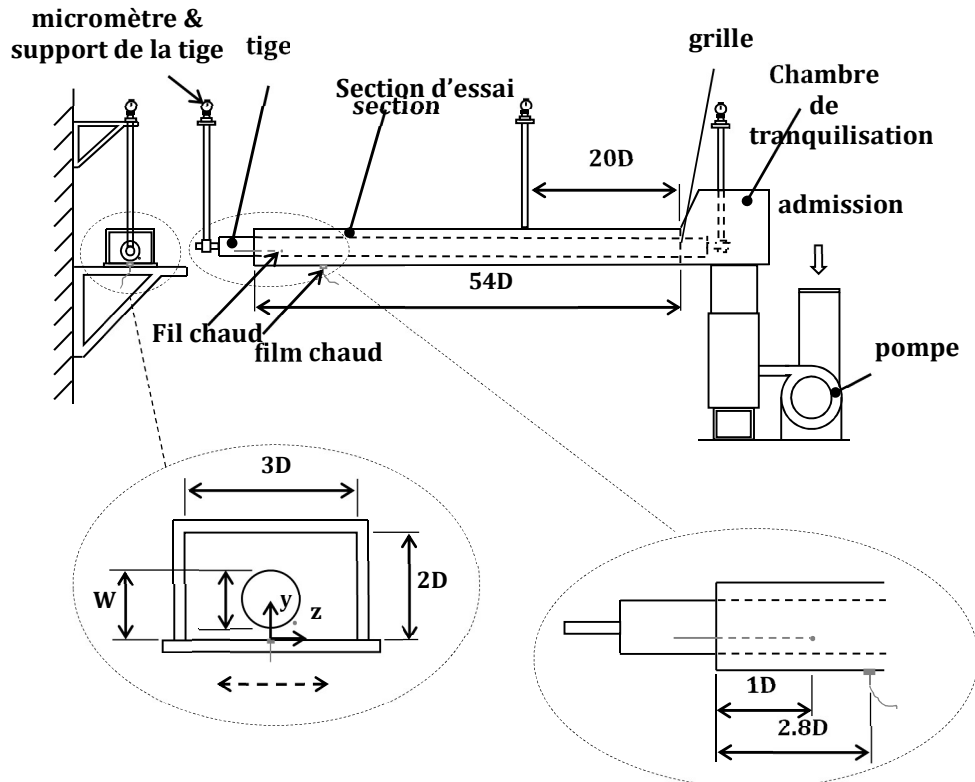
Les expériences ont été conduites dans une soufflerie, à l'Université d'Ottawa au Canada, dont la section d'essai est formée par un canal rectangulaire, avec un rapport d'aspect de  $2/3$ , contenant une tige cylindrique de diamètre extérieur  $D=101$  mm (Figure 46). Cette tige est suspendue et est positionnée de manière à former un espace étroit réglable avec la base du canal. Comme habituellement défini dans la littérature sur les faisceaux de tiges, la distance correspondant à la somme du diamètre de la tige,  $D$ , et de la hauteur du gap,  $\delta$ , est définie comme  $W$  (Figure 46) et utilisée pour caractériser la géométrie par le paramètre adimensionnel  $W/D$ . Toutes les surfaces « mouillées » sont hydrauliquement lisses. Le diamètre hydraulique et la longueur de la section d'essai sont, respectivement,  $D_h= 1,59 D$  et

---

<sup>15</sup> Ce travail faisait partie d'un séjour scientifique au Canada dans le cadre du projet AUF (Projet 6, annexe 1) et a donné lieu à une communication (annexe 2, liste des conférences : 9. Khabbouchi, Guellouz et Tavoularis, 2009).



$L = 54,0 D$ , correspondant à  $L/Dh \approx 34$ . Le canal est alimenté en air par une pompe centrifuge, à travers une chambre de tranquillisation, dont la section est 9,4 fois la section de l'écoulement dans la veine d'essai. Une grille métallique est montée à l'entrée du canal afin de promouvoir le développement de l'écoulement vers son état hydrodynamique pleinement établi. La tige est suspendue aux deux extrémités ainsi qu'à un emplacement  $20D$  en aval de l'entrée du canal. Chaque support est équipé d'un mécanisme de déplacement, utilisant des assemblages de boulons et d'écrous finement filetés et des comparateurs à cadran, pour fournir un positionnement précis de la tige par rapport à la base du canal.



**Figure 46** : Dispositif expérimental pour les mesures de la contrainte de cisaillement à la paroi

Des mesures de film chaud (contrainte de cisaillement) et de fil chaud (vitesse de l'écoulement) ont été effectuées simultanément pour différents rapports de gap  $W/D$  (Figure 46) et stockées pour un traitement ultérieur. Le taux d'échantillonnage était de 2500 Hz et chaque enregistrement de données contenait 750 000 points. La sonde à film chaud (TSI, modèle 1268) a été montée au ras de la paroi inférieure du canal et peut être déplacée dans le sens transversal (Figure 46) sur une distance d'un diamètre de tige de chaque côté du plan de symétrie du canal avec un pas de  $0,05D$ . Les sondes à fil chaud et à film chaud ont été positionnées respectivement à  $2,8D$  et  $1,0D$  en amont de la sortie du canal.

La mesure de la contrainte de cisaillement à la paroi avec une sonde à film chaud montée au ras de la paroi est basée sur l'analogie entre le transfert de chaleur et de quantité de mouvement (Tavoularis, 2005) en utilisant l'expression semi-empirique

$$E^2 = A + B \tau_w^{1/3} \quad (53)$$

où  $E$  est la tension de sortie de l'anémomètre et les coefficients ajustables  $A$  et  $B$  sont déterminés par étalonnage in situ par rapport à un tube de Preston. L'incertitude sur la moyenne et la variance de la contrainte de cisaillement de paroi ont été estimées respectivement à 3 % et 6 %.

La détection des structures cohérentes a été faite par une sonde à fil chaud (TSI 1260AJ-T15 avec une longueur de fil de 1,30 mm) placée dans une position fixe par rapport à la tige, à savoir à  $y=W-D$  et  $z=D/2$ . Cette position correspond à la région des fluctuations maximales de vitesse dans le sens du courant (Guellouz et Tavoularis, 2000a). Elle a été sélectionnée dans le but de détecter au mieux le passage des structures à grande échelle.

### 1.1.1. La technique d'échantillonnage conditionnel

Plusieurs méthodes d'échantillonnage conditionnel et de moyenne de phase ont été développées dans la littérature, avec des degrés variables de complexité et de sophistication. L'approche actuelle a été d'adopter une méthode relativement simple qui a réussi à extraire les principales caractéristiques des structures cohérentes. La technique d'échantillonnage conditionnel employée dans ce travail est basée sur la technique classique VITA (Variable Interval Time Average) de Blackwelder et Kaplan (1976). Dans cette technique, la moyenne de temps à intervalle variable d'une fonction aléatoire de la position,  $x_i$ , et du temps,  $t$ , est définie par

$$\hat{Q}(x_i, t, T) = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} Q(x_i, s) ds \quad (54)$$

où  $T$  est l'intervalle de temps sur lequel la moyenne est calculée et qui doit être choisi de l'ordre de grandeur de l'échelle de temps du phénomène étudié. Pour une variable aléatoire stationnaire, la moyenne VITA se rapproche de la moyenne temporelle conventionnelle  $\bar{Q}$  lorsque  $T \rightarrow \infty$ . L'Equation (54) peut également être appliquée au carré de la variable aléatoire pour obtenir sa moyenne VITA comme suit

$$\hat{\sigma}_Q^2(x_i, t, T) = \hat{Q}^2(x_i, t, T) - [\hat{Q}(x_i, t, T)]^2 \quad (55)$$

Cette moyenne représente une « variance localisée » et est une mesure de l'énergie turbulente locale.

Guellouz et Tavoularis (2000a&b) ont montré que la présence de structures cohérentes est associée à une oscillation périodique des composantes de vitesse. La présence d'un événement cohérent, ici l'arrivée d'un tourbillon, est détectée lorsque la variance localisée de la composante de vitesse mesurée  $U$  dépasse un niveau prédéfini, proportionnel à la variance conventionnelle,  $\overline{u^2}$ . Le même événement cohérent est considéré comme terminé lorsque la variance localisée tombe en dessous de ce niveau. Plus précisément, un événement cohérent existe pendant chaque intervalle pour lequel

$$\hat{\sigma}_U^2 > k\overline{u^2} \wedge \partial U / \partial t > 0 \quad (56)$$

où  $k$  est un « niveau seuil » réglable. La condition de la dérivée de vitesse positive a été ajoutée afin de discriminer entre le début et la fin d'un événement cohérent, et d'assurer, ainsi, une correspondance de phase appropriée entre différents événements. Afin de mettre en phase  $N$  événements cohérents détectés avant le calcul de la moyenne, chaque événement est décalé dans le temps par le "temps de détection",  $t_j, j=1, 2, \dots, N$ , correspondant au même instant relatif de l'événement cohérent et défini comme le point médian de chaque intervalle de temps pendant lequel l'Equation (56) est satisfaite. Sur la base d'essais préliminaires et des résultats de Guellouz et Tavoularis (2000b), la valeur optimale pour le temps de calcul de la moyenne s'est avérée être approximativement égal à la moitié de la période de passage d'une structure et la valeur optimale pour le niveau de seuil était de 0,7.

La moyenne d'ensemble obtenue par échantillonnage conditionnel d'une propriété,  $Q$ , à un instant particulier  $\tau$  pendant l'événement cohérent moyen, également appelé «moyenne de phase», est définie par

$$\langle Q(x_i, \tau) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N Q(x_i, t_j + \tau) \quad (57)$$

Cette moyenne de phase correspond à la composante cohérente dans la double décomposition, dans laquelle, la valeur instantanée,  $Q$ , d'une variable aléatoire est décomposée en une composante cohérente,  $\langle Q \rangle$ , et une composante non-cohérente,  $q_r$ , selon

$$Q(x_i, t) = \langle Q(x_i, t) \rangle + q_r(x_i, t) \quad (58)$$

Une autre représentation employée dans la littérature est la triple décomposition, dans laquelle, la valeur instantanée est décomposée en une composante moyenne temporelle,  $\bar{Q}$ , (égale à la moyenne de Reynolds conventionnelle), une composante cohérente,  $\tilde{Q}$ , et une composante non-cohérente,  $q_r$ , tel que

$$Q(x_i, t) = \bar{Q}(x_i, t) + \tilde{Q}(x_i, t) + q_r(x_i, t) \quad (59)$$

Les composantes non-cohérentes dans les décompositions double et triple sont identiques, mais les composantes cohérentes sont différentes. Ces dernières sont liées par

$$\tilde{Q} = \langle Q \rangle - \bar{Q} \quad (60)$$

## 1.2. Résultats et discussion

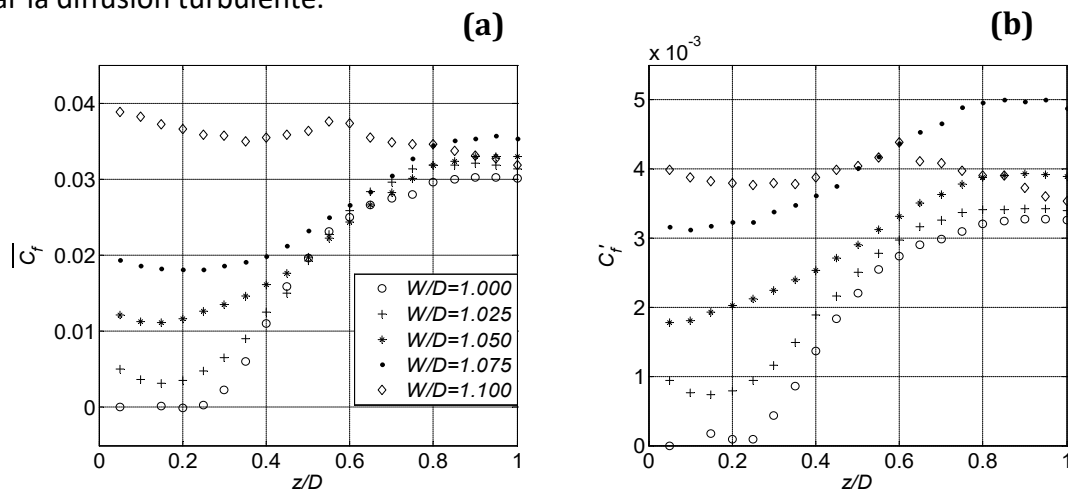
Les mesures actuelles ont été effectuées dans la même section d'essai et pour les mêmes conditions que celles des mesures de Guellouz et Tavoularis (2000a&b). La documentation générale de l'écoulement turbulent est bien détaillée dans ces articles. Le nombre de Reynolds basé sur la vitesse débitante et le diamètre hydraulique de tout le canal est de l'ordre de 108 000. Et est essentiellement indépendant de la hauteur du gap pour l'intervalle étudié.

### 1.2.1. Contrainte de cisaillement à la paroi : moyenne et moyenne quadratique des fluctuations

Les mesures de la contrainte de cisaillement à la paroi sont présentées, sous forme adimensionnelle, par le coefficient de frottement

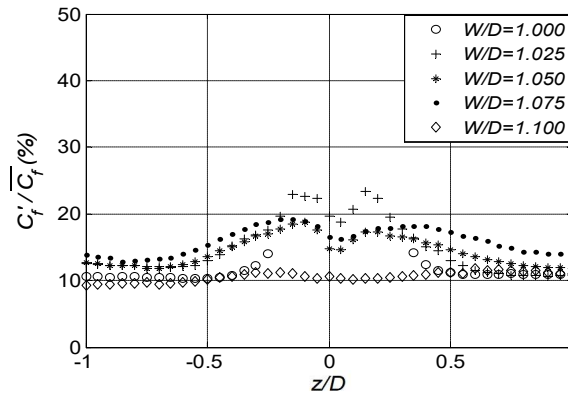
$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_b^2} \quad (61)$$

où  $\tau_w$  est la contrainte de cisaillement à la paroi,  $\rho$  est la masse volumique du fluide et  $U_b$  est la vitesse débitante. Les profils du coefficient de frottement moyen,  $\overline{C_f}$ , et de la moyenne quadratique de ses fluctuations,  $C_f'$ , le long de la paroi inférieure du canal pour différentes tailles de gap (espace tige-paroi) sont présentés sur les Figures 47a et 47b, respectivement. Les mesures ont été focalisées sur la plage de gap relative correspondant à  $1,000 \leq W/D \leq 1,100$ , car, comme l'ont noté Guellouz et Tavoularis (2000a), aucune variation perceptible des profils du coefficient de frottement n'a pu être observée pour des gaps plus importants. L'influence de la présence de la tige sur les profils de  $\overline{C_f}$  et  $C_f'$  devient de plus en plus importante à mesure que le gap diminue. Pour  $W/D < 1,075$ , les coefficients moyens et les moyennes quadratiques ont des profils similaires. Les deux diminuent en se rapprochant du plan de symétrie et atteignent un minimum local très proche de ce plan, tout en présentant un maximum local sur le plan de symétrie. Ce comportement ne peut s'expliquer uniquement par la diffusion turbulente.



**Figure 47 :** Profils le long de la paroi inférieure de (a) la moyenne et (b) la moyenne quadratique des fluctuations du coefficient de frottement.

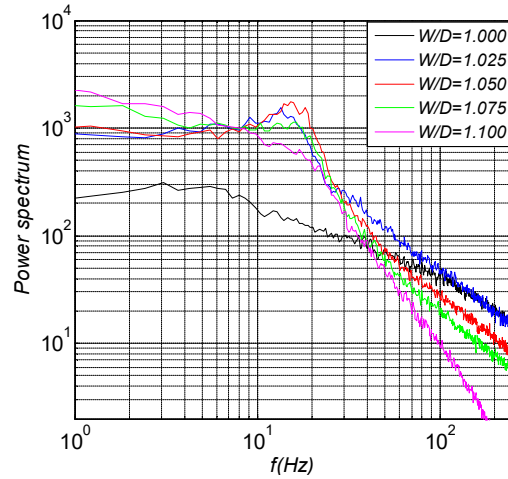
Les profils de  $C_f' / \overline{C_f}$ , de la Figure 48, présentent une augmentation de ce rapport sous la tige ( $-0,5 < z/D < 0,5$ ) avec une valeur maximale d'environ 20 %. La position de ce maximum se rapproche du plan de symétrie ( $z/D=0$ ) lorsque la taille du gap diminue. Loin de la tige ( $z/D < -0,5$  et  $z/D > 0,5$ ), les profils montrent peu ou pas de variation. Ce comportement ne peut pas non plus être expliqué par une diffusion turbulente, mais est cohérent avec le passage de tourbillons dans la région étroite de l'écoulement. Pour le gap correspondant à  $W/D=1,100$ , aucune variation significative du profil de  $C_f' / \overline{C_f}$  n'est discernable.



**Figure 48 :** Profils de  $C_f' / \overline{C_f}$  (%) le long de la paroi inférieure.

### 1.2.2. Analyse spectrale

Les spectres de puissance des fluctuations de vitesse axiale (dans le sens du courant) mesurés par la sonde à fil chaud à sa position fixe par rapport à la tige ( $y = W-D$  et  $z = D/2$ ), sont présentés à la Figure 49 pour plusieurs tailles de gap. Il est évident que, pour  $W/D = 1,025$ ,  $1,050$  et  $1,075$ , ces spectres présentent un pic relativement large autour des valeurs de fréquence comprises entre  $10$  et  $20$  Hz. Ceci est une indication de la présence de structures quasi-périodiques. La distorsion des pics pourrait s'expliquer par des variations d'un cycle à un autre et des déphasages occasionnels de ces structures (Guellouz et Tavoularis, 2000a). Cela confirme que la position fixe sélectionnée pour la sonde de détection est appropriée pour la détection du passage des structures, et implique que la représentation précise de ces structures doit tenir compte de leur écart par rapport à la périodicité exacte et de leurs variations d'un cycle à un autre. Pour  $W/D = 1,100$  et  $1,000$ , aucun pic éminent n'a pu être observé dans les spectres de puissance de vitesse (Figure 49). Bien que cela puisse être interprété comme une preuve d'un manque de périodicité dans les signaux de vitesse, cela peut également signifier que les composantes périodiques existantes sont relativement faibles par rapport à la turbulence non-cohérente.



**Figure 49** : Spectres de puissance des fluctuations de vitesse pour différents gaps.

### 1.2.3. Influence des structures cohérentes sur la contrainte de cisaillement à la paroi

L'objectif principal de cette étude est d'examiner l'influence des structures cohérentes sur la contrainte de cisaillement de la paroi. Deux approches sont utilisées à cette fin. La première utilise des corrélations espace-temps à deux points, entre la vitesse axiale,  $u$ , (à une position fixe) et la contrainte de cisaillement à la paroi,  $\tau_w$ , à différentes position transversale,  $z$ , sur la paroi inférieure. La seconde utilise la technique d'échantillonnage conditionnel VITA (Variable Interval Time Average) pour déterminer la signature cohérente des structures sur la contrainte de cisaillement à la paroi.

#### La fonction de corrélation croisée espace-temps

La fonction de corrélation croisée espace-temps est définie par

$$R_{u\tau}(x, y, z, \Delta x, \Delta z, \Delta t) = \frac{\overline{u(x, y, z, t) \tau_w(x + \Delta x, y, z + \Delta z, t + \Delta t)}}{\overline{u'(x, y, z, t) \tau_w'(x + \Delta x, y, z + \Delta z, t + \Delta t)}} \quad (62)$$

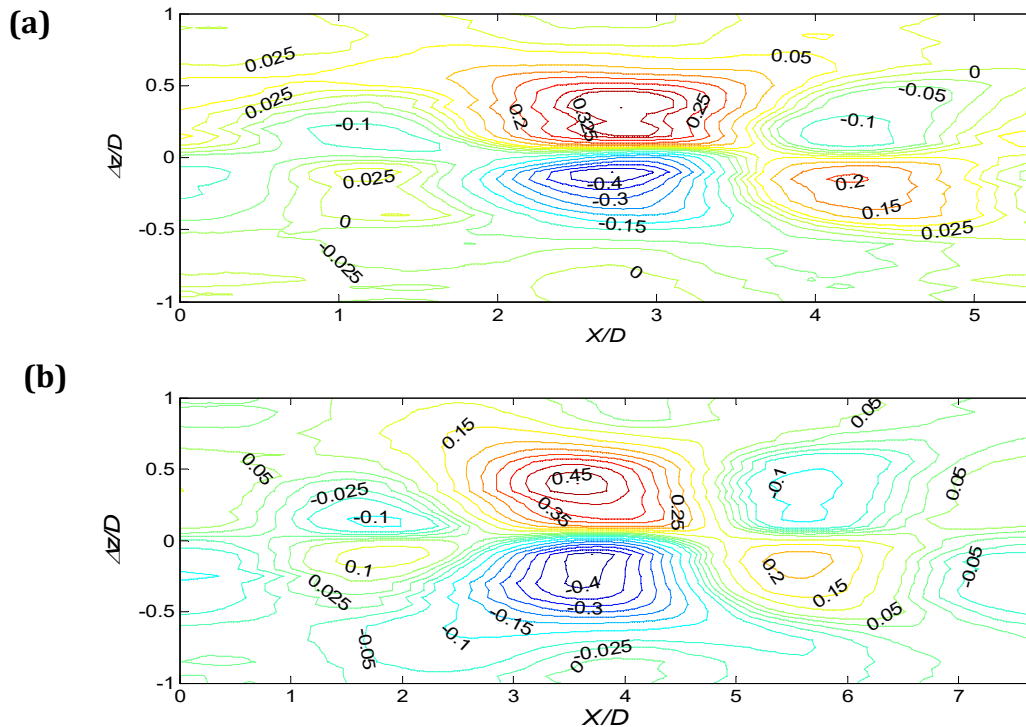
où  $x$ ,  $y$  et  $z$  sont, respectivement, les coordonnées axiale, normale et transversale, fixes de la sonde de vitesse ;  $\Delta z$  et  $\Delta x$  sont les séparations des sondes dans les directions transversale et axiale, et  $\Delta t$  est le décalage temporel entre les signaux corrélés. La fonction de corrélation, dont des exemples sont présentés dans la Figure 50, montre clairement une forte corrélation entre la vitesse et la contrainte de cisaillement à la paroi, ce qui est tout à fait remarquable compte tenu de la grande séparation des sondes dans le sens du courant (plus de dix gaps). Des preuves claires de la périodicité spatiale sont également observées dans les contours de ces fonctions de corrélation. Sur la base de ces observations, on anticipe une empreinte significative des structures cohérentes sur la contrainte de cisaillement instantanée à la paroi, ce qui peut expliquer les particularités des profils de contraintes de cisaillement moyennes et moyennes quadratiques des fluctuations.

### Vitesse de convection et espacement des structures cohérentes

La vitesse de convection,  $U_c$ , des structures cohérentes et leur espacement  $\lambda$  dans le sens du courant ont été estimés à partir des corrélations espace-temps mesurées pour différentes tailles de gaps. La vitesse de convection,  $U_c$ , est calculée comme le rapport de la séparation axiale des sondes,  $\Delta x$ , à l'écart de temps,  $\Delta t_{max}$ , pour l'apparition du maximum dans la fonction de corrélation lorsque les sondes sont alignées ( $\Delta z = 0$ ). La Figure 51 résume les estimations de,  $U_c$ , pour différents gaps. Les résultats reproduisent fidèlement ceux de Guellouz et Tavoularis (2000a), obtenus à partir de mesures de vitesse, comme en témoigne leur accord avec l'expression proposée par Guellouz et Tavoularis (2000a)

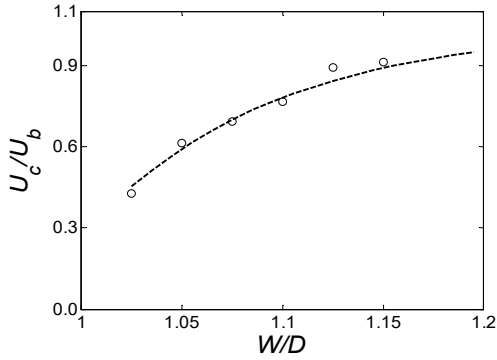
$$\frac{U_c}{U_b} = 1.04(1 - e^{-10.9W/D+10.6}) \quad (63)$$

Cela confirme clairement que les particularités observées dans les distributions des contraintes de cisaillement à la paroi sont le résultat du passage des grandes structures tourbillonnaires qui dominent l'écoulement dans la région du gap.

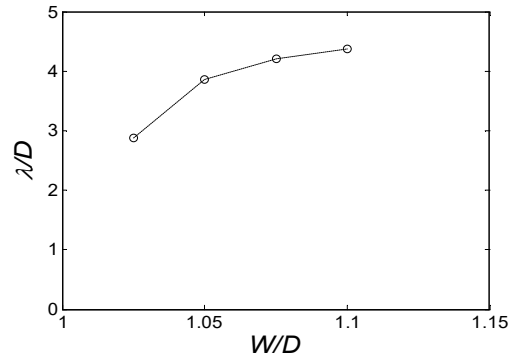


**Figure 50 :** La fonction de corrélation espace-temps  $R_{urt}$  pour (a)  $W/D = 1.025$  et (b)  $W/D = 1.050$  (l'origine de l'axe des  $x$  est arbitraire).

L'espacement axial (dans le sens du courant) entre les structures convectées (Figure 52) a été calculé par  $\lambda = U_c T$ , où  $T$  est la période des oscillations du coefficient d'autocorrélation de la vitesse axiale. Les résultats montrent une croissance de l'espacement  $\lambda$  avec la taille relative du gap, en accord avec la littérature.



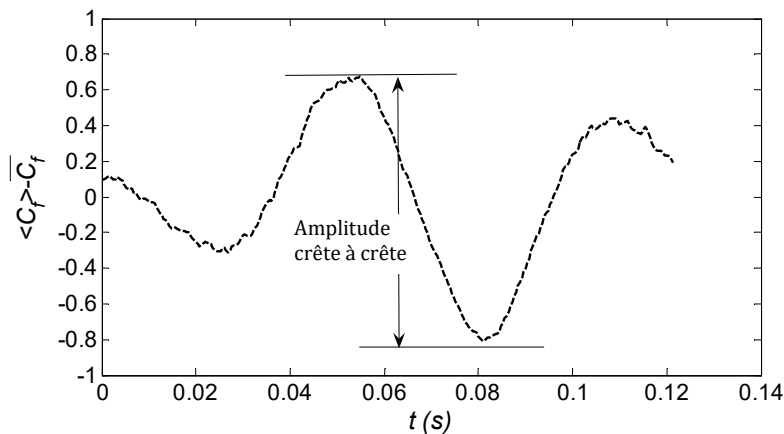
**Figure 51 :** Vitesse de convection des structures cohérentes ( $\circ$ ) présentes mesures, (- -) expression de Guellouz et Tavoularis (2000a).



**Figure 52 :** Espacement axial des structures cohérentes.

### Résultats de l'échantillonnage conditionné

La Figure 53 présente une moyenne d'ensemble typique de la contrainte de cisaillement à la paroi, obtenue en appliquant la technique VITA et en utilisant le signal de la sonde de vitesse à fil chaud fixe comme signal de détection. Bien que l'amplitude de la composante cohérente de la contrainte de cisaillement à la paroi (ci-après dénommée contrainte cohérente), obtenue par moyenne d'ensemble, soit atténuée en raison des variations d'un cycle à un autre et des déphasages occasionnels, l'amplitude crête à crête de la contrainte cohérente (Figure 53) correspond à environ 10 % de la moyenne locale et atteint 77 % de la valeur de la moyenne quadratique des fluctuations locale. Cela prouve que la contribution des structures cohérentes à la contrainte de cisaillement locale et instantanée de la paroi est significative.

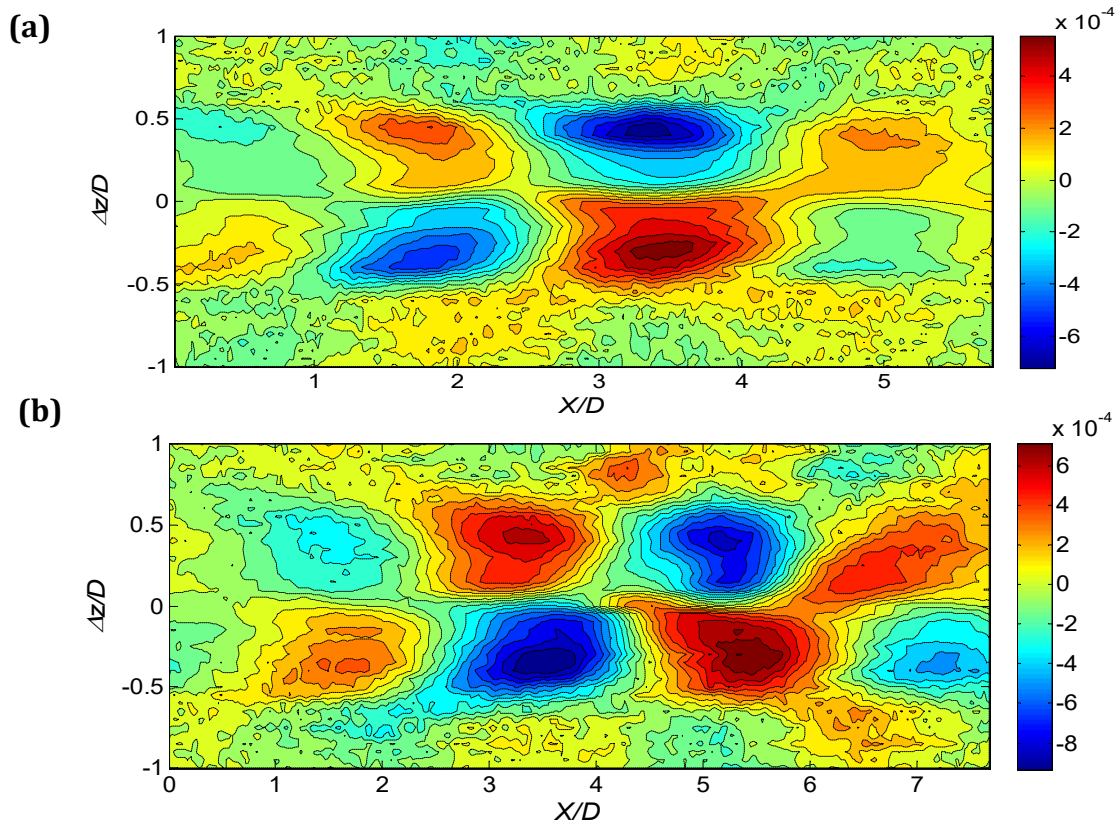


**Figure 53 :** Exemple représentatif de la moyenne d'ensemble du coefficient de frottement cohérent,  $\langle C_f \rangle - \overline{C_f}$ , obtenus à l'aide de la technique VITA, montrant l'amplitude crête à crête.

Des iso-contours représentatifs des contraintes cohérentes, plus précisément la moyenne d'ensemble du coefficient de frottement, pour  $W/D = 1,025$  et  $1,050$ , sont présentées dans la



Figure 54. La périodicité de l'écoulement est évidente dans ces contours. Ils peuvent aussi expliquer les distributions particulières de la moyenne et de la moyenne quadratique des fluctuations de la contrainte de cisaillement à la paroi (Figures 47 et 48). En effet, la position transversale des maxima locaux de ces variables correspond à la position des maxima des contours du coefficient de frottement cohérent (Figure 54).



**Figure 54 :** Contours du coefficient de frottement cohérent,  $\langle C_f \rangle - \overline{C_f}$ , obtenus à l'aide de la technique VITA pour (a)  $W/D=1.025$  et (b)  $W/D=1.050$  (l'origine de l'axe des  $x$  est arbitraire).

Afin de mieux quantifier la contribution des structures cohérentes à la valeur et à la variation des contraintes de cisaillement à la paroi, la technique VITA améliorée (développée par Guellouz et Tavoularis, 2000b) va être employée pour rehausser les moyennes d'ensemble et palier aux atténuations des amplitudes discutées ci-dessus.

## 2. Influence des structures cohérentes sur le transfert de chaleur<sup>16</sup>

Ce travail vise à étudier expérimentalement le coefficient local de transfert de chaleur par convection autour d'une seule tige suspendue dans un canal rectangulaire avec un

<sup>16</sup> Ce travail faisait partie du master de F. Kayser (UNB, Brésil). Il a donné lieu à une publication (voir annexe 2, publication dans les journaux : 2. Kayser, Goulart, Guellouz, da Silva Ferrari, Mota Anflor, 2022)

écoulement axial d'air. Les dimensions du canal et de la tige ont été sélectionnées pour isoler l'effet du gap des autres complexités géométriques présentes dans les faisceaux de tiges. Ce canal est légèrement différent de celui employé pour l'étude de l'influence sur la contrainte de cisaillement présentée ci-dessus. En effet, la section rectangulaire dans le présent dispositif a une hauteur de  $1,5D$  et une largeur de  $2D$ , comparé à  $2D$  et  $3D$  respectivement pour l'étude précédente ( $D$  étant le diamètre de la tige).

Un système de chauffage spécial a été développé et construit pour permettre la mesure du coefficient de transfert de chaleur convectif local. Documenter ce dernier, plutôt que simplement le coefficient de transfert de chaleur global, est d'une importance pratique primordiale. L'étude expérimentale comprend également la mesure du coefficient de frottement local et de la température moyenne autour de la tige, ainsi que de la vitesse axiale moyenne et les intensités turbulentes dans le sens du courant. Nous nous contenterons ici de la présentation des mesures de transfert de chaleur, le reste des mesures est présenté dans l'article.

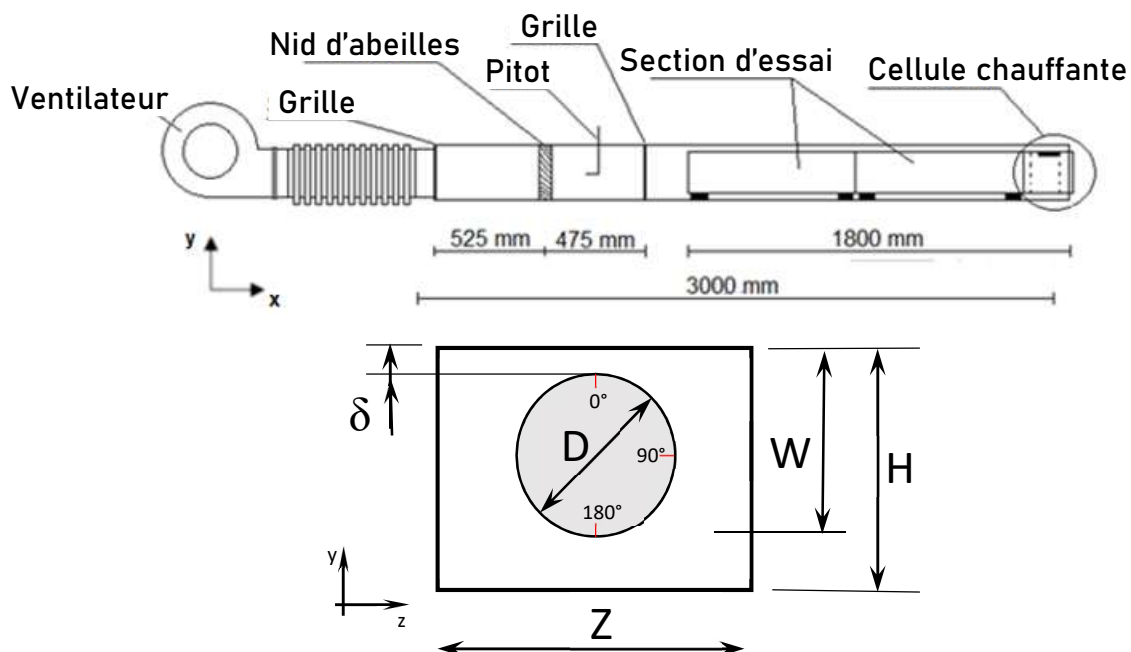
## 2.1. Dispositif expérimental et Méthodologie

Les expériences ont été réalisées, à l'Université Nationale du Brésil, dans un canal en plexiglas rectangulaire de hauteur  $H = 150$  mm et de largeur  $Z = 200$  mm, contenant dans sa section d'essai une tige suspendue, de diamètre  $D = 100$  mm (Figure 55). Les longueurs de la tige et de la section d'essai sont  $L_c = 1800$  mm (Figure 55a). La position verticale de la tige peut être ajustée pour faire varier la hauteur du gap,  $\delta$ , entre la tige et la paroi supérieure du canal (Figure 55b). L'air, à température ambiante, soufflé par un ventilateur centrifuge, placé à l'entrée du canal (Figure 55a), traverse un ensemble de grilles et de nids d'abeilles avant d'atteindre la section d'essai. Le débit, et donc la vitesse apparente, à travers la section d'essai sont contrôlés par un inverseur de fréquence utilisant comme vitesse de référence la vitesse de l'écoulement libre,  $U_{ref.}$ , obtenue par un tube de Pitot placé en amont de la section d'essai.

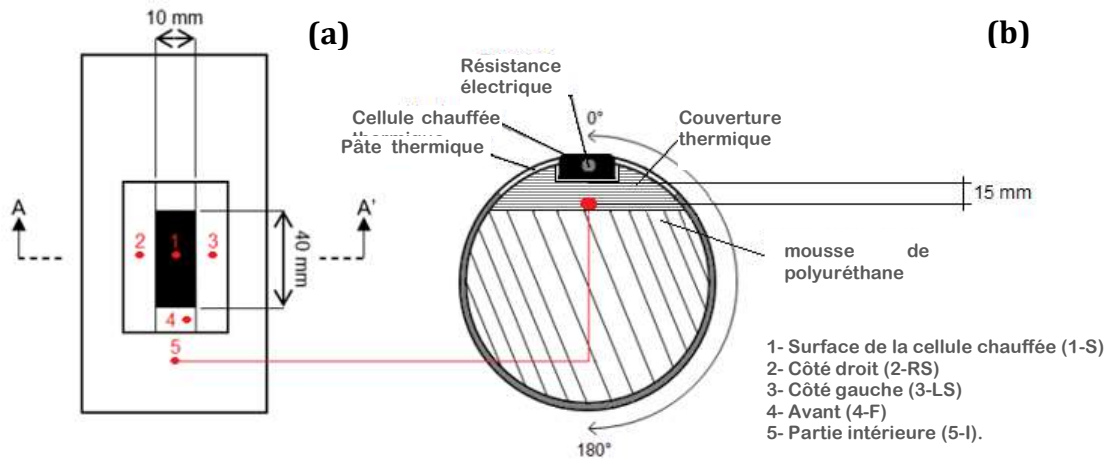
La tige est positionnée relativement plus près de la paroi supérieure du canal que de sa paroi inférieure pour former un gap dont la hauteur est variable. Dans les présentes expériences, quatre hauteurs de gaps relatives, à savoir  $W/D = 1,05, 1,10, 1,15$  et  $1,20$ , ont été considérées. Le nombre de Reynolds, basé sur la vitesse débitante,  $U_b$ , et le diamètre hydraulique,  $D_h$ , était essentiellement le même pour les quatre configurations aux alentours de  $4,5 \times 10^4$ . La vitesse débitante a été calculée en intégrant les vitesses moyennes mesurées sur la moitié de la section du canal.

Une cellule chauffante est montée au bout de la tige, soit environ 200 mm en amont de la sortie du canal (Figure 56). La cellule chauffée a été conçue et construite spécialement pour cette étude. Elle se compose d'une petite résistance électrique en cartouche, placée dans un boîtier en cuivre dont l'un des côtés affleure la surface de la tige et fait face à l'écoulement (Figure 56a). Il en résulte une surface d'échange thermique avec le fluide  $A_c = 10 \times 40 = 400$  mm<sup>2</sup>. Les trois autres côtés sont isolés par un revêtement thermique et de la mousse de polyuréthane à l'intérieur de la tige (Figure 56b). La cartouche est reliée à une alimentation électrique MINIPA MPL-3305M, dont la tension et le courant ont été ajustés pour assurer une

dissipation de puissance,  $q_f$ , d'environ 1 Watt. La tige peut être tournée autour de son axe, de sorte que la cellule chauffante peut prendre différentes positions angulaires pour permettre la mesure de la distribution circonférentielle du coefficient de transfert de chaleur. Afin d'acquérir les températures nécessaires, cinq thermocouples ont été placés sur la surface de la cellule chauffée et dans la région adjacente. Comme le montre la Figure 56a, un thermocouple a été monté sur la surface de la cellule chauffée (1-S), et quatre thermocouples dans les isolations autour de la cellule chauffée. Il s'agit du côté droit (2-RS), du côté gauche (3-LS), de l'avant (4-F) et de la partie intérieure (5-I). Ce dernier est placé dans la couverture thermique inférieure à environ 15 mm de la cellule chauffante. Même si le calcul du coefficient de transfert thermique convectif nécessite l'utilisation du seul thermocouple (1-S), placé sur la face supérieure de la cellule, les autres thermocouples sont nécessaires pour surveiller et évaluer les pertes de chaleur par conduction latérale et à travers l'isolation inférieure à l'intérieur de la tige. Le thermocouple mesurant la surface de la cellule chauffante, c'est-à-dire le (1-S), est un thermocouple Omega SA1XL-T-72 qui peut être collé directement sur la surface. Les autres thermocouples sont tous de type K (5TC-GG-K-20-72). Les points rouges dans la Figure 56 indiquent les emplacements des thermocouples. La température du fluide non chauffé,  $T_\infty$ , a été suivie tout au long de la campagne de mesures par un thermocouple de type K placé dans le canal, en amont de la cellule chauffante. Elle était essentiellement constante pendant les différentes séries de mesures (une variation de moins de  $0,15^\circ\text{C}$  autour de  $23^\circ\text{C}$ ). Tous les thermocouples sont connectés à un module Novus FieldLogger qui permet le transfert des données de température vers un ordinateur à l'aide d'un câble USB. Toutes les mesures de température ont été acquises simultanément. Le laboratoire est climatisé afin de maintenir la température ambiante constante tout au long des mesures.



**Figure 55 :** Dispositif expérimental pour les mesures de transfert de chaleur.



**Figure 56 :** Cellule chauffée (a) Vue de dessus, (b) coupe transversale AA'.

Le coefficient de transfert de chaleur convectif est obtenu par

$$h = \frac{q_{conv}}{A_C T_{(1-S)} - T_\infty} \quad (64)$$

où  $q_{conv}$ ,  $A_c$ ,  $T_{1-S}$  et  $T_\infty$  sont respectivement le flux de chaleur convectif, la surface de la cellule exposée au transfert de chaleur convectif, la température de surface de la cellule et la température du fluide. Les deux températures sont mesurées comme décrit ci-dessus. Le flux de chaleur convectif,  $q_{conv}$ , est lié à la chaleur générée par la cartouche chauffante,  $q_f$ , mais n'est pas égal à celle-ci, en raison des pertes de chaleur. Ces dernières sont abordées dans la section suivante.

Des tests ont été effectués pour déterminer les constantes de temps de la cellule chauffée. Selon leurs résultats, une période d'attente de 9000 s a été imposée après le démarrage du ventilateur et de l'élément chauffant, pour s'assurer que les mesures correspondent au régime permanent. De plus, un temps d'attente d'au moins 2000 s était prescrit avant de prendre les mesures après chaque changement de position angulaire de la cellule chauffante. Une série de mesures correspondant à une valeur de  $W/D$  a duré environ 9 heures.

Le coefficient de transfert de chaleur convectif,  $h$ , peut être présenté sous sa forme adimensionnelle, c'est-à-dire le nombre de Nusselt, basé sur le diamètre hydraulique,  $D_h$ , et la conductivité thermique de l'air,  $k_{air}$ , (Equation 65) comme cela a été fait par Chang et Tavoularis (2007 et 2008). Le nombre de Nusselt local à chaque position azimutale,  $Nu_{(\phi)}$ , est normalisé par le nombre de Nusselt moyen,  $\overline{Nu}$ , calculé sur l'intervalle  $0^\circ$  à  $90^\circ$ . Ainsi, les distributions spatiales du nombre de Nusselt normalisé,  $\Delta Nu_{(\phi)}$  (Equation 65), sont

équivalente à celles de  $\frac{h_{(\phi)}}{\hat{h}}$  présentées par Guellouz et Tavoularis (1992) et Chang et

Tavoularis (2006 et 2007), où  $\hat{h}$  représente le coefficient moyen de transfert de chaleur convectif moyenné autour du périmètre de la surface de la tige.

$$Nu_{(\phi)} = \frac{h_{(\phi)} D_h}{k_{air}} \quad (65)$$

$$\Delta Nu_{(\phi)} = \frac{Nu_{(\phi)}}{Nu}$$

Afin d'évaluer le coefficient de transfert de chaleur convectif (Equation 64), il est nécessaire d'évaluer le flux de chaleur convectif à la surface de la cellule. Ce flux thermique correspond à la différence entre la chaleur générée par la cartouche électrique,  $q_f$ , que l'on peut calculer à partir des mesures de tension et de courant de la cartouche, et les pertes thermiques par conduction. Typiquement, on a observé que lorsque l'état d'équilibre est atteint, les lectures de température par les thermocouples latéraux et frontaux (2-RS, 3-LS et 4-F) n'étaient qu'environ 4°C au-dessus de la température ambiante. D'autre part, le thermocouple de la surface supérieure de la cellule (1-S) a mesuré une différence de température de 20°C. Conjointement, le thermocouple placé dans la couverture thermique, à savoir (5-I), indique une température d'environ 8,8°C au-dessus de la température ambiante. De telles distributions de température, en plus de leurs positions relatives et des surfaces relatives pour les flux de chaleur correspondants, impliquent que le transfert de chaleur est presque unidimensionnel, c'est-à-dire qu'une partie de la chaleur générée est transférée à l'écoulement par transfert de chaleur par convection et le reste, la perte de chaleur, est principalement transférée par conduction à travers la couverture thermique, ce qui donne

$$q_{conv} = q_f - q_L \quad (66)$$

où  $q_L$  est la chaleur perdue par conduction de la cellule vers la couverture thermique, donnée par

$$q_L = \frac{T_{(1-S)} - T_{(5-I)}}{R_{tb}} \quad (67)$$

$T_{(1-S)}$  et  $T_{(5-I)}$  sont les températures mesurées par les thermocouples (1-S) et (5-I), et  $R_{tb}$  est la résistance thermique entre la couverture thermique et la cellule chauffante, donnée par

$$R_{tb} = \frac{L_{tb}}{k_{tb} A_{tb}} \quad (68)$$

où  $k_{tb} = 0,04 \text{ W/mK}$ , est la conductivité thermique de la couverture thermique,  $A_{tb} = 0,0004 \text{ m}^2$ , est la surface de contact entre la cellule chauffée et la couverture thermique et  $L_{tb} = 15 \text{ mm}$  est la distance entre la surface inférieure de la cellule et le thermocouple (1-S) à travers la couverture thermique.

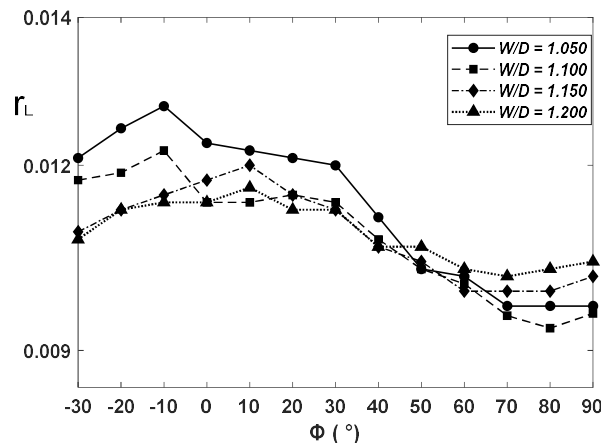
D'autre part,  $R_{conv}$  est la résistance thermique entre la cellule chauffée et l'écoulement d'air. Elle est donnée par

$$R_{conv} = \frac{1}{hA_C} \quad (69)$$

En combinant les Equations (64) à (69), on obtient l'expression du coefficient de transfert thermique convectif en fonction des températures mesurées et de la génération de chaleur

$$h = \frac{q_f}{A_C (T_{1-S} - T_\infty)} \left( 1 - \left[ \frac{k_{ib} A_{ib} (T_{1-S} - T_{5-I})}{q_f L_{ib}} \right] \right) = \frac{q_f}{A_C (T_{1-S} - T_\infty)} (1 - r_L) \quad (70)$$

Le terme entre crochets représente la fraction de la chaleur générée qui est perdue par conduction, et qu'on a notée,  $r_L$ . Une évaluation de ce terme pour l'ensemble des mesures effectuées (Figure 57) montre que sa variation avec la position angulaire, pour tous les  $W/D$  étudiés, est comprise entre 0,98 % et 1,28 % avec une valeur moyenne d'environ 1,1 % de  $q_f$ . Ce terme est beaucoup plus petit que l'incertitude associée à la mesure du transfert de chaleur par convection (estimée à 20%). De plus, la variation estimée de  $r_L$  étant négligeable, on peut supposer que les pertes représentent un pourcentage constant de la puissance générée. Cela implique qu'il n'est pas nécessaire de corriger  $\Delta Nu_{(\phi)}$  pour les pertes, puisque les valeurs moyennes et locales sont affectées de la même manière.



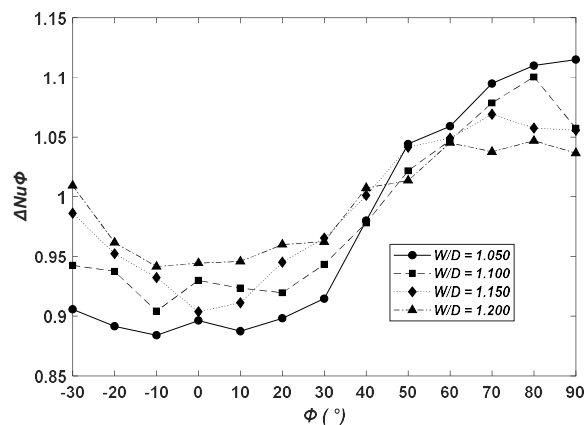
**Figure 57 :** Estimations du taux de perte de chaleur,  $r_L$ , pour tous les points mesurés.

## 2.2. Résultats et discussion

La Figure 58 présente les distributions du coefficient de transfert de chaleur convectif sous forme de Nusselt normalisé,  $\Delta Nu_{(\phi)}$  (Equation 65). Afin de vérifier la symétrie de l'écoulement et du transfert de chaleur, les mesures ont été faites sur des angles négatifs (sous-canal opposé). Les distributions de Nusselt sont fondamentalement symétriques sur l'intervalle  $[-30^\circ, 30^\circ]$ , pour tous les rapports  $W/D$  étudiés (Figure 58). Les distributions sont en bon accord avec les calculs effectués par Chang et Tavoularis (2007 et 2008), malgré la différence du nombre de Reynolds et la différence entre les rapports d'aspect du canal rectangulaire entre leurs simulations et le présent travail.

Le nombre de Nusselt est le plus faible au voisinage du gap et augmente avec la position angulaire,  $\phi$ , c'est-à-dire vers la région d'écoulement la plus large. Il convient également de

noter que la valeur minimale ne se produit pas au centre du gap mais très près de celui-ci. Par exemple, pour  $W/D = 1,05$  et  $1,15$ , la position des minima était d'environ  $\phi = 10^\circ$  (également à  $-10^\circ$ ). Cette valeur minimale de Nusselt augmente avec la largeur du gap. En fait, à mesure que le gap étroit s'élargit, le nombre de Reynolds local augmente également (Groeneveld, 1973, Krauss et Meyer, 1998 et Chang et Tavoularis, 2008), ce qui améliore le transfert de chaleur, et donc augmente le transfert de chaleur convectif local. Le fait que le minimum ne se trouve pas en face de la région la plus étroite de la géométrie ne peut pas être expliqué par la diffusion turbulente. Cependant, il correspond au modèle de tourbillons contrarotatifs alternés de part et d'autre du centre du gap et qui engendreraient les plus faibles vitesses axiales (induites par la superposition de la vitesse de convection et la vitesse de circulation du tourbillon) à des positions décalées du centre du gap.



**Figure 58 :** Distributions du nombre de Nusselt autour de la tige pour différents  $W/D$ .

Il est clair dans la Figure 58 que les positions des maxima se situent autour de  $\phi = 80^\circ$ . Chang et Tavoularis (2008) ont trouvé un comportement similaire dans leurs résultats numériques pour une tige unique suspendue dans un canal rectangulaire. Ils ont également observé que les températures les plus basses se produisent loin du gap, dans les mêmes régions où le nombre de Nusselt est maximal. Cette augmentation de la température de la paroi vers les zones d'écoulement ouvert a également été signalée par Meyer (1994), Krauss et Rehme, (1996 et 1998), et Tzanos et Popov (2013). Cela peut être facilement expliqué par les distributions de vitesse d'écoulement. En fait, les vitesses axiales maximales coïncident avec les positions angulaires où les nombres de Nusselt sont les plus élevés (Kayser, 2022).

Groeneveld (1973), Guellouz et Tavoularis (1992) et Guellouz (1998) ont présenté leurs propres mesures et/ou une compilation de mesures du facteur  $J$  défini par

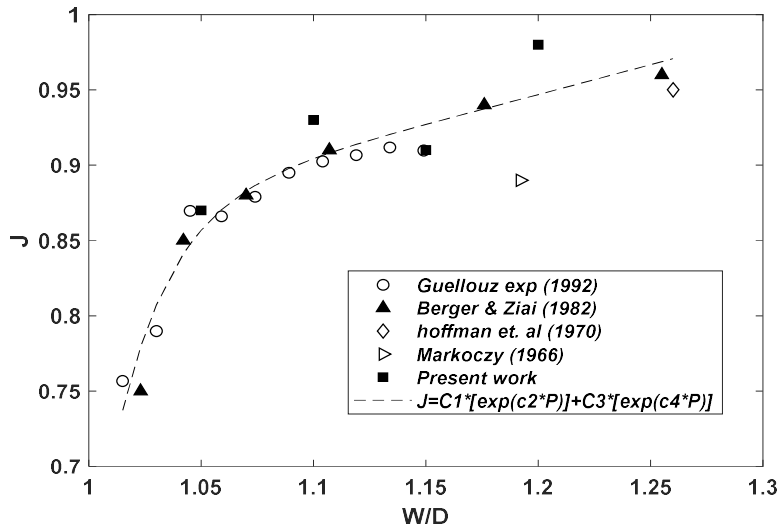
$$J = \frac{h_{\min}}{h_{\text{bundle}}} \quad (71)$$

où  $h_{\min}$  est le coefficient de transfert de chaleur minimum autour de la surface de la tige. Le facteur  $J$ , obtenu à partir des mesures actuelles, est présenté à la Figure 59, avec les données de Guellouz et Tavoularis (1992), Markoczy (1966), Hoffman et al., (1970) et Berger & Ziai (1982). On peut voir sur la Figure 59 que les valeurs de  $J$ , mesurées dans notre étude, sont en bon accord avec les données publiées antérieurement. De plus, suivant l'approche de Guellouz

(1998), tous ces points de données, y compris les mesures actuelles, ont été lissés par une fonction exponentielle de  $\delta/D = W/D - 1$ . Comme le montre la Figure 59, la fonction exponentielle suivante, avec  $R^2 = 0,90$ , est une bonne représentation de tous les points de données

$$J = C1 e^{C2.(W/D-1)} + C3 e^{C4.(W/D-1)} \quad (72)$$

Les coefficients de la fonction sont :  $C1 = 0,8718$  ;  $C2 = -0,4133$  ;  $C3 = -0,2596$  et  $C4 = -41,2$ .



**Figure 59 :** La variation de  $J$  en fonction de  $W/D$ .

Ce qui est remarquable dans la variation de la Figure 59, c'est que le facteur  $J$  reste relativement élevé même pour des gaps assez étroits. Au fait, la valeur de  $J$  reste supérieure à 0,85 et ne décline substantiellement que pour des gaps dont  $W/D < 1,05$ . Ceci suggère la présence d'un mécanisme de transport qui compense pour la diminution du transfert de chaleur, causée par la réduction de la section d'écoulement, lorsque la hauteur du gap diminue. Les évidences de la littérature pointent vers les structures cohérentes qui sont capables de transporter la chaleur beaucoup plus efficacement que la diffusion turbulente. De plus, il a été démontré (voir par exemple Guellouz et Tavoularis, 2000b) que la force des tourbillons correspondant à ces structures croît lorsque la hauteur du gap diminue.

Dans ce travail, nous avons aussi mesuré la contrainte de cisaillement à la paroi autour de la tige et employé l'analogie de Reynolds-Colburn entre le transfert de chaleur et le transport turbulent de la quantité de mouvement. Nous avons trouvé que l'utilisation de la vitesse locale donne une meilleure représentativité des données que l'utilisation de la vitesse débitante de tout le canal. Cependant, les valeurs de la pente et de l'ordonnée à l'origine dans ces courbes sont différentes de celles de l'analogie pour la plaque plane qui stipule qu'elles devraient être respectivement de 1,0 et 0,0. Néanmoins, ce résultat est important car la connaissance (mesure) du coefficient de frottement local est obtenue plus facilement par rapport au transfert de chaleur convectif local. Une fois qu'un ajustement fiable est utilisé, le transfert de chaleur convectif local peut être facilement calculé à partir des mesures ou simulations du coefficient de frottement. Ces résultats nécessitent un examen approfondi et des améliorations, en particulier compte tenu de la présence de structures cohérentes à grande



échelle et de leurs effets respectifs sur les coefficients de frottement et de transfert de chaleur.

### 3. Conclusions

Des mesures synchronisées de la contrainte de cisaillement à la paroi et de la vitesse dans la région du gap de l'écoulement axial dans un canal rectangulaire, d'aspect de forme  $2D \times 3D$ , contenant une tige cylindrique ont été effectuées pour différentes tailles du gap. Les profils du coefficient de frottement moyen et la moyenne quadratique de ses fluctuations montrent l'influence de la tige sur la contrainte de cisaillement à la paroi, qui devient de plus en plus importante à mesure que la hauteur du gap diminue. L'analyse spectrale et les fonctions de corrélation croisée vitesse-contrainte de cisaillement à la paroi ont confirmé la présence de structures cohérentes dans la région du gap et ont démontré leur importante influence sur la contrainte de cisaillement à la paroi dans la région du gap. Cette influence est évidente dans la composante cohérente de la contrainte, obtenue par la technique VITA d'échantillonnage conditionné. En effet, il a été montré que l'amplitude crête à crête de la contrainte cohérente correspond à environ 10 % de la moyenne locale et atteint 77 % de la moyenne quadratique locale des fluctuations.

Nous avons aussi étudié expérimentalement le transfert de chaleur par convection dans un écoulement turbulent (nombre de Reynolds autour de  $4,5 \times 10^4$ ) autour d'une tige suspendue dans un canal rectangulaire, d'aspect de forme, d'aspect de forme  $1,5D \times 2D$ . La largeur du gap, c'est-à-dire l'espace tige-paroi, a été varié pour donner  $W/D = 1,050, 1,100, 1,150$  et  $1,200$ . La tige est équipée d'une cellule chauffée locale dont la position angulaire peut être variée pour obtenir le coefficient local de transfert de chaleur autour de la surface de la tige.

Les distributions locales du nombre de Nusselt autour de la surface de la tige étaient en bon accord avec les distributions trouvées dans la littérature. La valeur la plus basse du coefficient de transfert de chaleur ne se produit pas exactement au milieu du gap, mais légèrement à l'écart. Au fur et à mesure que  $W/D$  augmente, c'est-à-dire que le gap devient plus large, la position de la valeur minimale du coefficient de transfert de chaleur convectif local se rapproche de plus en plus du centre du gap. Cette position angulaire, correspondant à la valeur minimale de la convection, s'explique par la présence de structures cohérentes dans la région du gap et en est le résultat.

Cette observation est confirmée par l'évaluation de l'analogie de Reynolds-Colburn pour différentes positions autour de la tige. Le fait qu'une meilleure relation linéaire a été trouvée entre le nombre de Stanton et le coefficient de frottement lorsqu'une vitesse locale est utilisée comme échelle de vitesse au lieu de l'échelle globale, suggère que le processus de transfert de chaleur est régi, principalement, par les paramètres locaux.

L'implication de ces résultats est que, pour prédire avec précision la variation de la contrainte de cisaillement à la paroi et le coefficient de transfert de chaleur dans les canaux complexes,

il est nécessaire de bien tenir compte de la présence de structures cohérentes dans ces écoulements.

# Conclusion de la première partie

Les études expérimentales et numériques sur les origines des structures cohérentes qui se forment dans les canaux complexes ont démontré la formation de ces structures même dans les écoulements laminaires et pour des canaux aussi divers que des ailettes, des plaines inondables ou des canaux comprenant une fente. On peut en déduire qu'il s'agit du même phénomène physique dans tous les cas. Ces structures résultent d'une instabilité du profil particulier de vitesse dans la région du gap. Elles représentent un phénomène local et sont bien caractérisées par des paramètres géométriques et dynamiques locaux. Dans ce contexte, l'analyse des résultats des études de stabilité expérimentale et numérique se poursuit. De même, nous avons une thèse en cours, employant la modélisation URANS pour l'étude de l'écoulement turbulent entre deux ailettes.

Un résultat secondaire de ce travail est le développement d'une méthode simple à mettre en œuvre, beaucoup plus rapide et nécessitant beaucoup moins (ordres de grandeur) de mémoire que les méthodes de solution conventionnelles pour les écoulements laminaires établi dans n'importe quelle conduite.

# **Deuxième Partie :**

## **Recherche appliquée en**

### **énergétique**

# Introduction

La deuxième partie de ce rapport est consacrée aux travaux de recherche appliquée en énergétique. Mes activités sur ce volet comprennent des projets aussi divers que l'intégration du stockage de l'énergie dans le système de l'éolienne pour contribuer à la stabilisation du réseau, les mesures de l'albédo et l'étude de ces effets sur la consommation énergétique des bâtiments, la caractérisation thermophysique des isolants utilisés dans le bâtiment en Tunisie, la faisabilité en Tunisie de la climatisation et du chauffage par la géothermie de surface, la conception de dispositifs de captage des différentes émanations produites dans l'industrie du bois, et les écoulements dans les artères munies d'un stent (voir la liste des projets à l'Annexe 1 et la liste des mastères encadrés à l'Annexe 3). Cependant, par souci de concision, je me contente de présenter ici deux programmes de recherche. Les rapports finaux des autres projets sont disponibles dans le CD accompagnant ce rapport.

Les deux exemples de programmes de recherche, que j'ai initiés et pilotés, considèrent l'optimisation et la viabilité économique des centrales électriques à cheminée solaire (SCPP) et la conception et la construction de séchoirs solaires.

Dans le premier programme (chapitre 1), on s'est penché sur la faisabilité et l'opportunité d'installer des centrales SCPP en Tunisie. La démarche était comme suit. On a étudié la performance d'une centrale générique dans différentes régions du pays afin de sélectionner la localité, qui offre la meilleure performance énergétique, pour la suite du travail. Ce dernier était, dans un premier temps, une conception optimisée de la SCPP, à l'aide de la CFD<sup>17</sup>, en tenant compte de l'effet des paramètres géométriques sur le coût d'investissement de la construction SCPP. Dans un deuxième temps, des analyses économique et environnementale, basée sur le coût actualisé de l'électricité pour cette configuration SCPP optimisée.

Le second chapitre est dédié au programme de conception et développement de séchoirs solaires qui a abouti à la construction de deux prototypes, un pour le séchage des tomates et l'autre pour le traitement phytosanitaire du bois. Là aussi, l'optimisation a été obtenue par simulation numérique dynamique de tout le système, c'est à dire cellule de séchage, unité de traitement d'air et installation solaire avec stockage thermique.

---

<sup>17</sup> Cette approche de conception assistée par la CFD est une approche que je préconise et que j'ai employé dans d'autres projets. Elle a été l'objet d'un chapitre de livre que j'ai co-écrit (voir Guellouz et al, 2023).

# Chapitre 1 : Etudes des centrales solaires à cheminée<sup>18</sup>

## Introduction

Les changements climatiques constituent les plus grands défis auxquels fait face l'humanité en ce siècle, en raison de leurs effets néfastes sur l'écosystème terrestre, les activités humaines et l'économie mondiale (UNFCCC, 2019). L'énergie et les changements climatiques sont intrinsèquement liés car la façon dont nous produisons l'énergie détermine ses impacts environnementaux nocifs. Parallèlement à l'amélioration de l'efficacité à toutes les étapes de la chaîne de production de l'énergie, l'utilisation des énergies renouvelables est devenue la principale solution pour réduire la dépendance aux combustibles fossiles tout en répondant à la demande énergétique mondiale croissante. La clé du succès de cette solution est d'améliorer la technologie et de la rendre plus accessible.

La centrale solaire à cheminée (en anglais, Solar Chimney Power Plant, SCPP) est une centrale à basse température utilisant le rayonnement solaire pour produire de l'électricité. Contrairement aux autres centrales de production d'énergie solaire thermique, elle ne nécessite pas d'eau pour son fonctionnement. Par conséquent, c'est une technologie appropriée pour les zones désertiques où l'eau est rare alors que le terrain est disponible et que le rayonnement solaire annuel et la durée d'ensoleillement sont importants. Elle a également l'avantage d'employer des technologies relativement simples et fiables qui sont accessibles aux pays en développement. Dans la SCPP (Figure 1), le soleil réchauffe l'air dans un collecteur circulaire, semblable à une serre. Ce qui crée, par la poussée d'Archimède, un courant d'air chaud ascendant dans la cheminée placée au centre du collecteur. Ce flux d'air entraîne une turbine, placée à la base de la cheminée, qui, à son tour, entraîne un générateur pour produire de l'électricité.

Le système de centrale solaire à cheminée a été proposé pour la première fois à la fin des années 1970 et testé avec un prototype à Manzanares en Espagne au début des années 1980. La puissance produite par cette centrale était d'environ 50 kW. Des projets plus importants sont prévus en Australie, en Chine et en Espagne.

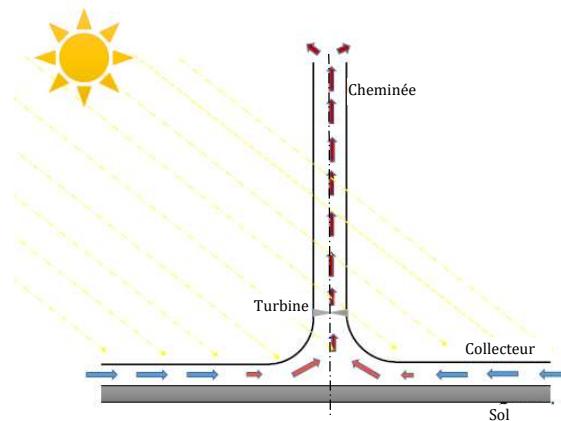
Des niveaux élevés de rayonnement solaire direct et de vastes terres disponibles dans le désert tunisien sont des facteurs majeurs pour encourager le développement de centrales solaires pour la production d'énergie thermique et électrique. Parmi celles-ci, la SCPP est assez attractive, pour ses avantages discutés ci-haut.

Afin d'identifier les régions les plus propices à l'installation de SCPP en Tunisie, l'étude de performance et de faisabilité de la SCPP dans 10 régions de Tunisie a été réalisée pour un système avec les mêmes paramètres géométriques que le prototype de Manzanares. Ensuite, deux études détaillées, distinctes mais qui se suivent ont été conduites pour une SCPP édifée dans la localité offrant le meilleur

---

<sup>18</sup> Ce travail faisait partie du doctorat de Dr F. Attig Bahar (2020) et a donné lieu à trois publications (voir annexe 2, publications dans les journaux : 4. Attig Bahar, Guellouz, Sahraoui et Kaddeche, 2021, 9. Attig Bahar, Sahraoui, Guellouz et Kaddeche, 2019, 11. Attig Bahar, Guellouz, Sahraoui et Kaddeche, 2014)

potentiel. Pour cela, une approche en deux étapes a été proposée : premièrement, une nouvelle méthodologie pour l'optimisation des paramètres géométriques d'une centrale solaire à cheminée (SCPP) de 1 MW, tels que la hauteur et le rayon de la cheminée et la surface du collecteur pour des valeurs fixes de la hauteur du collecteur ; et deuxièmement, la présentation d'une analyse technico-économique complète de la SCPP optimisée de 1MW. La première étape, implique une conception optimisée, à l'aide de la CFD, en tenant compte de l'effet des paramètres géométriques sur le coût d'investissement de la construction SCPP. Dans la deuxième étape, l'analyse économique est basée sur le coût actualisé de l'électricité (LCOE : Levelized Cost Of Electricity) pour la configuration SCPP optimisée de 1 MW. La rentabilité de la SCPP est discutée et son LCOE est comparé au LCOE d'une installation PV équivalente. Enfin, une analyse environnementale est présentée.



**Figure 1** : Schéma de principe de la centrale solaire à cheminée, SCPP (adaptée de Attig Bahar et al, 2019).

Dans le même programme de recherche, une investigation des effets de l'incorporation d'un système de stockage thermique dans la SCPP à l'aide d'un code 2D basé sur la méthode des volumes finis et développé pour la circonstance a été aussi conduite et publiée (voir Attig Bahar et al, 2019). Cependant, elle ne sera pas présentée ici.

Les recommandations pour le déploiement des SCPP en Tunisie et les perspectives de développements technologiques à apporter à ces centrales sont formulés.

## 1. Etude bibliographique des centrales solaires à cheminée

Le concept de centrale solaire à cheminée a été proposé à la fin des années 1970 et testé avec un prototype à Manzanares en Espagne au début des années 1980. Ce prototype a été construit avec une cheminée de 195 m de haut et 10 m de diamètre, entourée d'un collecteur de 240 m de diamètre (Haaf et al, 1983, et Haaf, 1984).

Étant donné que la construction de prototypes est assez coûteuse et que la construction de modèles à petite échelle avec la similitude appropriée est complexe, le nombre d'études consacrées à la prédiction des performances du SCPP, basées sur des simulations numériques et des méthodes analytiques, a augmenté, surtout depuis la construction du prototype de Manzanares. De nombreuses études de modélisation sont décrites par Ming et al (2006). Guo et al. (2019) ont présenté une revue complète de la littérature sur la SCPP, basée sur plus de 160 études réalisées au cours des 30 dernières

années, et ont analysé les nouvelles avancées scientifiques et les défis pour la commercialisation de la technologie SCPP. L'étude a conclu que des efforts supplémentaires devraient être consacrés au développement de projets de chaîne complète à partir de l'analyse des coûts, en passant par la prévision des performances, la conception optimale, la centrale pilote à petite échelle, l'analyse d'échelle jusqu'à l'application commerciale. De même Cuce et al (2022), ont présenté une revue complète des centrales solaires à cheminée (SCPP). Ils ont évalué les aspects de conception et les aspects théoriques, les résultats numériques, expérimentaux et de performance des travaux précédents de manière holistique et concise. Ils ont abordé également en détail les différentes stratégies d'optimisation, les avantages, les inconvénients et les limites des SCPP. Ils ont passé en revue les aspects de stockage d'énergie et les conceptions de systèmes hybrides.

On peut citer parmi les études numériques et analytiques, celles de Ming et al. (2008), Attit et Chitsomboon (2009, 2013), Mohammad (2013), Hermann et al (2013), Peng-hua et al (2014), Dhahri et al (2014) et Pasumarthi et Sherif (1998). Ces derniers ont étudié, à l'aide d'un modèle mathématique, les effets de la température de l'air et de la vitesse de l'air sur la puissance de sortie d'une SCPP. Bernardes et al. (2003) ont proposé un modèle analytique et numérique complet pour étudier les effets des conditions météorologiques ambiantes et des dimensions géométriques sur les performances du SCPP. Nizetic et Klarin (2010) ont présenté un modèle analytique pour évaluer le taux de chute de pression optimal à travers la turbine dans une SCPP. Das et Chandramohan (2019) ont utilisé un modèle numérique pour un SCPP à petite échelle pour étudier l'influence des paramètres géométriques tels que la hauteur de la cheminée, le diamètre de la plaque absorbante et l'inclinaison du collecteur. Karimipour-Fard et Beheshti (2017) ont d'abord utilisé un modèle numérique instationnaire pour étudier les performances de la SCPP dans la province iranienne de l'Ispahan dans des conditions météorologiques réelles et, ont utilisé par la suite un modèle numérique pour effectuer une analyse thermodynamique de la SCPP et comparer les différents types de systèmes de stockage d'énergie thermique. Des modèles mathématiques ont été développés par Ming et al (2008) pour le capteur solaire, la cheminée et la couche de stockage d'énergie pour analyser l'effet du rayonnement solaire sur les caractéristiques de stockage de chaleur du SCPP. Sangi et al (2011) ont réalisé une étude numérique axisymétrique bidimensionnelle en utilisant le modèle turbulent  $k-\epsilon$  et ont étudié les effets de l'insolation solaire et des paramètres géométriques sur les performances de la SCPP. Ils ont montré que la température et la vitesse du fluide ascendant augmentent de manière significative avec l'augmentation de la hauteur de la cheminée, du rayon du capteur et de l'insolation solaire. Xu et al (2011) ont mené une étude numérique stationnaire axisymétrique bidimensionnelle en utilisant le modèle standard  $k-\epsilon$  RNG afin d'étudier les effets de l'irradiation solaire et de la chute de pression à travers la turbine sur la production d'énergie de la SCPP. Schlaich et al. (2005) ont montré la faisabilité de la transférabilité des données expérimentales du prototype de Manzanares aux grandes centrales (5, 30 et 100 MW).

Par ailleurs, plusieurs études de faisabilité de l'implantation de la SCPP dans des lieux adaptés ont été réalisées. Par exemple, Larbi et al (2010) ont étudié les performances des SCPP dans la région sud-ouest de l'Algérie et ont montré qu'une telle SCPP peut produire de 140 à 200 kW d'électricité sur un site comme Adrar avec une centrale ayant une hauteur de cheminée de 200 m et un diamètre de collecteur de 500 m. Asnaghi et Ladjvardi (2012) ont étudié, à travers des simulations numériques, les performances de la SCPP dans 12 régions iraniennes. Dans leur cas, la cheminée solaire a été conçue pour répondre à la demande électrique des villages hors réseau et pour être utilisée, en même temps, comme serre agricole. Gholmalizadeh et Mansouri (2013) ont développé un modèle analytique et numérique pour prédire les performances de la SCPP et ils ont proposé une conception avec une configuration « thermo-économique » optimale d'une centrale électrique à déployer à l'emplacement de Kerman. Mohammad (2011) a étudié les performances de la SCPP dans la région du golfe Persique



et a montré qu'une centrale avec une hauteur de cheminée de 500 m et un diamètre de toit de collecteur de 1000 m produirait au moins 8 MW de puissance. L'étude de faisabilité d'installer une SCPP dans le nord de Chypre (Okoye et Ugur, 2014) a montré que le coût d'investissement de la SCPP, sa capacité et la hauteur de la cheminée sont autant de paramètres critiques pour évaluer la viabilité du projet. Ils ont montré que la production annuelle d'énergie électrique d'une centrale SCPP de 30 MW, installée au nord de Chypre, peut être de 94,5 GWh par an, ce qui peut couvrir les besoins annuels en électricité de plus de 22 128 logements.

Une SCPP ne doit pas être conçue dans le seul objectif de maximiser l'efficacité et la puissance électrique, mais les dimensions de la structure de la cheminée et du toit de la serre doivent être sélectionnées pour avoir une production d'énergie optimale avec des coûts de construction minimaux (Al-Kayiem et Aja, 2016). Plusieurs chercheurs ont travaillé sur des modèles de coût des SCPP. Par exemple, Schlaich (1995) et Schlaich et al (2005) ont présenté les coûts estimés des composants SCPP pour différentes tailles de centrales (5, 30, 100 et 200 MW) et évalué le coût actualisé de l'électricité (LCOE, Levelised Cost of Electricity en anglais) pour différents taux d'intérêt et différentes durées d'amortissement. Fluri et al (2009) ont présenté un modèle de coût de la SCPP incluant l'impact des crédits carbone sur son LCOE et ont comparé leurs résultats avec d'autres modèles de coût de la SCPP. Okoye et al (2016) ont établi un modèle théorique pour la production de puissance et les calculs du LCOE, qui tient compte des effets du rayonnement solaire saisonnier, de la température ambiante et de la puissance de sortie, mais ne prend pas en compte les prévisions d'émissions de carbone évitées. Dans une étude ultérieure, Okoye et Taylan (2017) ont étudié les performances d'une centrale solaire à cheminée d'un rayon de collecteur de 300 m et d'une hauteur de cheminée de 150 m et ont montré que la centrale électrique peut produire une puissance moyenne variant entre 154 et 181 kW dans une journée typique au Nigéria. De plus, pour une durée de vie de 40 ans, le LCOE estimé est compris entre 0,216 €/kWh et 0,254 €/kWh.

Il est important de mentionner que le système de stockage d'énergie d'une SCPP est une partie importante de la centrale électrique car il permet au système de fonctionner plusieurs heures après le coucher du soleil et pendant les jours nuageux. Cependant, un nombre limité d'études ont traité du stockage dans la SCPP et ont montré son effet sur la production d'électricité de la SCPP à l'aide de simulations numériques. Par exemple, Pastohr et al (2004) et Ming et al (2006 et 2008) ont analysé les caractéristiques du transfert de chaleur de la centrale couplée à une couche de stockage dans le sol. Le modèle des derniers a montré que le rayonnement solaire absorbé et stocké par un système de gravier, ayant une diffusivité thermique  $\alpha = 9,06 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$  et une porosité de la couche de stockage  $\epsilon = 0,6$ , est légèrement plus importante que celle du sol ayant une diffusivité thermique  $\alpha = 2,02 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$  et une porosité de la couche de stockage  $\epsilon = 0,9$ . Ce modèle a également prédit la distribution de la température à la surface du sol, qui se sont avérées inférieures à celles données par Pastohr et al (2004) et plus proches des données expérimentales de Manzanares.

Schlaich et al (2005) ont discuté de la possibilité d'ajouter des tubes noirs remplis d'eau posés côte à côte sur le sol absorbant le rayonnement sous le collecteur. Leurs résultats ont montré que le stockage de la chaleur avec de l'eau fonctionne plus efficacement qu'avec le sol seul. Même à de faibles vitesses d'eau dans le tube résultant de la convection naturelle, le transfert de chaleur entre les parois du tube et l'eau est beaucoup plus élevé que celui entre la surface du sol et les couches de sol en dessous, car la capacité thermique de l'eau est environ cinq fois celle du sol.

## 2. Analyse CFD des performances des centrales solaires à cheminée dans différentes régions de la Tunisie

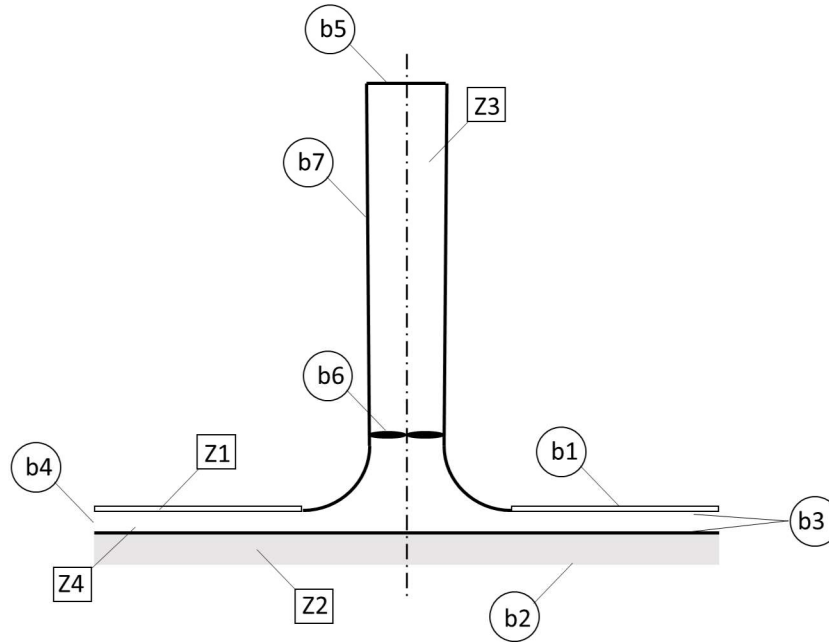
Dans le présent travail, les 10 subdivisions climatiques du pays [23] sont généralement adoptées pour les énergies renouvelables et les études de performance thermique des bâtiments. Dans ces régions, le rayonnement solaire annuel varie de 5700 à 6700 MJ/m<sup>2</sup>, le minimum se produisant dans les régions du nord-ouest et le maximum se produisant dans les régions du sud. La température ambiante annuelle moyenne se situe entre 19°C et 23,5°C et les heures d'ensoleillement sont supérieures à 2980 h par an. De plus amples détails concernant les données climatiques de ces régions sont présentés dans le tableau 1.

### 2.1. Modélisation CFD de la SCPP

Le calcul préliminaire a indiqué que le nombre de Rayleigh du système SCPP est supérieur à la valeur seuil critique de 109, ce qui signifie qu'un écoulement turbulent devrait se développer dans l'ensemble du système, sauf dans la région d'entrée du collecteur où l'écoulement est le plus lent. Les simulations ont été réalisées pour un modèle d'écoulement en régime permanent à l'aide du code CFD commercial à volumes finis ANSYS-Fluent qui résout les équations couplées de continuité, de quantité de mouvement et de conservation de l'énergie. Étant donné que l'écoulement turbulent à l'intérieur du système de la centrale électrique à cheminée est induit par les gradients de densité dus aux variations de température, le modèle de turbulence RNG k- $\epsilon$  incluant les effets de flottabilité (approximation de Boussinesq) est utilisé. Ce modèle traite la masse volumique comme une constante dans toutes les équations, sauf dans le terme de flottabilité (poussée d'Archimède) des équations de quantité de mouvement dans lequel il est supposé vérifier la relation suivante :  $(\rho - \rho_0)g \simeq \rho_0\beta(T_0 - T)g$  loi de Boussinesq ) où  $\rho_0$  est la masse volumique de l'air dans les conditions ambiantes  $T_0$  et  $\beta$  est le coefficient de dilatation thermique de l'air. L'algorithme « SIMPLE » a été sélectionné comme schéma de couplage pression-vitesse et les termes convectifs ont été discrétisés par un schéma « UPWIND » de premier ordre. Le « PRESTO ! » (PREssure STaggering Options) a été sélectionné pour le traitement du gradient de pression dans les équations de quantité de mouvement. Un maillage structuré a été adoptée et a été affinée de manière adaptative près des parois. Une étude de sensibilité du maillage a été aussi réalisée. Le modèle de charge solaire (solar load model) fourni par ANSYS-FLUENT a été adopté pour estimer la quantité de chaleur du rayonnement solaire. Celle-ci est modélisée à l'aide du vecteur de position du soleil et des paramètres d'éclairage pour le lieu et la période de l'année. Un tel modèle est une approche efficace et pratique pour appliquer les charges solaires comme sources de chaleur dans l'équation de l'énergie. Cependant, il ne peut être utilisé qu'avec des modèles 3D. Ainsi, des simulations 3D ont dû être réalisées alors même qu'un modèle 2D, en coordonnées cylindriques, aurait suffi à la géométrie et aux conditions aux limites du problème.

#### 2.1.1. Conditions aux limites

Afin d'analyser les performances de la SCPP en Tunisie, un système ayant les mêmes paramètres géométriques de la centrale de Manzanares est considéré. Le domaine de calcul est divisé en zones, comme suit, avec les conditions aux limites décrites ci-dessous (Figure 2)



**Figure 2** : Schéma de la centrale solaire à cheminée, SCPP, montrant les zones et les conditions aux limites pour les simulations numériques.

- Le collecteur (zone Z1) : Le matériau du toit est considéré transparent très fin. La condition aux limites mixte est utilisée pour le transfert de chaleur du couvercle du collecteur qui est obtenu par convection forcée et rayonnement thermique. Le coefficient de convection est calculé en fonction de la vitesse du vent pour la surface extérieure et de la vitesse du flux d'air pour la surface intérieure selon la corrélation de Pretorius et Kröger (2006), pour le transfert du toit du capteur vers l'environnement (condition b1),

$$h = 3.87 + 0.002 \left( \frac{V_w}{\rho \cdot C_p \cdot Pr^{2/3}} \right) \quad (1)$$

Les températures à la surface intérieure du collecteur et à la surface supérieure du sol (conditions b3) ont été déterminées à partir de la convection locale de l'écoulement d'air dans le collecteur en employant la condition « couplée » dans Fluent. La température du rayonnement externe est équivalente à la température du ciel (Asnaghi et Ladjevardi, 2012, et Mohammad, 2011), à savoir :

$$T_{ciel} = 0.0552 T_a^{1.5} \quad (2)$$

- Le sol (zone Z2) : on suppose que le sol absorbera tout le rayonnement solaire traversant le couvercle transparent du capteur, puis en transférera une partie à l'air à l'intérieur du capteur, perdant l'autre partie dans le sol par transfert de chaleur par conduction. La température de la surface du sol est calculée en supposant que la température du sol à une profondeur de 5 m est constante et égale à la température moyenne annuelle locale (condition b2), déterminée à partir des données météorologiques locales (Guellouz et Arfaoui, 2008). Les propriétés physiques du sol sont insérées comme paramètres dans le modèle CFD.

- La cheminée (zone Z3) : La perte de chaleur à travers la paroi de la cheminée vers l'air ambiant extérieur est supposée négligeable. Donc, la paroi de la cheminée est considérée adiabatique (condition b7).

- L'écoulement d'air (zone Z4) : Le transfert de chaleur fait intervenir deux modes : conduction et convection.

Les conditions aux limites d'entrée de pression, « pressure inlet » (condition b4), et de sortie de pression, « pressure outlet » (condition b5), sont considérées respectivement pour l'entrée du capteur et la sortie de la cheminée. La valeur de la pression et de la température aux limites d'entrée et de sortie sont fixées égales à la pression et à la température ambiantes.

La chute de pression à travers la turbine est déterminée à l'aide du modèle de chute de pression de Betz (condition b6). Ce modèle traite la turbine comme un disque infiniment mince, et par conséquent une configuration détaillée de la turbine n'est pas nécessaire. Selon ce modèle, le saut de pression à travers la turbine est donné par (Ming et al, 2006 et 2008)

$$\Delta p_t = -\frac{8 \rho_t V_t^2}{27} \quad (3)$$

où  $\rho_t$  est la masse volumique de l'air au niveau de la turbine et  $V_t$  est la vitesse moyenne à travers la turbine. L'efficacité de la turbine varie de 0,7 à 0,9 pour différentes configurations de turbine, comme indiqué par des études analytiques et expérimentales (Jing-yin, 2012). Dans la présente étude, le rendement de la turbine a été fixé à 0,7.

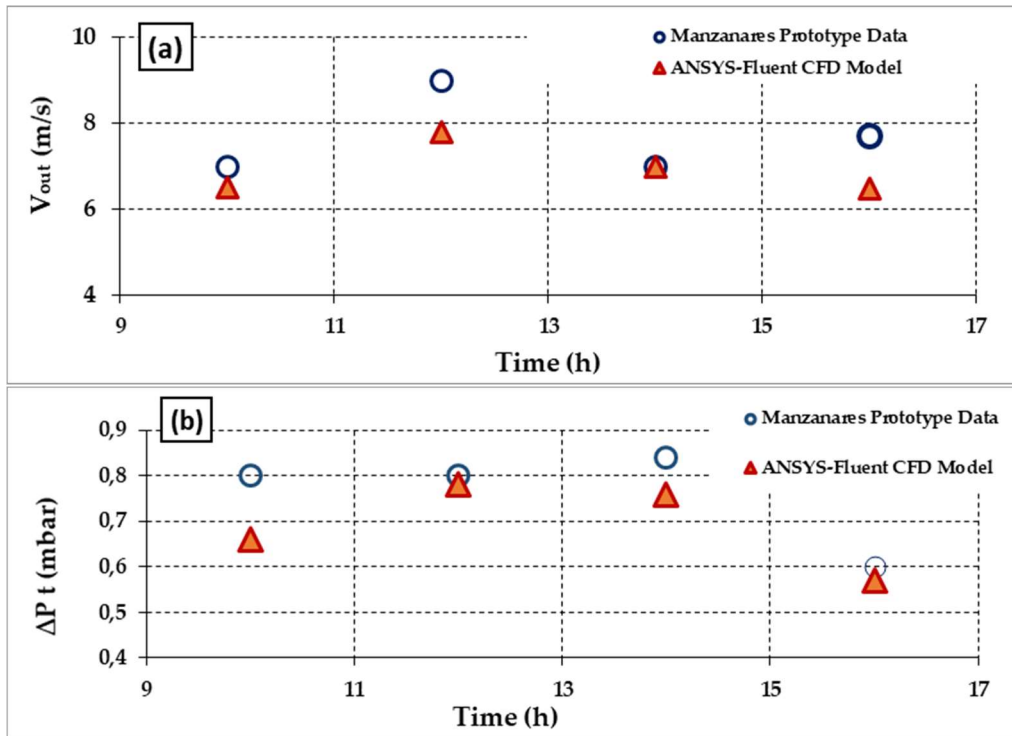
### 2.1.2. Validation

Le modèle et la méthode numériques ont été validés en utilisant les données expérimentales du prototype de Manzanares (Attit et al, 2013, et Pretorius et Kröger, 2006). En fait, comme le montre la Figure 3, un bon accord est obtenu entre les résultats numériques et les données expérimentales, compte tenu du fait que les conditions météorologiques ont été obtenues d'une base de données d'un site à proximité de la centrale et non pas à la centrale elle-même.

## 2.2. Résultats

Comme première étape dans l'étude de la performance des SCPP dans le contexte tunisien, nous avons considéré centrale de référence, géométriquement similaire à celle de Manzanare (cheminée de hauteur 195 m et de rayon 10 m, collecteur de rayon 122 m et de hauteur 1.85m), implantée dans 10 régions différentes du pays, dont les données sont présentées dans le Tableau 1. Le rayonnement solaire annuel des principales régions sélectionnées est supérieur à 5700 MJ/m<sup>2</sup>. La température ambiante annuelle moyenne se situe entre 19°C et 23,5°C.

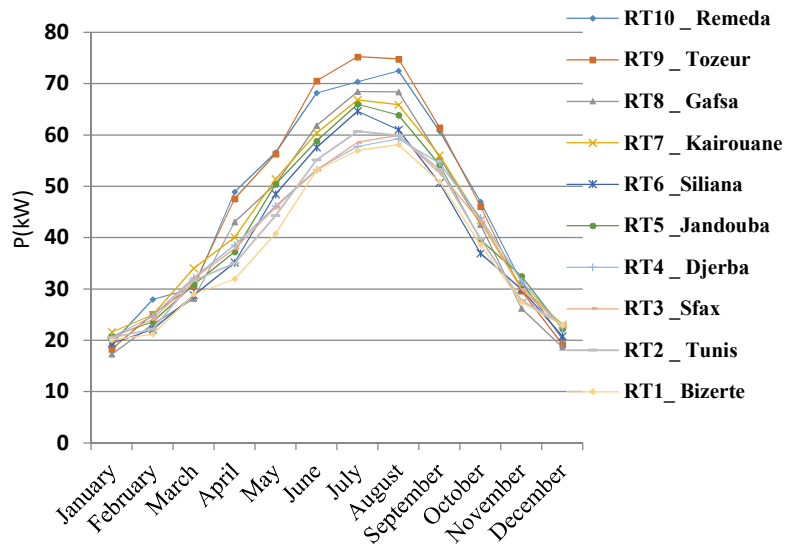
Les Figures 4 et 5 montrent, respectivement, la production d'électricité mensuelle et annuelle de la centrale de référence dans différentes régions. Comme prévu, le profil de la puissance de sortie est proportionnel aux profils de rayonnement solaire dans les régions considérées. La somme des résultats montre que la SCPP peut produire de 109 à 140 MWh/an dans les régions sélectionnées. On peut observer que la production de la SCPP dans les régions du sud est plus élevée que celle des autres régions de la Tunisie, ce qui s'explique par leurs rayonnements solaires annuels plus élevés et leurs durées d'ensoleillement plus longue. On y remarque aussi que Tozeur, suivie de Remada, a la plus grande production d'énergie par an de toutes les régions étudiées. Par conséquent, c'est la région qu'on va retenir pour l'optimisation de la conception et l'étude économique de la SCPP en Tunisie.



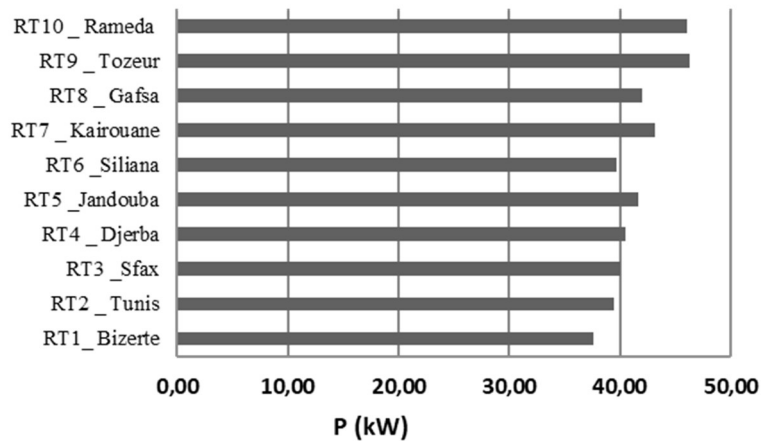
**Figure 3 :** Comparaison des valeurs calculées et expérimentales (a) de la chute de pression dans la turbine et (b) des vitesses de sortie, pour le 2 septembre 1989.

**Tableau 1 :** Rayonnement solaire global annuel et conditions atmosphériques de 10 régions sélectionnées en Tunisie (ANME, 2008).

Région	Longitude	Latitude	Moyenne annuelle de la température ambiante (°C)	Moyenne annuelle de la vitesse du vent (m/s)	Rayonnement solaire annuel (MJ/m <sup>2</sup> )	
Rt1	Bizerte	9°48'E	37°15'N	19.9	3.7	6168
Rt2	Tunis	10°14'E	36°50'N	20.6	4.3	6168
Rt3	Sfax	10°41'E	34°43'N	21.2	3.7	6782
Rt4	Djerba	10°46'E	33°52'N	21.8	3.3	6651
Rt5	Jendouba	8°48'E	36°29'N	20.5	2.5	5701
Rt6	Siliana	9°22'E	36°04'N	19.6	3.1	5701
Rt7	Kairouan	10°06'E	35°40'N	21.9	2.2	6691
Rt8	Gafsa	8°49'E	34°25'N	21.7	3.9	6732
Rt9	Tozeur	8°06'E	33°55'N	23.4	4.9	6733
Rt10	Remada	10°24'E	32°19'N	23.1	2.9	6732



**Figure 4 :** Variation mensuelle de la puissance électrique moyenne de la SCPP de référence dans différentes régions de Tunisie.



**Figure 5 :** Moyenne annuelle de la puissance électrique de la SCPP de référence dans différentes régions de Tunisie.

### 3. Analyse économique d'une SCPP de 1 MW à Tozeur

Dans cette étude, une approche en deux étapes a été employée : premièrement, une nouvelle méthodologie pour l'optimisation des paramètres géométriques d'une centrale solaire à cheminée (SCPP) de 1 MW, tels que la hauteur et le rayon de la cheminée et la surface du collecteur pour des valeurs fixes de la hauteur du collecteur ; et deuxièmement, la présentation d'une analyse technico-économique complète de la SCPP optimisée de 1MW à mettre en œuvre à Tozeur. La première étape a impliqué une conception optimisée CFD en tenant compte de l'effet des paramètres géométriques sur le coût d'investissement de la construction SCPP. Dans la deuxième étape, l'analyse économique était basée sur le coût actualisé de l'électricité (LCOE) pour la configuration SCPP optimisée de 1 MW.

La rentabilité de la SCPP est discutée et son LCOE est comparé au LCOE d'une installation PV équivalente. Enfin, une analyse environnementale est entreprise.

### 3.1. Méthodologie

#### 3.1.1. Conception de la SCPP de 1MW à Tozeur

La conception d'une centrale solaire à cheminée sur un site spécifique est entreprise en sélectionnant les dimensions de la tour de la cheminée et du toit du collecteur afin d'optimiser la production d'énergie en minimisant les coûts de construction (Al-Kayiem et Aja, 2016). Pour atteindre cet objectif, la configuration géométrique optimale de la SCPP de 1MW à Tozeur est obtenue en calculant les coûts de différentes configurations (plusieurs combinaisons des dimensions de la centrale sont itérées) pour fournir la puissance requise. Ensuite, la configuration correspondant au coût de construction minimal est sélectionnée.

Pour déterminer la configuration optimale de la centrale, une relation entre la puissance électrique produite et les paramètres géométriques de la SCPP est établie, sur la base de simulations numériques CFD, en calculant

$$P_{out} = \eta_{tur} \dot{Q} \Delta p = f(H_{ch}, R_{col}, R_{ch}) \text{ où} \quad (4)$$

$$\begin{cases} 125 \text{ m} < R_{col} < 550 \text{ m} ; \text{ pas de } 10 \text{ m} \\ 4 \text{ m} < R_{ch} < 20 \text{ m} ; \text{ pas de } 0,25 \text{ m} \\ 150 \text{ m} < H_{ch} < 500 \text{ m} ; \text{ pas de } 25 \text{ m} \end{cases}$$

et  $\eta_{tur}$ ,  $\Delta p$  and  $\dot{Q}$  sont respectivement le rendement de la turbine, le saut de pression à travers la turbine et le débit volumique de l'air. Les plages des paramètres géométriques, sur lesquelles les calculs ont été effectués, ont été sélectionnées dans le but de minimiser le temps de calcul.

Les simulations numériques ont été effectuées pour un écoulement permanent en utilisant le logiciel commercial de CFD ANSYS Fluent selon la méthodologie présentée plus haut. Les paramètres climatiques de juillet ont été utilisés dans cette étude, car juillet est le mois de conception. Cela donne une irradiation de 770 W/m<sup>2</sup> pour l'emplacement spécifique de Tozeur et une température ambiante de conception au niveau du sol de 305 K.

Une fois que les valeurs de la puissance de sortie ont été calculées pour la matrice des paramètres

géométriques de l'installation (Equation 4), les vecteurs  $T_i = \begin{pmatrix} H_{ch,i} \\ R_{ch,j} \\ R_{col,k} \end{pmatrix}$  pour lesquels la puissance

de sortie est égale à 1 MW sont extraits, ce qui donne la relation suivante

$$\text{Pour chaque } R_{ch,j} ; R_{col} = f_j(H_{ch}) \text{ pour } P_{out} = 1MW \quad (5)$$

La configuration optimale de la SCPP est obtenue pour le vecteur  $T_i$  qui a le coût de construction minimum.

#### 3.1.2. Modèle de coût de construction

Sans tenir compte du coût d'acquisition du terrain, le coût de construction de la centrale SCPP (Haaf et al, 1983) est calculé comme suit

$$Cost_{tot} = 2 a . \pi . H_{ch} . R_{ch} + b . \pi (R_{col}^2 - R_{ch}^2) + c \quad (6)$$

Où

$a$  : le coût de 1 m<sup>2</sup> de la structure de la cheminée en béton armé. Le coût par unité de surface des structures en béton dépend de la hauteur de la cheminée et de la durabilité attendue. Il est estimé à 1000 TND/m<sup>2</sup> pour des hauteurs de cheminée comprises entre 200 et 500 m (SCET-Tunisie).

$b$  : le coût d'un auvent de capteur en PVC de 1 m<sup>2</sup> est fixé à 20 TND /m<sup>2</sup> (SCET-Tunisie).

$c$  : la turbine et les autres coûts de construction sont généralement estimés à 10% du coût total de la cheminée et du collecteur (Okoye et Atikol, 2014). Les coûts des essais techniques correspondent à 15% du coût total de la centrale (Nizetic et al, 2008).

En combinant les Equations (5) et (6), le coût total de la centrale peut être exprimé comme suit :

$$Cost_{tot} = a . 2 \pi . H_{ch} . R_{ch} + b . \pi \{ [f(H_{ch})]^2 - R_{ch}^2 \} + c \quad (7)$$

### 3.1.3. Analyse économique de la SCPP optimisée

Après avoir déterminé les dimensions de la configuration optimisée de la centrale SCPP de 1MW, une analyse économique, basée sur le LCOE de la centrale conçue, est effectuée. Le LCOE est défini comme le coût par unité d'énergie électrique produite par un système pendant sa durée de vie. Le LCOE est une fonction du coût de construction, de la production annuelle moyenne d'énergie et de la durée de vie estimée de l'installation et peut être exprimé comme suit (Nizetic et al, 2008, et Santosh et Seabron, 2020)

$$LCOE = \frac{Cost_{inv}}{E_{ele,i} N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{(1 + r_{dis})^N . r_{dis}}{(1 + r_{dis})^N - 1} + r_b \right) \frac{1}{(1 + r_{inf})^i} \quad (8)$$

Où:

$Cost_{inv}$  coût total d'investissement (TND)

$E_{ele,i}$  la production annuelle d'énergie (kWh);

$N$  durée de vie de l'installation (années);

$r_{dis}$  le taux d'actualisation (% p.a.);

$r_{inf}$  le taux d'inflation (% p.a.);

$r_b$  le rapport entre le coût d'exploitation et de maintenance et le coût total d'investissement (% p.a.).

Le coût annuel d'exploitation et de maintenance est généralement défini comme une fraction,  $r_b$ , du coût total d'investissement,  $Cost_{inv}$ , de la centrale. Selon Nizetic et al (2008), elle s'élève



annuellement à 5,5% du coût total d'investissement. Dans la présente étude, on considère qu'il varie entre 5,5 % et 15 % par an.

Dans la présente analyse, une durée de vie de 40 ans est considérée pour la SCPP.

Le taux d'inflation est fixé à 6,0 % par an et les valeurs du taux d'intérêt utilisées varient entre 6,0 % et 10 % par an pour une période d'amortissement de 20 à 40 ans.

La puissance électrique, telle que définie dans l'Equation (4), est calculée par des simulations CFD où un modèle 3D ANSYS-Fluent de la centrale SCPP de 1 MW est considéré avec des données météorologiques réelles pour la région de Tozeur (Krarti et al, 2005). Pour ces calculs, la méthodologie décrite plus haut est employée.

## 3.2. Résultats

Comme indiquée ci-dessus, une conception optimisée par CFD de la SCPP de 1MW située à Tozeur est réalisée en premier. Ensuite, pour cette configuration optimisée de la centrale, une analyse économique est réalisée. Comme indiqué ci-dessus, la région de Tozeur située dans le sud de la Tunisie a été sélectionnée puisque, d'après les résultats de l'étude de la performance des SCPP dans différentes régions, elle offre la plus grande production d'énergie par SCPP en Tunisie.

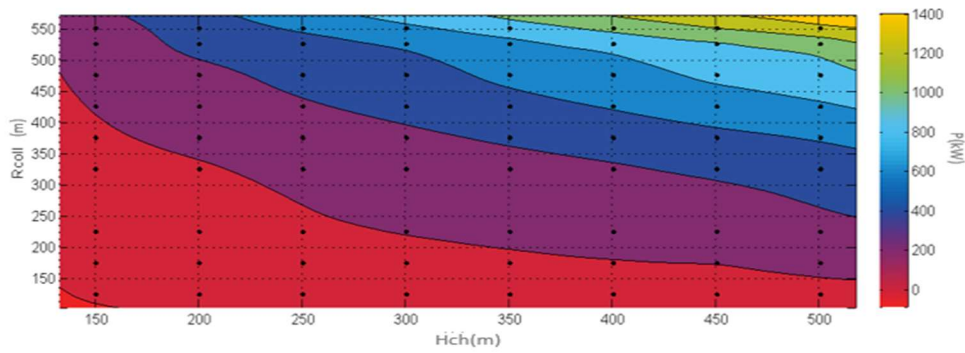
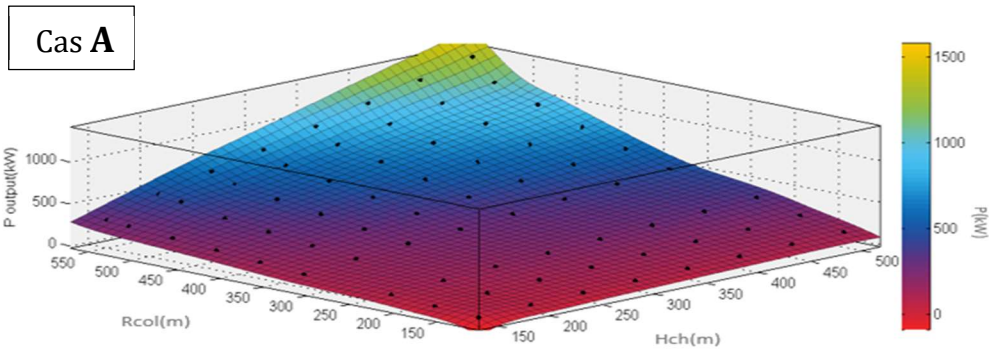
### 3.2.1. Conception d'une SCPP de 1MW optimisée pour Tozeur

D'après la littérature, le rayon du collecteur et la hauteur de la cheminée sont des paramètres géométriques très importants à prendre en compte dans l'évaluation de la performance de la centrale solaire (Haaf et al, 1983, Das et Chandramohan, 2019, Okoye et Atikol, 2014). Le rayon du capteur affecte grandement la quantité d'énergie solaire capturée par l'effet de serre de la centrale et donc la température de l'air dans la cheminée. La structure de la cheminée permet à l'air chauffé de s'élever en raison de sa faible densité par rapport à l'air extérieur environnant et une augmentation de la hauteur de la cheminée entraîne une augmentation de la force de flottaison. Ainsi, une augmentation de la hauteur de la cheminée et du rayon du collecteur augmenterait la puissance de sortie du système SCPP. Ceci est confirmé par les résultats de la simulation CFD pour le mois de juillet, le mois de conception de la présente étude (irradiation de 770 W/m<sup>2</sup> et une température ambiante de 305 K). Par exemple, la Figure 6 montre que la puissance électrique calculée pour le rayon du collecteur compris entre 125 m et 550 m ( $125 < R_{col} < 550$ ), les hauteurs de cheminée comprises entre 150 m et 500 m ( $150 < H_{ch} < 500$ ) et pour des rayons de cheminée respectifs  $R_{ch} = 5$  m (cas A) et 6,75 m (cas B). On peut voir que, pour les deux cas, la puissance de sortie est comprise entre 36,5 kW et 1,5 MW, avec une nette augmentation de cette valeur de puissance avec la hauteur de la cheminée et la surface du collecteur.

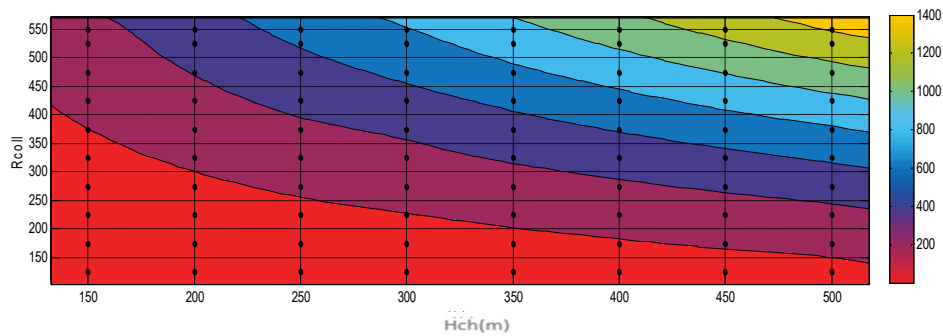
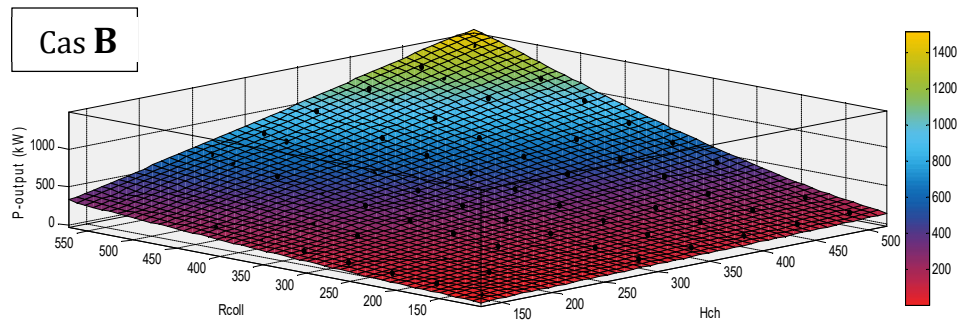
On peut également voir sur la Figure 6 qu'une valeur de puissance de sortie donnée peut être obtenue avec plusieurs combinaisons des paramètres géométriques de la centrale. En particulier, les paires de rayon de collecteur,  $R_{col}$ , et de hauteur de cheminée,  $H_{ch}$ , donnant une puissance de sortie de 1 MW ont été extraites (Figure 7) et leur relation, pour le cas  $R_{ch} = 5$  m, peut être exprimée de manière assez précise (avec une valeur R-carré de 99,1%) par le polynôme du second degré (courbe en pointillés) suivant

$$H_{ch} = \alpha R_{col}^2 + \beta R_{col} + \gamma \quad (9)$$

où  $\alpha = 0,0094$ ;  $\beta = -10,299$  et  $\gamma = 3189,7$



4



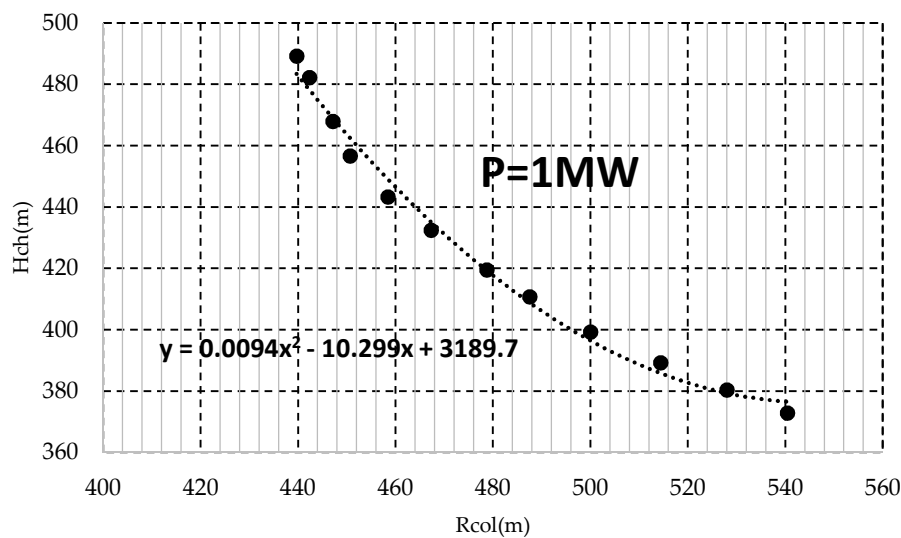
4

**Figure 6** : Puissance électrique produite par la SPP, en kW, pour  $125 < R_{col} < 550$  m et  $150 < H_{ch} < 500$  m et des valeurs fixes de  $R_{ch} = 5$  m (cas A) et  $R_{ch} = 6,75$  m (cas B).

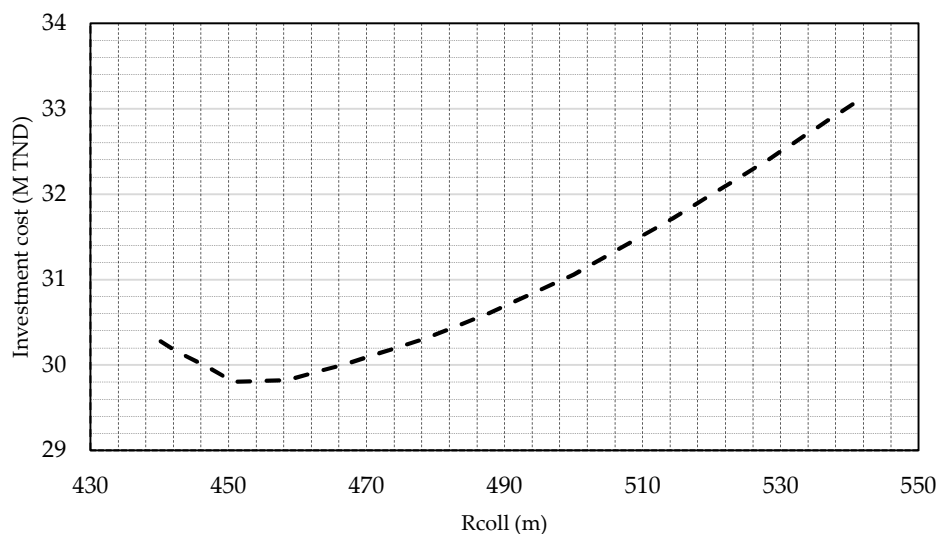
En combinant les équations (6) et (9), on obtient une relation entre le coût de construction de l'installation et le rayon du collecteur (Figure 8). La configuration optimisée correspondrait au coût d'investissement minimum. Ainsi, les valeurs optimales de  $R_{col}$  et  $H_{ch}$  peuvent être obtenues en résolvant

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{out} = 1MW \\ R_{col} = f_j(H_{ch}) \\ \frac{dcost}{dR_{col}} = 0 \end{array} \right\} \rightarrow R_{col}, H_{ch}, R_{ch} \quad (10)$$

La Figure 8 montre également que l'on obtient un rayon de collecteur optimal de 452 m et une hauteur de cheminée correspondante de 462 m pour une centrale électrique à cycle combiné de 1 MW installée à Tozeur, en Tunisie.



**Figure 7 :** Relation entre  $R_{col}$  et  $H_{ch}$  pour une puissance électrique de 1 MW et  $R_{ch} = 5$  m. La courbe en pointillés est le polynôme de l'Equation 9.

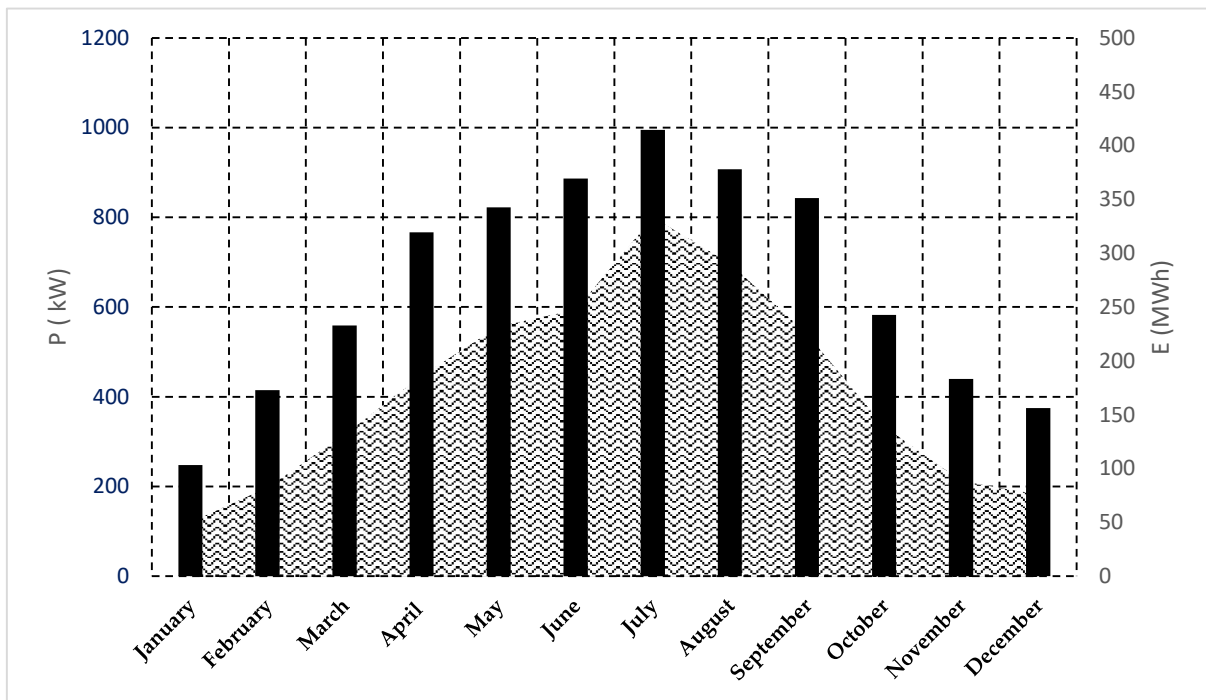


**Figure 8 :** Coût d'investissement d'une installation de 1MW (Million TND) en fonction du rayon du collecteur.

### 3.2.2. Coût actualisé de l'électricité (LCOE)

Afin d'examiner la viabilité économique de la centrale optimisée de 1MW, une analyse économique est réalisée à l'aide du calcul du LCOE de cette centrale et sa comparaison avec le LCOE d'autres moyens de production d'électricité, comme, par exemple, une installation PV de 1MW à Tozeur. Le LCOE étant le coût par unité d'énergie électrique produite par un système pendant sa durée de vie, il est fonction du coût de construction, de la production annuelle moyenne d'énergie et de la durée de vie estimée de l'installation. Pour calculer le LCOE de l'installation solaire, on détermine sa production annuelle d'énergie et son coût total d'investissement.

La Figure 9 présente les distributions mensuelles de la puissance électrique moyenne et la production d'énergie électrique de la SCPP (Figure 9), obtenues par des simulations CFD 3D de la centrale SCPP de 1MW en utilisant des données météorologiques réelles pour la région de Tozeur. La production annuelle d'énergie électrique est calculée à partir de ces distributions. Elle est comprise entre 250 kW pendant la saison hivernale (le mois de janvier) et 989 kW pendant la saison estivale (le mois de juillet) et l'énergie annuelle produite est d'environ 2,082 GWh pendant une année typique.

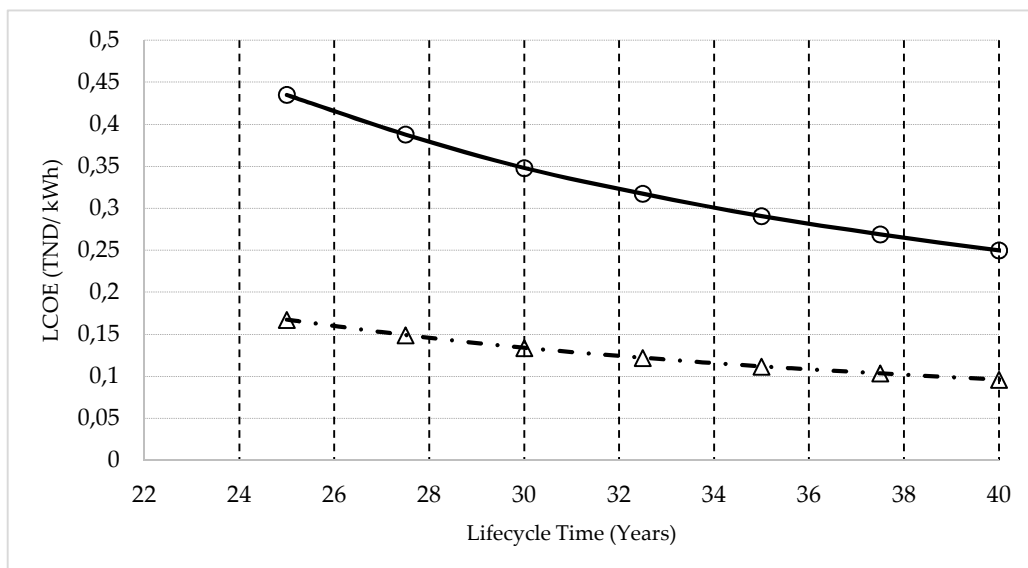


**Figure 9 :** Moyenne mensuelle de la puissance électrique SCPP (barres noires) et production mensuelle d'énergie électrique SCPP (courbe grise) à Tozeur pour une SCPP optimisée de 1 MW.

Comme expliqué ci-haut, l'investissement global comprend le coût du toit du collecteur, le coût de la structure de la cheminée, le coût de la turbine, le coût de l'ingénierie et les coûts divers tels que les tests, entre autres. Le coût de l'investissement initial nécessaire pour la structure de la centrale augmente lorsque la surface du collecteur et la hauteur de la cheminée augmentent (Equation 7).

Pour la configuration optimisée de la centrale SCPP de 1 MW, le coût de la cheminée dépasse de 13,5 % le coût du collecteur et représente 48,5 % du coût total estimé à environ 30 millions de TND (en septembre 2019, 1 TND=0,32 € et 0,36 USD), soit 30 TND par Watt installé.

Après avoir déterminé le coût d'investissement et la production énergétique annuelle moyenne, le LCOE (TND/kWh) est calculé pour différentes durées de vie supposées de l'installation. Ce calcul est présenté dans la Figure 10. A titre de comparaison, le LCOE d'une SCPP ayant les mêmes dimensions que le prototype de Manzanares ( $H_{ch} = 200$  m ;  $R_{col} = 125$  m et  $R_{ch} = 5$  m) mais implantée à Tozeur, est également présenté sur le même graphique. On peut observer que la taille de la centrale influence fortement son LCOE. En effet, le fait de doubler la hauteur de la cheminée réduit le LCOE d'un facteur proche de trois. Cependant, il faut souligner que les dimensions de Manzanares ne sont pas optimales pour l'emplacement de Tozeur. Par ailleurs, pour une durée de vie comprise entre 25 et 40 ans, le LCOE de la SCPP optimisée diminue de 0,168 à 0,085 TND par kWh. Certains avancent que la durée de vie de la centrale est estimée à plus de 80 ans, bien qu'il n'y ait pas de retour d'expérience pour le confirmer. Dans ce cas, le LCOE devrait être beaucoup plus faible.



**Figure 10 :** Influence de la durée de vie de la SCPP sur son LCOE. La courbe en trait continu correspond à une SCPP de même dimension que le prototype de Manzanares installé à Tozeur et la courbe en trait mixte correspond à la SCPP de 1MW optimisée pour Tozeur.

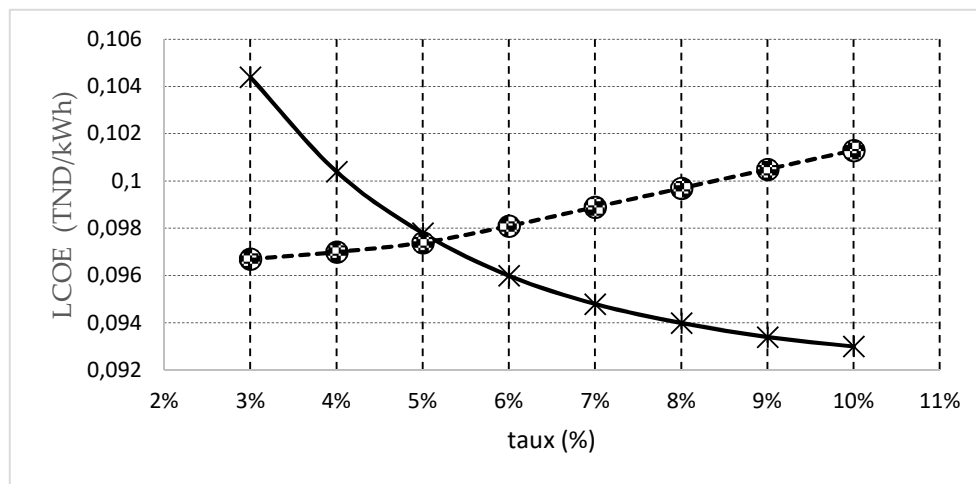
Pour examiner la viabilité économique de la SCPP, le LCOE de la SCPP optimisée est comparé aux prix d'achat de l'électricité issue des énergies renouvelables (Tableau 2) tel que fixé par la société tunisienne de l'électricité et du gaz (STEG, 2015). Par conséquent, l'emploi de la SCPP dans le sud de la Tunisie peut être un projet économiquement viable si la somme du LCOE et du coût de transport de l'électricité sur le réseau national est inférieure à 0,115 TND/kWh. C'est le cas pour les SCPP dont la durée de vie est de 36 ans ou plus. Ceci est facilement réalisable pour les SCPP et donc une telle centrale serait économiquement viable et aurait une marge de rentabilité significative.

La Figure 11 présente l'effet du taux d'actualisation et du taux d'inflation sur le LCOE. Les autres paramètres de coûts fixes sont maintenus constants et la durée de vie est supposée de 40 ans pour la SCPP. La variation du taux d'actualisation de 3 à 10 % entraîne une augmentation d'environ 5 % du LCOE, tandis que la même variation du taux d'inflation diminuerait le LCOE de 11 % (Figure 11). Cependant, dans les deux cas, la somme du LCOE de la SCPP et du coût du transport de l'électricité sur le réseau national ne dépasserait pas le prix fixé de 0,115 TND/kWh, ce qui confirme la viabilité économique de la centrale même dans des conditions économiques défavorables.

**Tableau 2 :** Prix d'achat par la STEG de l'électricité issue des énergies renouvelables en Tunisie (STEG, 2015)

Item	Prix (TND/kWh)
Prix d'achat de l'électricité pendant le jour.	0.115
Prix d'achat de l'électricité pendant les matinées d'été.	0.182
Prix du transport de l'électricité dans le réseau national.	0.007 (assujetti à 18% de TVA)

La sensibilité au coût annuel supposé d'exploitation et de maintenance peut être déduite assez facilement car le LCOE est linéairement corrélé à ce coût (Equation 8).



**Figure 11 :** Effet de la variation du taux d'intérêt (courbe en pointillés) et du taux d'inflation (courbe en trait continu) sur le coût actualisé de l'électricité (LCOE) pour la centrale de 1 MW de Tozeur.

### 3.2.3. Comparaison des centrales SCPP et PV

Le LCOE de la SCPP obtenu ci-dessus est comparable à celui d'une installation photovoltaïque (PV) de 1MW. En effet, l'appel d'offres de 2019, pour des centrales PV dont les capacités varient entre 1 et 30 MW en Tunisie, a donné des LCOE compris entre 0,128 TND/kWh et 0,202 TND/kWh (MIME, 2020). Ainsi, la SCPP de 1 MW à Tozeur est économiquement viable et offre une bonne marge de rentabilité. De plus, la centrale SCPP offre des avantages supplémentaires, tels qu'une durée de vie plus longue, la possibilité d'utiliser le stockage de chaleur dans le sol, permettant la production d'électricité même après le coucher du soleil (Attig Bahar et al, 2019), et la possibilité d'utiliser le collecteur comme serre agricole, ou pour des activités comme le séchage de denrées. L'inconvénient de la SCPP en rapport avec l'occupation de terrain, qui est 15 fois plus importante que pour une centrale PV de même puissance, ne représente pas un défi pour la mise en œuvre de la SCPP en raison de la disponibilité des terres dans le désert tunisien qui représente 40% de la superficie du pays.

### 3.2.4. Réduction des émissions de polluants atmosphériques

Les émissions de carbone évitées ont été estimées en déterminant les émissions de carbone produites par l'électricité équivalente produite à partir du gaz naturel, qui représentait 94 % de l'énergie primaire pour la production d'électricité en Tunisie en 2018 (STEG, 2018). En considérant les émissions associées avec la production électrique à partir du gaz naturel (Tableau 3) et sachant que la centrale SCPP de 1 MW à Tozeur produirait 2,082 GWh/an, il a été déterminé que l'emploi d'une telle centrale éviterait les émissions d'environ 480,9 tonnes/an de dioxyde de carbone, 299,8 kg/an de NOx et 231,1 kg/an de SOx.

**Tableau 3 :** Émissions atmosphériques moyennes de la production d'électricité au gaz naturel (Okoye et Atikol, 2014, et Okoye et Taylan, 2017).

Gaz émis	Taux d'émission (g/kWh)
CO2	231.0
NOx	0.144
SOx	0.111

## Conclusions

Un modèle CFD 3D d'une centrale solaire à cheminée a été développé et validé par comparaison avec les données expérimentales de la centrale de Manzanares. Ce modèle a ensuite été utilisé pour étudier les performances de la centrale et la production d'électricité pour des sites situés dans différentes régions de la Tunisie.

La production d'énergie d'une cheminée solaire dans les régions du sud est plus élevée que celle des autres régions de la Tunisie en raison du rayonnement solaire annuel plus élevé et de la durée d'ensoleillement plus longue. En particulier, Tozeur et Remada présentent les puissances les plus élevées avec un léger avantage pour Tozeur.

En plus du rayonnement solaire abondant au sud Tunisien, il y a de vastes terrains désertiques. Par conséquent, ces régions se prêtent bien à la construction de SCPP. Une analyse technico-économique d'une centrale solaire à cheminée optimisée de 1MW, à installer à Tozeur, a été présentée. Un modèle CFD a été développé pour étudier l'influence des paramètres géométriques tels que la hauteur de la cheminée et le rayon du collecteur sur la production d'électricité de la centrale. Le modèle a été utilisé, avec une méthode d'estimation des coûts, pour obtenir une conception optimisée de la centrale de 1MW. Ensuite, une analyse économique, basée sur le coût actualisé de l'électricité (LCOE), a été réalisée pour la configuration optimisée de la centrale. Cette analyse a utilisé une simulation CFD avec des données météorologiques d'une année typique pour Tozeur pour calculer la production d'énergie.

La procédure d'optimisation a donné un rayon de collecteur optimal de 452 m et une cheminée correspondante dont la hauteur est de 462 m et le rayon de 5 m. Cette centrale produirait 2,1 GWh d'électricité par an. Pour un taux d'intérêt de 3%, un taux d'inflation de 6% et une durée de vie de 40 ans, le coût de l'énergie électrique produite et injectée dans le réseau national est de 0,085 TND/kWh. Ce coût, en comparaison aux prix d'achat d'électricité renouvelable par la STEG, assure la viabilité économique de la SCPP. Par ailleurs, la centrale SCPP éviterait l'émission de 480,9 tonnes/an de CO2.

Ces résultats indiquent qu'une centrale SCPP de 1 MW située à Tozeur serait économiquement viable et aurait une marge de rentabilité importante. La mise en œuvre de la SCPP en Tunisie peut contribuer au développement durable de l'énergie dans le pays, en réduisant la dépendance aux combustibles fossiles et en réduisant les émissions de gaz à effet de serre. En plus, la SCPP présente plusieurs impacts sociaux et économiques positifs tels que des opportunités d'affaires et d'emploi pour la population locale. En effet, la technologie étant accessible, elle permettrait un grand pourcentage de contenu local. La SCPP peut aussi contribuer à l'amélioration de la production agricole puisque le collecteur de la SCPP peut être utilisé comme une serre agricole et/ou pour des activités de séchage.

Les études futures devront envisager l'optimisation de la capacité et des dimensions de la SCPP pour obtenir le prix de l'électricité le plus bas. De même, d'autres améliorations technologiques de la SCPP sont à investiguer, comme l'incorporation d'un système de stockage thermique, le couplage de la centrale avec les sources géothermales du sud tunisien, et la possibilité de diminuer la hauteur de la cheminée (l'élément le plus coûteux et le plus difficile à réaliser dans la centrale) en créant un écoulement giratoire à la sortie de la cheminée de façon à engendrer un écoulement de type tornade qui étendrait l'écoulement ascendant même en dehors de la cheminée, créant ainsi l'effet d'une plus haute cheminée effective. D'autres perspectives de l'extension de ce travail sont aussi envisagées. Elles incluent l'utilisation combinée de la SCPP pour le dessalement de l'eau ou le captage direct du CO<sub>2</sub> de l'air.

Nous avons déjà étudié l'incorporation de système de stockage thermique dans la SCPP à l'aide d'un code 2D basé sur la méthode des volumes finis et développé pour la circonstance. Le travail a été publié (voir Attig Bahar et al, 2019).



# Chapitre 2 : Conception et optimisation de séchoirs solaires<sup>19</sup>

## Introduction

Le séchage est l'une des plus anciennes méthodes de conservation connues de l'homme. Il s'agit d'une activité à haute valeur ajoutée, car ses produits sont toujours très populaires sur les marchés de nombreux pays. Cependant, il s'agit d'une activité à forte intensité énergétique. Pour réduire la demande énergétique qui lui est associée, on peut remplacer les combustibles fossiles conventionnels par des énergies renouvelables (Sharma et al, 2009, Agrawal et al, 2014, Mustayen et al, 2014, et Pirasteh et al, 2014). Une alternative appropriée, dans des pays comme la Tunisie, est l'énergie solaire.

On s'est intéressé au séchage solaire pour deux applications : le séchage des tomates<sup>20</sup> et le traitement phytosanitaire du bois<sup>21</sup>. Les industries exportatrices exigent des bois d'emballage traités conformément à la norme internationale pour les mesures phytosanitaires n° 15, NIMP 15 (Sela, 2017). Cela implique de maintenir le cœur du bois à une température supérieure à 56°C pendant au moins une demi-heure. Il s'agit d'une température facilement atteignable grâce à l'énergie solaire. De plus, l'industrie tunisienne du meuble est dominée par de petits artisans. Afin d'améliorer la qualité de leurs produits, des séchoirs à bois abordables et à petite échelle doivent être rendus accessibles à ces petits artisans.

Différents types de séchoirs solaires ont été développés dans la littérature (Dronachari et Shriramulu, 2019). En général, ils peuvent être classés en deux catégories : la première comprend les « séchoirs solaires directs » où le matériau à sécher reçoit un rayonnement solaire direct (Toshniwal et Karale, 2013). Ces séchoirs peuvent être facilement construits avec des matériaux peu coûteux et disponibles localement. Cependant, leur taux de séchage est irrégulier car ils offrent peu ou pas de contrôle sur celui-ci. Leur capacité de séchage et leurs performances sont faibles. En outre, une surchauffe superficielle due à une exposition excessive au soleil tend à entraîner une perte de qualité du produit. C'est particulièrement vrai pour les planches de bois où la surchauffe superficielle entraîne des fissures et des déformations des planches. Les séchoirs de la deuxième catégorie sont des « séchoirs solaires indirects » où un dispositif solaire capte l'énergie solaire destinée à chauffer, dans le collecteur ou à travers des échangeurs de chaleur, l'air qui circule sur le matériau à sécher (VijayaVenkataRaman et al, 2012). Cette catégorie de séchoirs a des investissements relativement plus élevés qui varient en fonction de la configuration adoptée. Cependant, elle présente des taux de séchage bien contrôlés qui

---

<sup>19</sup> Cette activité a fait l'objet d'un spotlight de l'association internationale INTERPORE : <https://www.interpore.org/research-spotlight-drying-activities-at-the-leste-research-laboratory-university-of-monastir-tunisia/?fbclid=IwAR3Dfl4uZR1uk7WnU-A-yWCxmM8Mc8rVvE0mC0luqKTUAHHc6IAJLAb8mIQ>

<sup>20</sup> Projet de recherche dans le cadre d'un PRF (voir annexe 1) qui a fait partie de la thèse de Dr. Amani Zriba (2020) et qui a donné lieu à une publication (voir annexe 2, publication dans les journaux : 5. Zriba, Guellouz et Jemni, 2021)

<sup>21</sup> Projet de recherche dans le cadre d'un PNRI (voir annexe 1) qui a fait partie de la thèse de Dr. Amani Zriba (2020) et du master de M. Oueslati (2009) et qui a donné lieu à une publication (voir annexe 2, publication dans les journaux : 3. Zriba, Oueslati, Guellouz, Bouden et Jemni, 2022).

permettraient d'obtenir des produits de haute qualité, surtout lorsqu'ils sont équipés d'un stockage de chaleur. Il n'existe pas de configuration universelle pour les séchoirs solaires indirects. Un effort de recherche important, comprenant des modélisations mathématiques et numériques ainsi que des investigations expérimentales, a été consacré à l'étude des technologies de séchage solaire pour de nombreux produits (Agrawal et Sarviya, 2014) et divers paramètres (Ternenge Abur et al, 2019). Luna-Sanchez et al (2009) ont étudié l'évolution de la conception des séchoirs solaires en analysant plusieurs séchoirs existants et leurs composants. Ils ont analysé les modifications apportées au fil des ans pour optimiser l'efficacité thermique et de séchage des séchoirs à bois solaires. Sur la base de leur analyse, ils ont proposé une nouvelle conception qui suit les tendances de développement des systèmes technologiques. Une partie de leur travail a été consacrée à l'étude des performances d'un séchoir utilisant le stockage d'énergie thermique. Leurs résultats ont montré une meilleure qualité du produit séché et une meilleure stabilité du processus de séchage.

Bal et al (2010) ont présenté une revue des séchoirs solaires à petite échelle pour le séchage des produits agroalimentaires en mettant l'accent sur les systèmes de stockage de l'énergie thermique et leur importance dans le fonctionnement des séchoirs. Le stockage de la chaleur sensible et le stockage de la chaleur latente dans les matériaux à changement de phase ont été pris en compte. Ces derniers présentent un avantage certain lorsque le manque d'espace limite le stockage thermique.

D'après Fudholi et al (2010), le séchage solaire des produits agricoles et marins est l'une des applications les plus intéressantes et les plus rentables de l'énergie solaire. Ils ont passé en revue les aspects techniques et économiques, en relation avec le produit séché, de plusieurs types de séchoirs solaires qui ont été développés dans le monde entier, notamment les séchoirs solaires directs/indirects, les séchoirs solaires à mode mixte et les séchoirs solaires hybrides. Selon eux, les orientations techniques dans le développement des systèmes de séchage solaire pour les produits agricoles sont la conception de capteurs compacts, le haut rendement, le stockage intégré et les systèmes de séchage à longue durée de vie. En plus des capteurs solaires à air, ils ont indiqué que les capteurs à eau pouvaient être utilisés avec un échangeur de chaleur eau-air et un réservoir d'eau chaude comme stockage de la chaleur. Bennamoun (2011), dans une revue de l'expérience du séchage solaire en Algérie, a discuté des différents aspects de la conception des séchoirs solaires et les a classés en séchoirs passifs et séchoirs actifs, chaque classe comprenant des séchoirs solaires directs ou indirects. Il a effectué une comparaison entre de nombreux cas étudiés pour différents modes et types de séchoirs. Pour quelques-uns d'entre eux, il a répertorié, pour différents produits agricoles, les gains importants de temps de séchage par rapport à la méthode de séchage en plein soleil.

Mustayen et al (2014) ont présenté une étude sur la conception, la performance et l'application des séchoirs indirects, directs et mixtes, actifs et passifs qui ont montré un potentiel pour le séchage des produits agricoles dans les pays tropicaux et subtropicaux. Ils ont discuté des méthodes pour produire des séchoirs solaires simples, peu coûteux et à faible coût. Kumar et al (2016) ont passé en revue la conception, le développement et l'évaluation des performances de différents types de séchoirs solaires, tels que les séchoirs à convection naturelle et forcée, les séchoirs à armoire, les séchoirs à mode mixte, les séchoirs à tunnel, les séchoirs de type direct et indirect, les séchoirs hybrides et intégraux. Ils ont également présenté une étude technico-économique des différents types de séchoirs solaires et les caractéristiques physiques des différents types de produits de séchage. Ils ont indiqué que les séchoirs à convection forcée en mode indirect sont supérieurs en termes de vitesse et de qualité de séchage. Ils ont recommandé de travailler sur l'amélioration de la performance du capteur solaire à air, car il s'agit du composant le plus influent du système, et d'étudier l'intégration d'un matériau à changement de phase pour le stockage de la chaleur afin d'améliorer la performance du séchoir pendant les périodes de faible ensoleillement et pendant la nuit, ce qui permet d'éviter le

besoin de chauffage auxiliaire. Prakash et al (2016) ont passé en revue diverses techniques de modélisation pour les séchoirs solaires. Ils ont souligné l'importance des techniques de modélisation pour prédire les performances de différents types de systèmes de séchage solaire et pour améliorer l'efficacité et la qualité du séchage.

La quantité d'énergie nécessaire pour évaporer l'eau des tomates et le temps de séchage dépendent de l'équipement et de la technologie employés, ainsi que du type et de l'épaisseur de la tomate. De nombreuses études numériques et expérimentales ont été développées pour modéliser le comportement des tomates pendant le séchage dans le but d'améliorer la qualité du produit et de réduire le temps de séchage (Marfil et al, 2008, Catalano et al, 2013, Bahloul et al 2015 et Azeez et al, 2017). Ces efforts de recherche peuvent être subdivisés en fonction des différentes technologies du processus de séchage des tomates. Certains ont envisagé des systèmes de convection à air chaud constitués d'un ventilateur centrifuge et d'une batterie de chauffage (Nogaya et al, 2006, Carcel et al, 2007, Clemente et al, 2007, Riahi et al, 2007, et Bashir et al, 2014), tandis que d'autres se sont intéressés aux systèmes à micro-ondes (Heredia et al, 2007, et Kone, 2011) ou à la combinaison des processus de micro-ondes et de convection (Souza et al, 2007, Workneh et al, 2011). Certains chercheurs se sont concentrés sur la réduction du temps de séchage et les économies d'énergie correspondantes, ainsi que sur la réduction des coûts d'exploitation par l'utilisation de séchoirs alimentés par l'énergie solaire (Belessiotis et Delyannis, 2011, Demissie et al, 2019, El-Sebaï et Shalaby, 2012, Moussaoui et al, 2019, Sharma et al, 2017, et Wang et al, 2018).

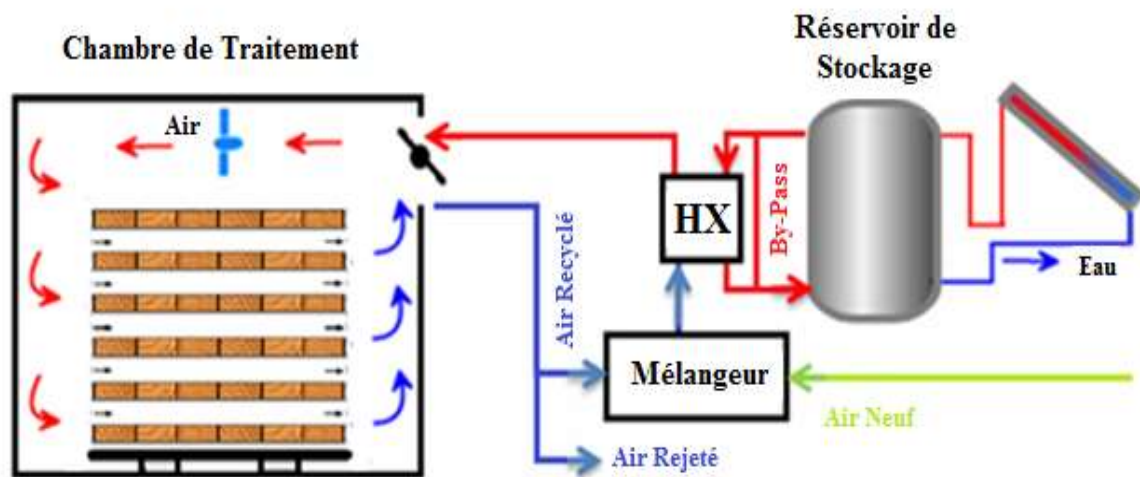
Le présent chapitre présente les travaux de deux programmes de recherche dont les objectifs étaient de concevoir, construire et tester des séchoirs solaires pour tomates et pour bois respectivement, et une cellule de traitement phytosanitaire fonctionnant à l'énergie solaire. Après consultation de nos partenaires industriels, et vu les fonds disponibles, il a été décidé de focaliser la partie initiale du programme sur le développement d'une cellule solaire de traitement phytosanitaire. Les opérations de séchage et de traitement phytosanitaire font appel aux mêmes processus physiques et nécessitent donc les mêmes outils de simulation. La méthodologie développée, pour le dimensionnement des cellules de traitement phytosanitaire, peut être employée ultérieurement pour la conception et l'optimisation des séchoirs à bois.

À cette fin, des outils numériques ont été développés et utilisés pour évaluer les différents designs et optimiser leurs dimensions. L'approche adoptée ici consiste à utiliser un code commercial afin de simuler le fonctionnement dynamique de l'ensemble du système de séchage, y compris le système solaire avec un éventuel stockage d'énergie, le circuit d'air et la cellule de séchage, sur une année typique. Le processus de séchage/traitement phytosanitaire est modélisé à l'aide de la cinétique de séchage. Cette dernière est obtenue expérimentalement pour le séchage des tomates fraîches, et est calculée numériquement à l'aide d'un code développé spécialement pour le traitement du bois. Le présent chapitre introduit les outils numériques développés pour aider à la conception et à l'optimisation des deux séchoirs, et présente les résultats des installations optimisées et leurs réalisations.

## **1. La modélisation des séchoirs solaires**

Plusieurs technologies et configurations de l'installation solaire ont été envisagées, par exemple des capteurs à air et à eau, des capteurs plats et à tubes sous vide, avec et sans stockage de chaleur. Après une évaluation du concept, en utilisant des estimations qualitatives et des calculs approximatifs, la configuration du séchoir solaire de la Figure 12 a été retenue pour les deux applications. Dans cette

configuration, l'air chaud traverse le séchoir. À sa sortie, l'air humide (il aurait gagné l'humidité extraite des tomates ou du bois) et plus froid (sa température baisse à cause de l'évaporation) doit être conditionné avant d'être réinjecté dans la cellule de séchage. Ce conditionnement, pour ajuster respectivement l'humidité et la température de l'air de séchage, est obtenu en le mélangeant à l'air ambiant, puis en le chauffant dans un échangeur de chaleur eau-air. Cette eau chaude provient de l'installation solaire, ce qui fait que l'air est indirectement chauffé par le soleil. Avant son passage dans l'échangeur de chaleur, l'air recyclé traverse une chambre de mélange où l'air ambiant est admis en remplacement de la quantité d'air rejeté. Les proportions de rejet d'air sont réglées de manière à ajuster l'humidité absolue de l'air à la valeur requise à l'entrée du séchoir. Ce recyclage d'une bonne partie de l'air permet des économies d'énergie qui, dans ce cas, se traduisent en réduction de surface de captation. La boucle solaire est constituée de capteurs solaires à tubes sous vide, d'une pompe de circulation d'eau, d'un réservoir de stockage d'eau et d'un échangeur de chaleur eau-air. Un système de stockage de la chaleur doit être incorporé afin d'assurer le fonctionnement continu de l'installation (même lorsque l'énergie solaire n'est pas disponible) et également afin de réduire la surface des capteurs. En effet, au début du séchage, les besoins énergétiques sont très élevés par rapport à ceux du reste du processus.



**Figure 12** : Schéma simplifié de l'installation du séchoir solaire. La même configuration est utilisée aussi bien pour le bois que les tomates.

La modélisation des séchoirs solaires a été réalisée en deux étapes. La première consiste à déterminer la température et l'humidité de l'air à la sortie du séchoir. Cette première étape est différente pour le séchage des tomates et pour le traitement du bois. Elle sera présentée séparément pour les deux produits dans les sections suivantes. Les résultats de la première étape sont utilisés comme données d'entrée aux calculs de la deuxième étape. Cette dernière est une simulation macroscopique dynamique du séchoir complet, y compris l'installation solaire et le système de traitement d'air, réalisée à l'aide du logiciel commercial TRNSYS© (TRNSYS, 2017). Ce dernier est un outil de simulation transitoire complet et extensible utilisé pour prédire le comportement et les performances des systèmes énergétiques. Il a été développé par le "Solar Energy Laboratory" de l'Université du Wisconsin (USA) et est largement utilisé dans les simulations de systèmes d'énergie solaire. Il a été largement utilisé dans la littérature pour simuler des systèmes dynamiques impliquant l'énergie solaire, par exemple dans des simulations de bâtiments (Ahmad, 2004) ou des applications de séchage (Agrawal et Sarviya, 2014). TRNSYS permet la simulation thermodynamique, sur une année type, de

l'ensemble de l'installation comprenant le système solaire avec un éventuel stockage d'énergie, le circuit d'air et la cellule de séchage. Ainsi, il permet de dimensionner et d'optimiser le système solaire.

## 1.1. Modélisation de la cinétique de séchage des tomates et des propriétés de l'air

Selon les pratiques et les capacités des partenaires industriels du projet, le séchoir doit fonctionner avec une température d'entrée d'air sec de 55°C et une humidité relative de 20%. La vitesse de l'air de séchage au-dessus des plateaux est de 1,6 m/s. La capacité du séchoir est de 315 kg de tomates fraîches, réparties sur 3 chariots contenant chacun 21 plateaux et ayant les dimensions suivantes : longueur 90 cm, largeur 60 cm et espacement entre les plateaux 6 cm. Ces dimensions et cette vitesse permettent d'obtenir un débit d'air total d'entrée dans la chambre de séchage de 18 750 kg/h.

Ce travail faisant partie d'un programme de recherche fédéré impliquant plusieurs laboratoires, les cinétiques de séchage ont été obtenues expérimentalement par nos partenaires du projet (Bahloul, 2015) pour les conditions suivantes :

La température du thermomètre sec pour l'air à l'entrée du séchoir = 55°C.

L'humidité relative de l'air à l'entrée du séchoir = 20%.

La température de l'air ambiant en hiver = 12 ° C.

L'humidité relative de l'air ambiant en hiver = 75%.

Le taux d'évaporation de l'eau, correspondant à la diminution de la masse des tomates obtenue expérimentalement pendant le séchage, est utilisé pour calculer le débit massique de l'eau évaporée pour une capacité de séchage de 315 kg de tomates fraîches.

La température et l'humidité relative de l'air à la sortie de la chambre de séchage sont calculées en fonction de la cinétique de séchage obtenue expérimentalement, en utilisant le premier principe de la thermodynamique, la conservation de la masse d'eau et le diagramme psychométrique, comme suit.

La loi de conservation de la masse d'eau

$$\omega_o = \omega_i + \frac{\dot{m}_{evap}}{\dot{m}_{air}} \quad (11)$$

où

$\omega_o$ : Humidité spécifique à la sortie [kg<sub>water</sub>/kg<sub>dry air</sub>]

$\omega_i$ : Humidité spécifique à l'entrée [kg<sub>water</sub>/kg<sub>dry air</sub>]

$\dot{m}_{evap}$ : Débit massique de l'eau évaporée, égal au taux de diminution de masse des tomates.

$\dot{m}_{air}$ : Débit massique de l'air de séchage.

Le premier principe de la thermodynamique énoncé pour la cellule du séchoir

$$\dot{m}_{air} C_{p_{air}} T_i = \dot{m}_{air} C_{p_{air}} T_o + \dot{m}_{evap} h_{fg} \quad (12)$$

où

$C_{p_{air}}$ : Chaleur spécifique de l'air de séchage [kJ/kg.K]

$T_i$ : Température à l'entrée [K]

$T_o$ : Température de sortie [K]

$h_{fg}$ : Enthalpie d'évaporation de l'eau [kJ/kg]

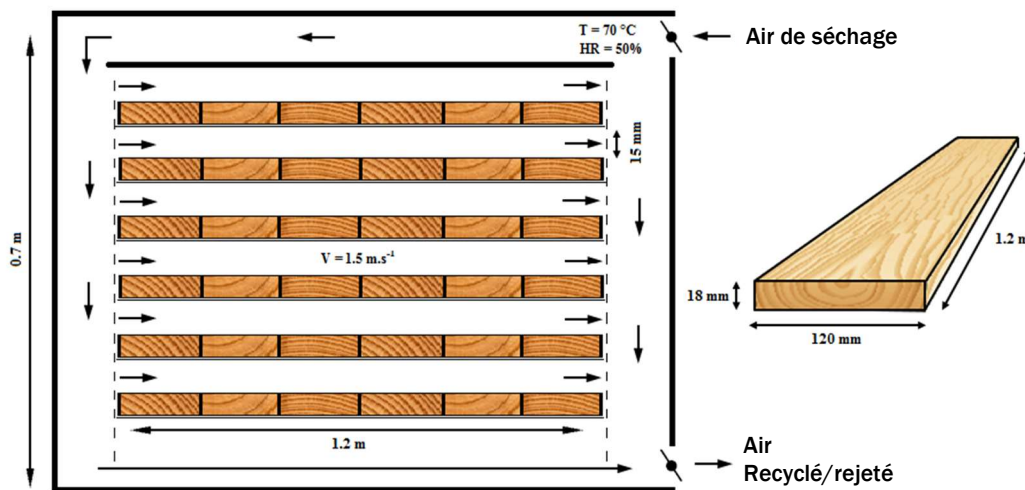
Par conséquent, la température de sortie est égale à

$$T_o = T_i - \frac{\dot{m}_{evap}}{\dot{m}_{air}} \frac{h_{fg}}{Cp_{air}} \quad (13)$$

## 1.2. Modélisation du traitement du bois et des propriétés de l'air

Pour le traitement phytosanitaire selon la norme NIMP 15 (Sela, 2017), le cœur du panneau de bois doit être maintenu pendant au moins 30 minutes à une température supérieure à 56°C. Pour cela, l'air à l'entrée du séchoir doit avoir une température sèche de 70°C avec une humidité relative de 50%. La vitesse de l'air de séchage au-dessus de la pile de bois est de 1,5 m/s.

La pile de bois considérée dans ce cas, a un volume de 1 m<sup>3</sup> soit 0,7 m<sup>3</sup> de bois, et est composée de 20 lits de planches parallèles avec 10 planches, dans le sens de l'écoulement, par lit. Les planches font 1,2 x 0,012 x 0,018 m<sup>3</sup> avec un espacement normal à l'écoulement de 15 mm, ce qui donne une pile de 1,2 m de largeur, 1,2 m de profondeur et 0,7 m de hauteur (Figure 13). Toutes les planches sont identiques et ont les propriétés du bois de pin. Les dimensions des planches et les essences de bois correspondent à celles employées dans les palettes utilisées pour l'exportation de marchandises et nécessitant donc un traitement phytosanitaire. Les conditions initiales du bois sont une température uniforme, de 32°C pour l'été et 16°C pour l'hiver (Krarti et al, 2005), et une humidité uniforme de 30% (bois vert).



**Figure 13 :** Schéma simplifié de la chambre de séchage montrant les dimensions de la pile de bois.

Le code de séchage développé, après validation (voir la présentation détaillée à l'annexe 5), est employé pour déterminer les variations des paramètres contrôlant le traitement phytosanitaire thermique et caractérisant les propriétés de l'air à la sortie de la cellule de traitement (séchoir).

## 1.3. Modélisation du système complet

L'ensemble du système, avec ses boucles d'air et d'eau, a été modélisé dans TRNSYS© (Figure 14). Une boucle ouverte, avec des conditions d'entrée correspondant aux propriétés de l'air quittant le séchoir/la cellule de traitement (obtenues comme décrit dans les deux sections précédentes) et des conditions de sortie fixées aux valeurs des propriétés de l'air entrant dans le séchoir/la cellule, a été

utilisée pour modéliser la boucle d'air. Donc, on n'a pas besoin dans ce modèle TRNSYS ©, d'avoir une composante représentant la cellule de séchage. La boucle d'air comprend une chambre de mélange où l'air d'entrée de la boucle, c'est-à-dire la sortie de la cellule de séchage, est mélangé avec les proportions adéquates d'air extérieur pour obtenir l'humidité absolue requise à l'entrée du séchoir. La base de données météorologiques de TRNSYS © pour une année typique à Tunis, Tunisie, est utilisée pour obtenir les propriétés de l'air ambiant. Le débit massique à travers le séchoir est maintenu constant en égalisant les débits massiques de l'air rejeté et admis, respectivement avant et dans la chambre de mélange. L'air mélangé passe ensuite dans l'échangeur de chaleur pour obtenir la température d'entrée de la cellule souhaitée. Le réglage de la température de l'air est réalisé au moyen d'une dérivation qui ajuste le débit de l'échangeur du côté de l'eau. En plus de l'échangeur de chaleur eau-air, équipé d'une dérivation du débit d'eau, la boucle d'eau comprend le système solaire, c'est-à-dire les capteurs à tubes sous vide, deux pompes et un réservoir de stockage d'eau stratifié à deux niveaux (Cònsul et al, 2004).

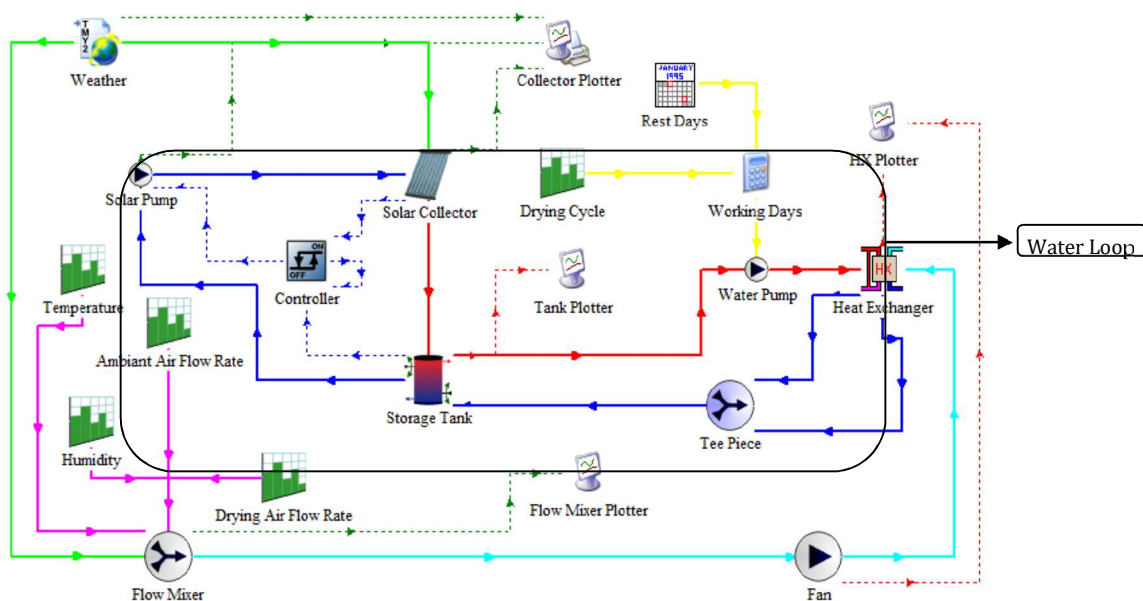


Figure 14 : Modèle TRNSYS du séchoir.

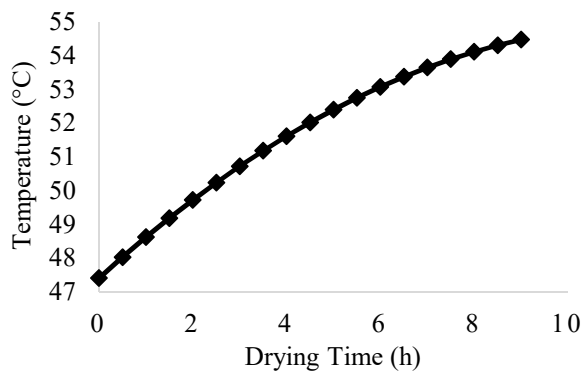
## 2. Résultats et discussion

Bien que la méthodologie et l'approche de travail soient très proches, les conceptions des deux systèmes sont assez distinctes. Par conséquent, on présentera, dans cette section, séparément les résultats pour le séchoir solaire pour tomates et la cellule solaire de traitement phytosanitaire.

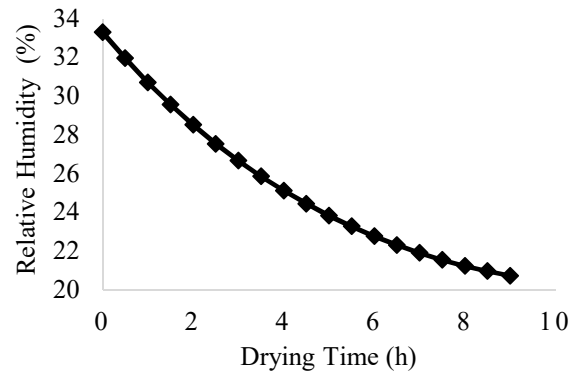
### 2.1. Séchoir pour tomates

Les Figures 15 et 16 montrent respectivement les variations temporelles de la température et de l'humidité relative de l'air à la sortie de la cellule de séchage, obtenues à partir des cinétiques expérimentales de séchage et en suivant la méthodologie de la section 1.1. On note que vers la fin du processus de séchage, c'est-à-dire après environ 9 heures, la valeur de la température de l'air sortant de la chambre de séchage est presque égale à sa valeur d'entrée, ce qui confirme la fin de l'évaporation de l'eau contenue dans les tomates. Ceci concorde avec le temps de séchage de 9 heures déterminé à

partir de la cinétique de séchage et défini comme le temps nécessaire pour atteindre une teneur en eau de 20% des tomates.



**Figure 15 :** La température de sortie de l'air du séchoir pour tomates.



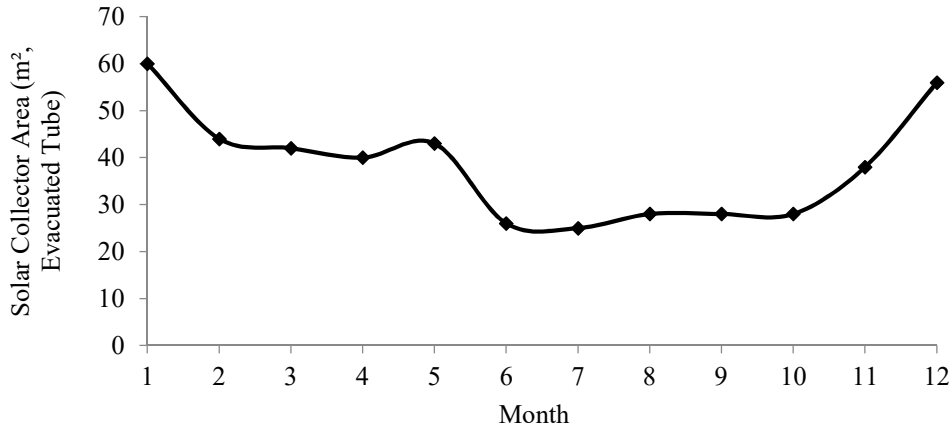
**Figure 16 :** L'humidité relative de sortie de l'air du séchoir pour tomates.

Afin d'adopter la configuration la plus appropriée et de la dimensionner par la suite, une analyse critique de toutes les alternatives a d'abord été réalisée, ce qui a également permis d'améliorer les systèmes proposés. Ces alternatives sont discutées dans Zriba et al (2021). Elles comprennent toutes les combinaisons possibles des composantes suivantes : capteurs à air ou à eau, plan ou tubes sous-vide ; sans stockage d'énergie ou avec stockage dans un lit de roches relié à un échangeur de chaleur air-air ou dans un réservoir d'eau chaude relié à un échangeur eau-air ; et avec ou sans mélangeur d'air. Il en ressort que la configuration la plus appropriée et la plus abordable qui répond le mieux aux besoins de séchage des tomates est le séchoir solaire avec des capteurs solaires à eau de type tube sous vide et un réservoir de stockage stratifié à deux niveaux. Par conséquent, toutes les études porteront sur cette configuration du système (Zriba et al, 2021).

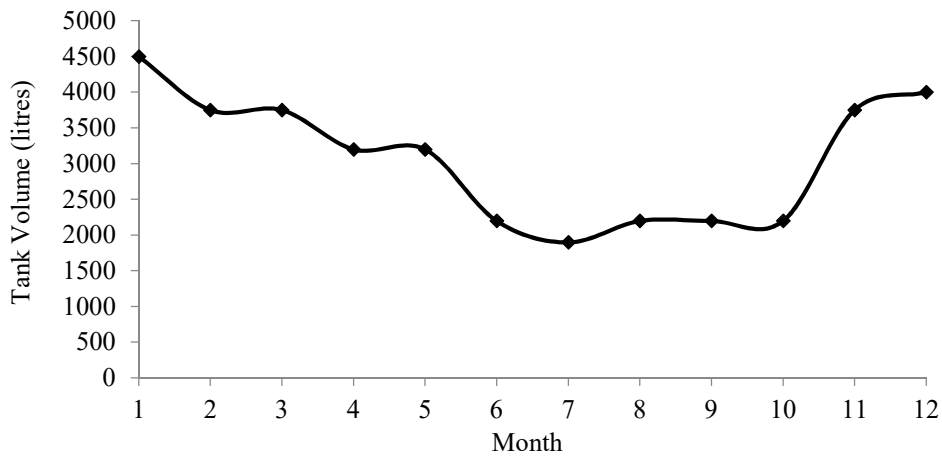
### 2.1.1. Optimisation du système solaire du séchoir pour tomates

Afin de minimiser l'investissement initial tout en assurant la plus large couverture des besoins de séchage, une optimisation du système solaire est nécessaire. Cette optimisation sera réalisée pour les conditions et la capacité du séchoir présentées à la section 1.1. La procédure adoptée est la suivante Des simulations TRNSYS sont effectuées, pour un jour typique de chaque mois de l'année, dans lesquelles les dimensions des composants du séchoir sont ajustées de manière itérative jusqu'à ce que la configuration obtenue fournisse le débit d'air requis à la température souhaitée tout au long du processus de séchage. Ces dimensions minimales permettent d'obtenir la surface nécessaire du collecteur à tubes sous vide et le volume de stockage thermique de l'eau. Ceux-ci sont présentés dans les Figures 14 et 15 pour un séchoir installé dans les environs de Tunis. On constate que la courbe de variation de la surface des capteurs présente deux plateaux correspondant aux saisons d'été (environ 30 m<sup>2</sup>) et d'hiver (environ 45 m<sup>2</sup>), avec des maxima en décembre-janvier. La courbe du volume du réservoir de stockage suit une variation similaire avec un rapport quasi constant entre le volume du réservoir et la surface des capteurs de 80 l/m<sup>2</sup> (Figure 16).

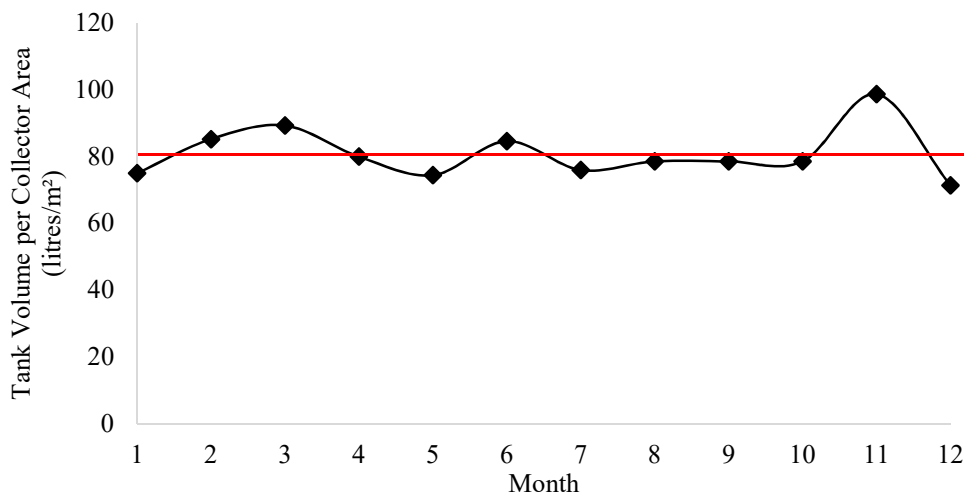




**Figure 17 :** La variation mensuelle de la surface de captation requise.



**Figure 18 :** La variation mensuelle du volume du réservoir d'eau requis.



**Figure 19 :** La variation mensuelle du rapport entre le volume du réservoir et la surface du capteur.

La surface des collecteurs et le volume du réservoir qui sont nécessaires au bon fonctionnement de l'installation sont très élevés en hiver par rapport aux autres saisons. Investir dans des collecteurs et un réservoir qui répondraient aux besoins de l'hiver entraînerait plus du double du coût pour des gains

marginiaux, d'autant plus que la haute saison des tomates se situe en été. Il est donc proposé de dimensionner les collecteurs et le réservoir pour couvrir les besoins du reste des saisons et de réduire la quantité de tomates séchées en hiver à la quantité qui peut être séchée par un système équipé de ces collecteurs et de ce réservoir. Pour aider à la prise de décision, une étude technico-économique approximative, basée sur les prix de 2017 en Tunisie, a été réalisée pour sélectionner la surface appropriée de capteurs solaires et pour savoir s'il faut utiliser un chauffage d'appoint en brûlant du gaz de pétrole liquéfié, GPL (qui était le combustible employé par le partenaire industriel), ou non. Deux alternatives ont été examinées.

La première utilise 45 m<sup>2</sup> de capteurs. Dans ce cas, la source d'énergie auxiliaire est nécessaire de décembre à janvier et consommerait 95 kg de GPL pour un coût de 50 \$/an. Le délai d'amortissement de l'installation solaire est de 8 ans. Cependant, si nous envisageons de couvrir la totalité des besoins par l'énergie solaire, c'est-à-dire en utilisant 60 m<sup>2</sup> de capteurs, le délai d'amortissement pour les 15 m<sup>2</sup> supplémentaires est de 91 ans. Cela s'explique par le fait que ces derniers ne sont utiles que pendant les mois de décembre et janvier et sont superflus pendant le reste de l'année.

Des calculs similaires ont été effectués pour une surface de capteurs de 30 m<sup>2</sup>. Dans ce cas, une source d'énergie auxiliaire est nécessaire de novembre à mai, consommant 430 kg de GPL pour un coût de 224 \$/an. Le délai d'amortissement pour les 30 m<sup>2</sup> est de 6 ans, tandis que le délai d'amortissement pour les 30 m<sup>2</sup> supplémentaires nécessaires pour couvrir la totalité des besoins par l'énergie solaire est de 40 ans.

Au vu des résultats obtenus, nous recommandons l'utilisation de 45 m<sup>2</sup> de capteurs à tubes sous vide avec un réservoir de stockage stratifié à deux niveaux de 3 600 m<sup>3</sup> pour le stockage de l'énergie thermique et l'ajout d'une source d'énergie auxiliaire GPL.

En utilisant les dimensions recommandées pour le système solaire, les simulations TRNSYS © ont été exécutées pendant une année entière dans le but de vérifier l'étendue de la couverture des besoins de séchage. Le capteur solaire est autorisé à chauffer le réservoir d'eau à au moins 70°C avant de démarrer l'écoulement d'air. Les performances dynamiques des différents composants sont étudiées. Des exemples de ces résultats sont présentés dans Zriba et al (2019) pour une journée typique, et pour l'année entière en tenant compte du week-end et des jours fériés. On y a constaté que, à l'exception de quelques jours dans l'année, la température moyenne du réservoir est toujours supérieure à la température de consigne de l'air de séchage. Cependant, même les jours où elle tombe sous la température de séchage de 55°C, la température du réservoir reste bien supérieure à 45°C. Ainsi, le processus de séchage est toujours possible mais nécessite un temps plus long.

### 2.1.2. Construction d'un prototype

Un prototype du séchoir conçu et optimisé ci-dessus a été construit chez le partenaire industriel. Vu le budget alloué au projet et afin de pouvoir investir le maximum dans l'installation solaire, les partenaires du projet ont décidé de transformer un des séchoirs du partenaire industriel en lui associant l'installation solaire et l'unité de traitement d'air. On a ainsi obtenu un séchoir hybride puisqu'on a gardé le brûleur au GPL original.

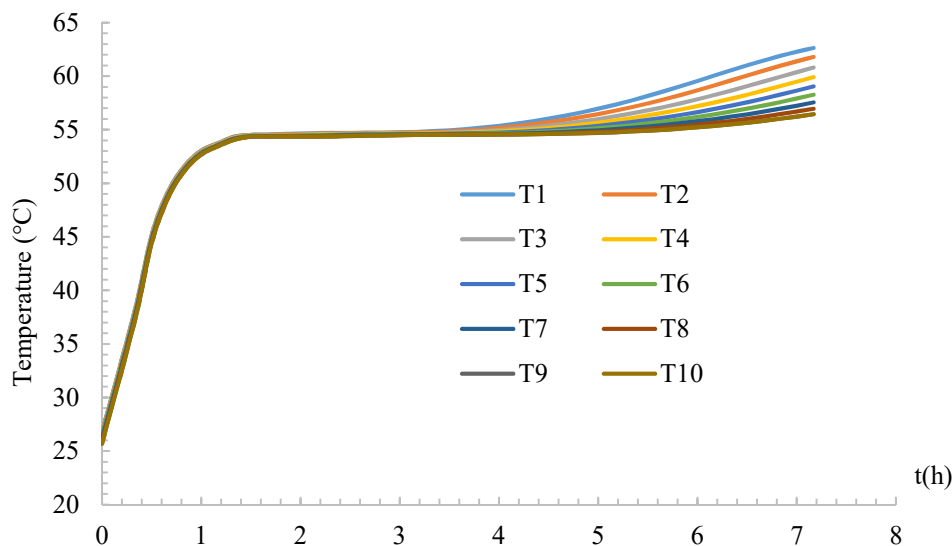
Un film documentaire, produit par l'ANME, et présentant ce prototype est disponible sur youtube à <https://www.youtube.com/watch?v=aS7nVTQ8PKQ>. Le film est aussi inclus dans le CD accompagnant ce rapport.

## 2.2. Cellule de traitement phytosanitaire

Les Figures 20 et 21 présentent les variations de la température et de l'humidité du bois au cours du traitement. Elles ont été obtenues à l'aide du code décrit dans l'annexe 5 et pour les conditions de traitement de la section 1.2. On constate que la durée du traitement, correspondant au temps

nécessaire pour que tous les centres des planches atteignent 56°C, est d'environ 7,5 heures. Le temps au bout duquel chaque planche atteint l'état requis dépend de sa position dans la pile, allant de 5 heures pour la première planche à 7,5 heures pour la dernière. Puisque la NIMP 15 exige le maintien du cœur de la planche à une température supérieure à 56°C pendant au moins une demi-heure, la durée totale du traitement est alors de 8 heures.

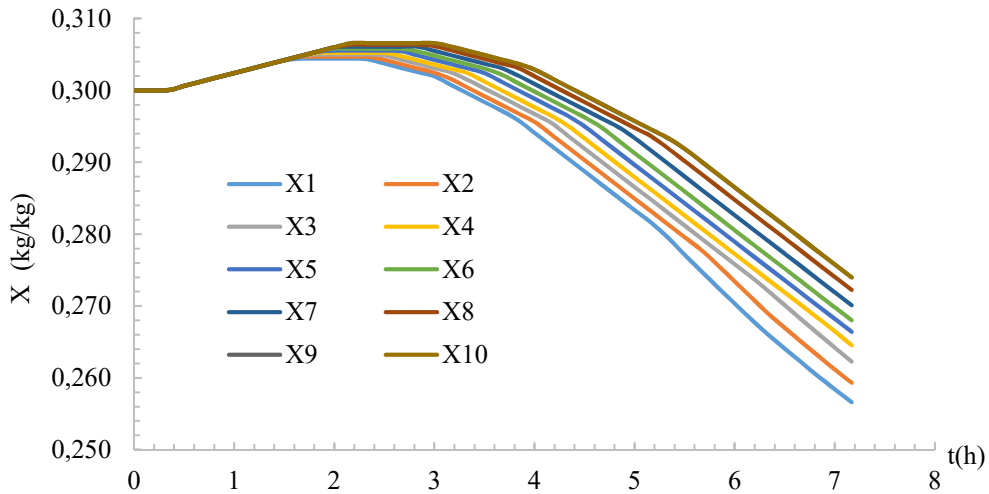
Lors de son passage le long des planches de bois, l'humidité de l'air augmente en absorbant l'eau qui quitte le bois et sa température diminue en raison du transfert de chaleur vers le bois mais surtout en raison de la chaleur latente nécessaire à l'évaporation de l'eau. Cette évaporation est maximale au début du traitement, ce qui induit un refroidissement maximal de l'air. L'évaporation diminue au fur et à mesure que le bois sèche. Ainsi, la baisse de température devient moins importante avec le temps, car la température du bois augmente et l'évaporation diminue. La variation de la température et de l'humidité relative de l'air à la sortie du séchoir (Figure 22) suit les tendances attendues sur la base de la discussion ci-dessus. Ces variations et les conditions d'entrée décrites ci-dessus sont utilisées dans le modèle TRNSYS © de l'ensemble du système de séchage.



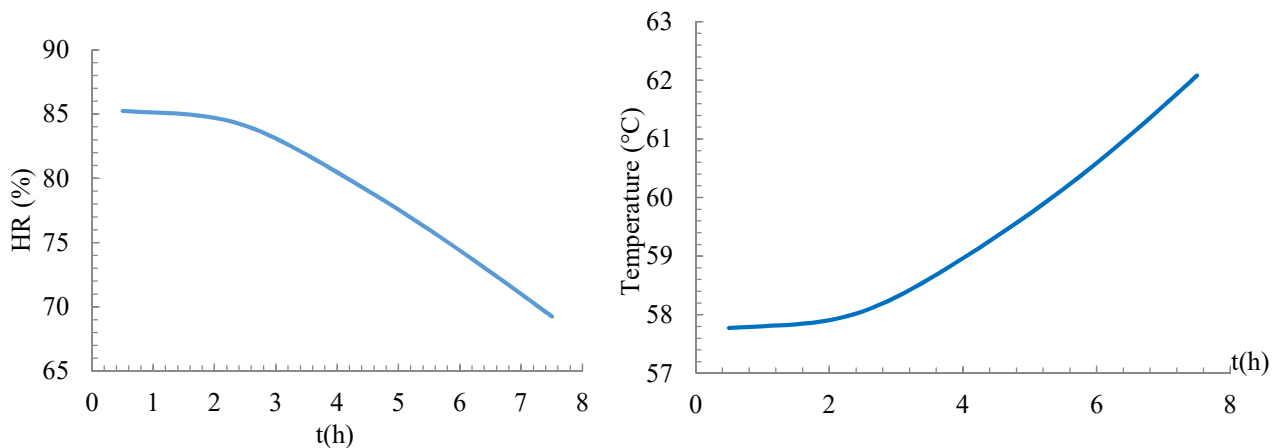
**Figure 20 :** Température au cœur des planches de bois pendant le traitement phytosanitaire. Les planches sont numérotées dans le sens de l'écoulement de 1 à 10 en commençant par la planche la plus en amont.

Pour étudier les performances dynamiques des différents composants, les simulations TRNSYS ont été réalisées sur une année entière avec des données météorologiques typiques. Au début de la simulation, la pompe du capteur solaire fonctionne jusqu'à ce que la température du réservoir d'eau atteigne 80°C, moment auquel l'écoulement d'air est lancé.

La Figure 23 présente respectivement la surface nécessaire des capteurs solaires à tubes sous vide et le volume nécessaire du réservoir de stockage pour différents mois de l'année pour une cellule de traitement thermique solaire installée à Tunis. La première courbe présente deux plateaux correspondant aux saisons d'hiver (avec une surface de capteurs d'environ 45 m<sup>2</sup>) et d'été (avec une surface de capteurs d'environ 16 m<sup>2</sup>). Une variation analogue a été obtenue pour la courbe du volume du réservoir de stockage, avec un rapport essentiellement constant entre le volume du réservoir et la surface du capteur de 80 l/m<sup>2</sup>, comme cela a été constaté pour le séchoir pour tomates.



**Figure 21 :** Teneur en eau à la surface des planches de bois pendant le traitement phytosanitaire. Les planches sont numérotées dans le sens de l'écoulement de 1 à 10 en partant de la planche la plus en amont.

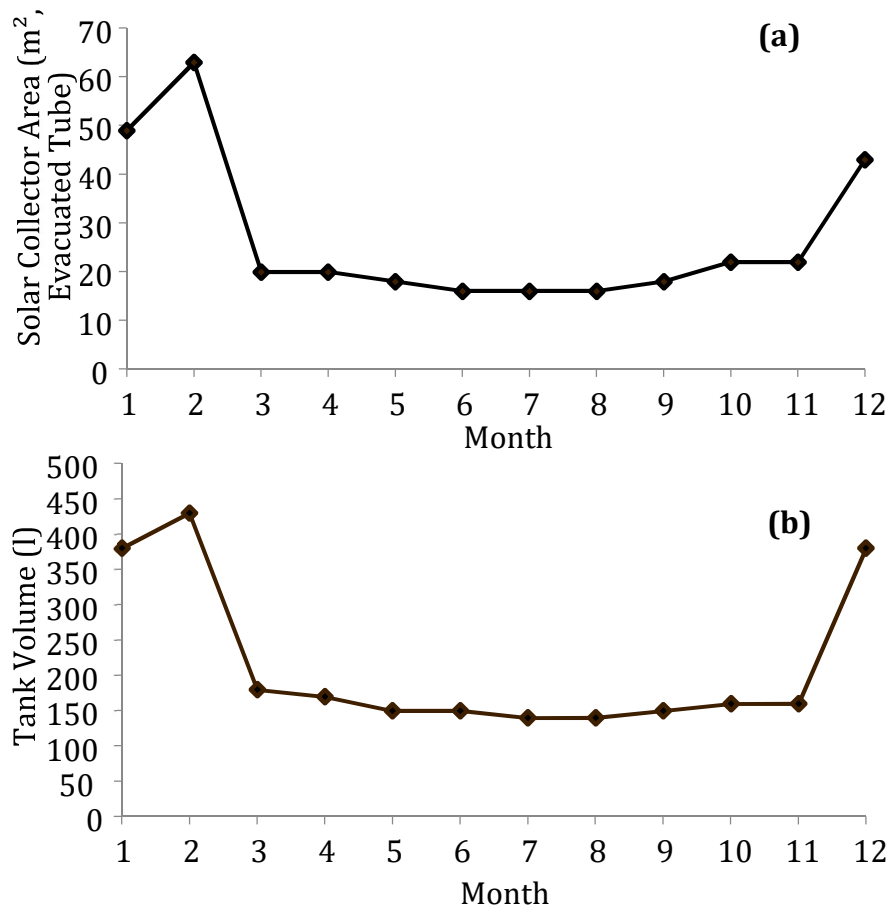


**Figure 22 :** Variation de (a) la température et (b) de l'humidité relative de l'air à la sortie du séchoir pendant le traitement phytosanitaire.

Par rapport aux autres saisons, la surface des capteurs et le volume du réservoir requis sont assez élevés en hiver. Investir dans une installation solaire capable de satisfaire pleinement les besoins hivernaux entraînerait un coût plus de deux fois supérieur pour des gains minimes. En fait, les grandes surfaces et le grand volume ne sont nécessaires que trois mois par an, de décembre à février. L'alternative proposée est de dimensionner les collecteurs et le réservoir pour couvrir les besoins du reste des saisons et de réduire la quantité de bois traité en hiver à la quantité qui peut être traitée par ces collecteurs et ce réservoir. Il est donc recommandé d'utiliser 22 m<sup>2</sup> de capteurs à tubes sous vide avec un réservoir d'eau de 1500 l pour le stockage de l'énergie thermique. En fait, selon un calcul approximatif, cette configuration aurait un temps de retour sur investissement acceptable d'environ 7 ans, alors que les 40 m<sup>2</sup> de capteurs supplémentaires et le réservoir correspondant, nécessaires pour les opérations hivernales, nécessiteraient plus de 10 fois cette période. Pour les 22 m<sup>2</sup> de capteurs à tubes sous vide avec réservoir d'eau de 1500 l, des calculs ont été effectués pour déterminer la quantité maximale de bois pouvant être traitée en hiver. Il a été déterminé que les 0,7 m<sup>3</sup> de bois devraient être réduits à 0,42 m<sup>3</sup> pendant la saison hivernale (décembre à février).

Pour vérifier les résultats ci-dessus, une simulation a été effectuée pour une année typique entière pour 22 m<sup>2</sup> de collecteurs à tubes sous vide avec un réservoir de stockage stratifié de 1500 l à deux niveaux. Dans cette simulation, le volume de bois traité a été réduit à 60 % pendant la saison hivernale. Il a été constaté que, à l'exception de quelques jours, la température moyenne du réservoir reste supérieure à la température requise pour le traitement. En fait, la température du réservoir a fluctué autour de 80°C. Cependant, même dans les jours d'exception, la température du réservoir reste supérieure aux 56°C requis pour le traitement. Par conséquent, le traitement phytosanitaire peut toujours être effectué, mais nécessite une durée plus longue.

La température de l'air d'entrée de la cellule est réglée dans l'échangeur de chaleur eau-air. Comme expliqué ci-dessus, son contrôle est obtenu par une vanne automatique qui régule la dérivation du flux d'eau côté chaud autour de l'échangeur de chaleur. Les températures et les débits dans l'échangeur de chaleur ont également été examinés dans le cadre de la simulation d'une année type. On a constaté que la température du côté froid, c'est-à-dire la température de l'air à la sortie de l'échangeur, est maintenue essentiellement constante à la valeur souhaitée de 70°C, à l'exception des quelques jours de l'année comme mentionnée ci-dessus.



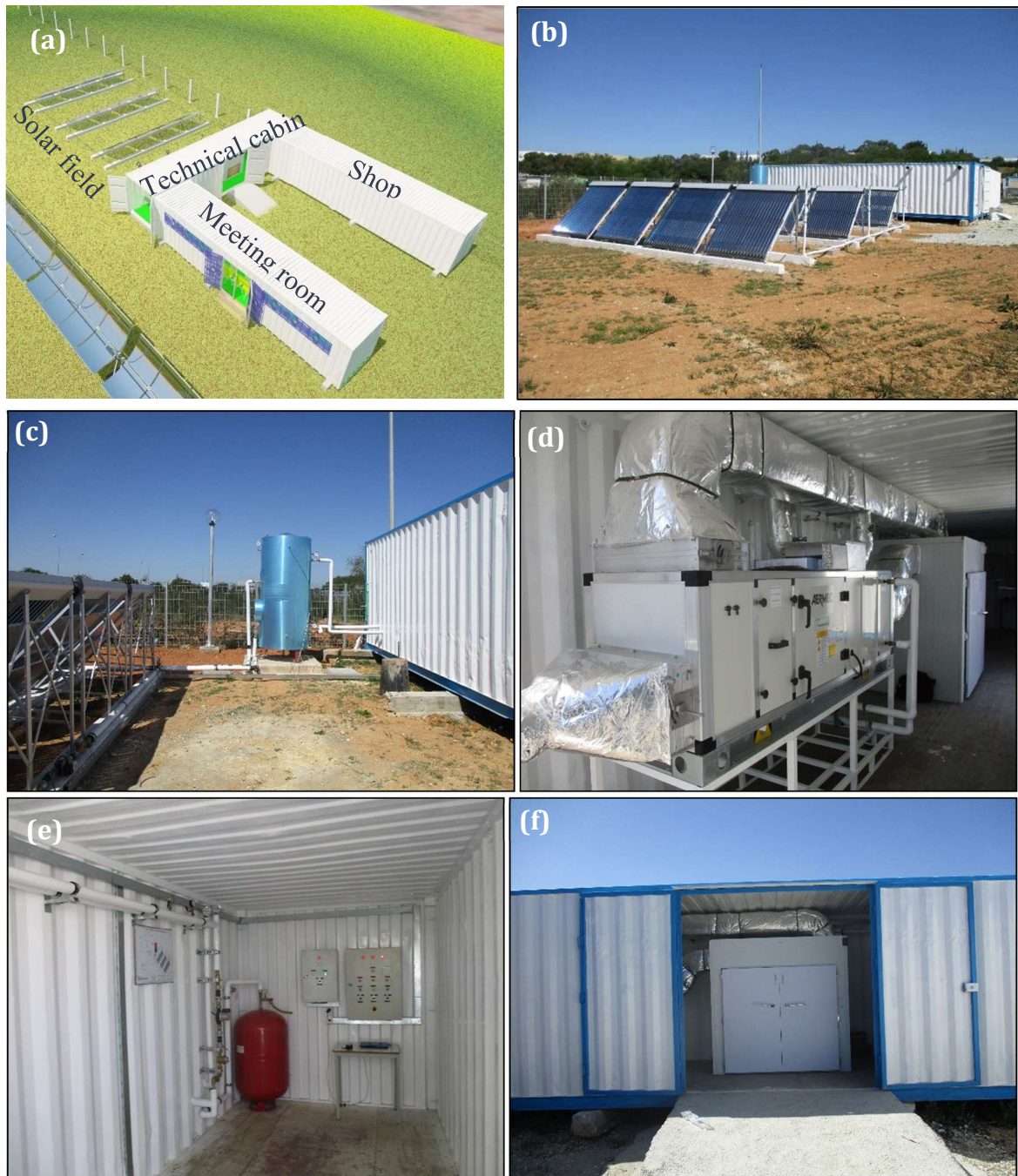
**Figure 23 :** Variation mensuelle (a) de la surface de captation et (b) du volume du réservoir de stockage nécessaires.

### 2.2.1. Construction d'un prototype

Sur la base des résultats des simulations ci-dessus, la conception détaillée du système a été établie et le prototype a fait l'objet d'un contrat de construction. Il a été installé à l'Ecole Nationale

d'Ingénieurs de Tunis, ENIT (Figure 24). Il est composé d'un champ solaire, c'est-à-dire de capteurs à tubes sous vide d'une superficie de 22 m<sup>2</sup>, inclinés à 45°, orientés vers le sud, et reliés à un réservoir de stockage à deux niveaux de stratification. La Figure 24 montre également des photographies de l'installation comprenant le local technique contenant l'unité de traitement d'air, la cellule de traitement, le vase d'expansion et les armoires de commande. L'unité de traitement d'air est équipée de deux contrôleurs, l'un pour le contrôle de la température de sortie de l'air de l'échangeur de chaleur qui agit sur une vanne placée dans le by-pass de débit pour faire varier le débit d'eau de l'échangeur de chaleur ; et l'autre pour réguler l'humidité de l'air en ajustant la fraction d'air rejeté par l'ouverture et la fermeture automatique de la ventilation. La température ambiante, le rayonnement solaire et les températures et débits en plusieurs points stratégiques des boucles d'eau et d'air sont acquis en continu et stockés dans un ordinateur dédié.





**Figure 24** : L'installation prototype de la cellule solaire d traitement phytosanitaire ; (a) Représentation schématique 3D, (b) Le champ solaire, (c) Le réservoir de stockage, (d) La centrale de traitement d'air, (e) Le vase d'expansion et l'armoire de commande, (f) La cellule de traitement phytosanitaire.

# Conclusions

Dans ce travail, un modèle numérique de séchage du bois a été développé, validé et utilisé pour simuler le traitement phytosanitaire du bois d'emballage. Il a permis de déterminer le temps de traitement et les propriétés de l'air de traitement. Les résultats de ce code ont ensuite été utilisés dans un modèle TRNSYS © de l'installation complète de traitement phytosanitaire solaire pour simuler son comportement dynamique. La même démarche a été entreprise pour le séchage des tomates. Cependant, une cinétique de séchage obtenue expérimentalement a été employée pour obtenir les propriétés de l'air de séchage dans ce cas.

Les principales contributions et conclusions de ce travail peuvent être résumées ainsi :

- L'approche de conception basée sur la simulation qui combine des modélisations micro (au niveau de la planche de bois) et macro (au niveau de l'ensemble du séchoir et de son système de chauffage solaire), et qui utilise les données météorologiques d'une année typique, a permis une meilleure optimisation de l'installation.
- La faisabilité technique du concept a été démontrée en montrant la possibilité de contrôler les conditions d'air requises pour assurer le traitement phytosanitaire du bois et le séchage des tomates avec l'énergie solaire uniquement.
- L'optimisation des dimensions du système a montré que, pour 315 kg de tomates fraîches, un collecteur à tubes sous vide de 45 m<sup>2</sup> est nécessaire avec un réservoir de stockage stratifié à deux niveaux de 3600 litres, et la source d'énergie auxiliaire n'est nécessaire que pour les mois de décembre et janvier dans les conditions météorologiques de Tunis, Tunisie
- On a obtenu pour le stockage de la chaleur, dans un réservoir d'eau chaude, un rapport volume du réservoir/surface du capteur sous-vide d'environ 80 l/m<sup>2</sup> dans les deux installations.
- Les simulations, réalisées pour une cellule solaire à installer à Tunis traitant une pile de bois de 1 m<sup>3</sup>, soit 0,7 m<sup>3</sup> de bois, ont montré que
  - o la variation de la surface des capteurs solaires nécessaire tout au long de l'année présente une courbe avec deux plateaux correspondant aux saisons d'hiver (avec une surface de capteur d'environ 45 m<sup>2</sup>) et d'été (avec une surface de capteur d'environ 16 m<sup>2</sup>).
  - o L'optimisation des dimensions du système a donné un système avec un collecteur à tubes sous vide de 22 m<sup>2</sup> et un réservoir d'eau de 1500 litres qui couvrirait les besoins pour toutes les saisons sans utiliser de chauffage d'appoint, à condition que le volume de bois à traiter soit réduit de 0,7 m<sup>3</sup> à 0,42 m<sup>3</sup> pendant la saison d'hiver (décembre à février). Ceci est justifié car investir dans une installation solaire capable de satisfaire pleinement les besoins hivernaux reviendrait à plus que doubler le coût pour des gains minimes.
- Deux prototypes, un pour chaque application, ont été construits. Les tests expérimentaux préliminaires sur les prototypes ont confirmé la faisabilité et le bon fonctionnement des installations.

Le présent travail se poursuit avec les perspectives suivantes

- les outils numériques développés seront également utilisés pour étudier et dimensionner les installations de séchage du bois.
- Une étude est en cours pour étendre l'utilisation du séchoir pour tomates à d'autres produits afin de pouvoir l'utiliser en dehors de la saison des tomates. Dans cette étude, il s'agit de



déterminer la quantité maximale de produit à sécher dans l'installation existante selon la denrée et sa saison de maturation. D'autres perspectives incluent la recherche de la taille optimale de chaque installation qui permettrait d'obtenir le coût le plus bas du produit séché.

# Conclusion de la deuxième partie

Deux programmes ont été présentés comme échantillon de mes travaux de recherche appliquée en énergétique. Ils considèrent l'optimisation et la viabilité économique des centrales électriques à cheminée solaire (SCPP) et la conception et la construction de séchoirs solaires.

Dans le premier programme, on a démontré la faisabilité et la viabilité économique des SCPP en Tunisie. Le coût actualisé de l'électricité pour la configuration optimisée de la SCPP est compétitif avec les centrales PV. La SCPP a aussi l'avantage d'être technologiquement abordable. Parmi les perspectives de continuation de ce travail, on compte trouver des solutions techniques pour produire l'effet cheminée, au moins en partie, sans cheminée afin de diminuer la hauteur de celle-ci (c'est l'élément le plus coûteux et le plus difficile à réaliser dans la centrale) en créant un écoulement giratoire à la sortie de la cheminée de façon à engendrer un écoulement de type tornade qui étendrait l'écoulement ascendant même en dehors de la cheminée, créant ainsi l'effet d'une plus haute cheminée effective.

Le second programme a permis la conception et le développement de séchoirs solaires pour le séchage des tomates et pour le traitement phytosanitaire du bois. Deux prototypes de ces installations ont été construits.

Dans les deux cas, la conception et l'optimisation des dimensions ont été obtenues à l'aide de simulations numériques : la CFD dans un cas et des simulations dynamiques de systèmes thermodynamique dans l'autre. L'utilisation des données météorologiques d'une année typique a permis une meilleure optimisation des installations dans les deux études.

De plus, l'approche adoptée pour la conception de la cellule solaire de traitement phytosanitaire, a illustré l'intérêt de combiner des modélisations micro (au niveau de la planche de bois) et macro (au niveau de l'ensemble du séchoir et de son système de chauffage solaire).

# Conclusion Générale

Une synthèse d'une partie de mes activités de recherche a été présentée. Pour la recherche fondamentale, le focus était sur les structures cohérentes qui se forment dans les écoulements dans les canaux complexes. Un échantillon de deux programmes a été présenté pour mes activités de recherche appliquée. Une vue plus complète, sur tous les projets appliqués entrepris, peut être obtenue en consultant les rapports finaux des différents projets (fournis dans le CD accompagnant ce rapport). La liste de mes publications (annexe 2) montre cette bipartition de l'activité de recherche. J'ai publié au total vingt (20) articles de journaux, un chapitre de livre et trente-six (36) communications dans des conférences dont vingt-cinq (25) avec comité de lecture.

Un apport aussi important que les contributions scientifiques et techniques des travaux entrepris, est la formation par la recherche. Mes travaux de recherche ont permis l'encadrement de quatre (4) doctorats, vingt-et-un (21) masters de recherche et un master professionnel (voir Annexe 3). J'ai aussi encadré 89 projets de fin d'études (PFE) dont une majorité avec l'industrie, ce qui a permis une ouverture sur l'environnement socio-économique.

En somme, mes activités de recherche montrent une continuité et une cohérence du parcours (recherche fondamentale en mécanique des fluides) et en même temps, une dynamique et une diversification (recherche appliquée).

# Liste bibliographique

## Première partie

Bhattacharya, P., Manoharan, M.P., Govindarajan, R. and Narasimha, R., 2006, The critical Reynolds number of a laminar incompressible mixing layer from minimal composite theory, *J. Fluid Mech.*, vol. 565, pp. 105–114. doi:10.1017/S0022112006002047.

Biemüller, M., Meyer, L. and Rehme, K., 1996, Large eddy simulation and measurement of the structure of turbulence in two rectangular channels connected by a gap, *Engineering Turbulence Modeling and Experiments*, vol 3, pp. 249-258.

Blackwelder, R.F. and Kaplan, R.E., 1976, On the wall structure of turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, vol. 76, pp. 89-112.

Candela, D.S., Gomes, T.F., Goulart, J.N.V. and Anflor, C.T.M., 2020, Numerical simulation of turbulent flow in an eccentric channel, *Eur J Mech B Fluids*, vol. 83, pp. 86-98.

Chang, D. and Tavoularis, S., 2005, Unsteady numerical simulations of turbulence and coherent structures in axial flow near a narrow gap, *J. Fluid Eng.*, vol. 127, pp. 458-466.

Chang, D. and Tavoularis, S., 2006, Convective Heat Transfer in Turbulent Flow Near a Gap, *J. Heat Transfer*, vol. 128, pp. 701-708.

Chang, D. and Tavoularis, S., 2007, Numerical simulation of turbulent flow in a 37-rod bundle, *Nucl. Eng. Des.*, vol. 237, pp. 575–590.

Chang, D., Tavoularis, S., 2012, Numerical simulations of developing flow and vortex street in a rectangular channel with a cylindrical core, *Nucl. Eng. Des.*, vol. 243, pp. 176-199.

Choueiri, G.H. and Tavoularis, S., 2014, Experimental investigation of flow development and gap vortex street in an eccentric annular channel. Part 1, Overview of the flow structure, *J. Fluid Mech.*, vol. 752, pp. 521-542.

Choueiri, G.H. and Tavoularis, S., 2015, Experimental investigation of flow development and gap vortex street in an eccentric annular channel. Part 2. Effects of inlet conditions, diameter ratio, eccentricity and Reynolds number, *J. Fluid Mech.*, vol. 768, pp. 294-315.

Comolet, R., 1994, *Mécanique Expérimentale des Fluides*, Tome II, Ed. Masson, Paris, France.

De Melo, T., Goulart, J.N.V., Anflor, C.T. and Dos Santos, E., 2016, Experimental investigation of the velocity time-traces of the turbulent flow in a rectangular channel with a lateral slot, *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, vol. 62, pp. 130-138. <http://dx.doi.org/10.1016/j.euromechflu.2016.12.003>.

De Moerloose, L., Aerts, P., De Ridder, J., Vierendeels, J. and Degroote, J., 2018, Numerical investigation of large-scale vortices in an array of cylinders in axial flow, *J. Fluids Struct.*, vol. 78, pp. 277–298.

Delpace, F., 2018, Laminar flow of Newtonian liquids in ducts of rectangular cross-section a model for both physics and mathematics, *Open Acc J Math Theor Phy.*, vol. 1(5), pp. 198–201. doi: 10.15406/oajmtp.2018.01.00034.

- Gosset, A. and Tavoularis, S., 2006, Laminar flow instability in a rectangular channel with a cylindrical core, *Phys. Fluids*, vol. 18.
- Goulart, J., Noletto, L., Möller, S.V., 2014, Experimental study of mixing layer in a closed compound channel, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, vol. 36(2), pp. 411-420.
- Goulart, J.N.V. and Möller, S.V., 2007, Shear Flow in Compound Channels, *Proceedings of 19th International Congress of Mechanical Engineering*, Brasília, Brazil.
- Goulart, J., Wissink, J.G. and Wrobel, L.C., 2016, Numerical simulation of turbulent flow in a channel containing a small slot, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, pp. 1–12.
- Guellouz, S., 2022, An experimental study of the inception of large scale structures in laminar flow through two parallel fins, Submitted to *Exp. Thermal Fluid Sci.*
- Guellouz, M.S. and Tavoularis, S., 1992, Heat transfer in rod bundle subchannels with varying rod-wall proximity, *Nuclear Engineering and Design*, vol. 132, pp. 351-366.
- Guellouz, M.S. and Tavoularis, S., 2000a, The structures of turbulent flow in a rectangular channel containing a cylindrical rod – Part 1: Reynolds-averaged measurements, *Exp. Thermal Fluid Sci.*, vol. 23, pp. 59-73.
- Guellouz, M.S. and Tavoularis, S., 2000b, The structures of turbulent flow in a rectangular channel containing a cylindrical rod – Part 2: Phase-averaged measurements, *Exp. Thermal Fluid Sci.*, vol. 23, pp. 75-91.
- Guellouz, M.S., Souissi, F. and Ben Salah, N., 2020, The Flow Structure in the Narrow Gaps of Compound Channels: The Basic Flow, *Arab J Sci Eng*, vol. 45(7). doi: 10.1007/s13369-020-04433-6.
- Harbaoui, M. and Guellouz, M.S., 2006, Large scale structures in laminar flow through two parallel fins, *Third International Conference on Advances in Mechanical Engineering and Mechanics ICAMEM2006*, Hammamet Tunisia.
- Home, D., Arvanitis, G., Lightstone, M.F., and Hamed, M.S., 2009, Simulation of flow pulsations in a twin rectangular sub-channel geometry using unsteady Reynolds Averaged Navier–Stokes modelling, *Nucl. Eng. Des.*, vol. 239(12), pp. 2964-2980.
- Home D., Lightstone, M.F., 2014, Numerical investigation of quasi-periodic flow and vortex structure in a twin rectangular subchannel geometry using detached eddy simulation, *Nucl. Eng. Des.*, vol. 270, pp. 1-20.
- Hooper, J.D., 1983, The development of large structure in the rod gap region of turbulent flow through closely spaced rod arrays, *Fourth symposium on turbulent shear flows*, Karlsruhe, Germany, p 1.23-1.27.
- Hooper, J.D. and Rehme, K., 1984, Large scale structural effects in developed turbulent flow trough closely-spaced rod arrays, *J Fluid Mechanics*, vol. 145, pp. 305-337.
- Kaddeche, S., Henry, D. and Ben Hadid, H., 2003, Magnetic stabilization of the buoyant convection between infinite horizontal walls with a horizontal temperature gradient, *J. Fluid Mech.*, vol. 480, pp. 185-216.

- Koched, A. and Guellouz, M.S., 2008, Large scale coherent structures in laminar compound open channel flows, Fourth International Conference on Advances in Mechanical Engineering and Mechanics ICAMEM2008, Sousse, Tunisia.
- Liu, M. and Ishiwatari, Y., 2011, Unsteady numerical simulations of the single-phase turbulent mixing between two channels connected by a narrow gap, *Nucl. Eng. Des.*, vol. 241(10), pp. 4194-4205.
- Merzari, E., Ninokata, H. and Baglietto, E., 2008, Numerical simulation of flows in tight-lattice fuel bundles, *Nucl. Eng. Des.*, vol. 238, pp. 1703–1719.
- Merzari, E., Wang, S., Ninokata, H. and Theofilis, V., 2008, Biglobal linear stability analysis for the flow in eccentric annular channels and a related geometry, *Phys. Fluids*, Vol. 20.
- Meyer, L., 2010, From discovery to recognition of periodic large scale vortices in rod bundles as source of natural mixing between subchannels-a review, *Nucl. Eng. Des.*, vol. 240, pp. 1575–1588.
- Meyer, L. and Rehme, K., 1994, Large-scale turbulence phenomena in compound rectangular channels, *Exp. Thermal Fluid Sci.*, vol. 8, pp. 286-304.
- Meyer, L. and Rehme, K., 1995, Periodic vortices in flow through channels with longitudinal slots or fins, 10<sup>th</sup> Symposium on turbulent shear flows, the Pennsylvania State University, USA.
- Möller, S.V., 1991, On phenomena of turbulent flow trough rod bundles, *Exp. Thermal Fluid Sci.*, vol. 4, pp. 25-35.
- Moradi, H. V. and Tavoularis, S., 2019, Flow instability in weakly eccentric annuli, *Phys. Fluids* 31, 044104. doi: 10.1063/1.5088992.
- Piot, E. and Tavoularis, S., 2011, Gap instability of laminar flows in eccentric annular channels, *Nuclear Engineering and Design*, vol. 241, pp. 4615–4620. doi:10.1016/j.nucengdes.2010.08.025.
- Rowe, D.S., Johnson, B. M., and Knudsen, J. G., 1974, Implications concerning rod bundle cross flow mixing based on measurements of turbulent flow structure, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 17, pp. 407-419.
- Shah, R.K., and London, A. L., 1979, *Laminar Flow Forced Convection in Ducts*, Academic Press.
- Souissi, F., Guellouz, M. S., Ben Salah, N. and Kaddeche, S., 2019, The flow structure in the narrow gaps of compound channels: a linear stability analysis, *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, vol. 34(1), pp. 14-24. doi: 10.1080/10618562.2019.1690141.
- Takashima, M., 1996, The stability of the modified plane Poiseuille flow in the presence of a transverse magnetic field, *Fluid Dyamics Research*, vol 6, no. 17, pp. 293-310.
- Tavoularis, S., 2005, *Measurement in Fluid Mechanics*. Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Tavoularis, S., 2011, Rod bundle vortex networks, gap vortex streets, and gap instability: A nomenclature and some comments on available methodologies, *Nucl. Eng. Des.*, vol. 241, pp. 2624–2626.
- Xiao, H., Zhang, Y., Chen, W. and Zhang, L., 2019, The research on coherent structure in 7-rod bundle lattice, *Ann. Nucl. Energy.*, vol. 124, pp. 39-48.

## Deuxième partie

Agence Nationale pour la Maitrise de l'Energie, 2008, Basic climate data for the design of heating and air conditioning systems, ANME publication, Tunisia.

Agrawal, A. and Sarviya, R.M., 2014, A review of research and development work on solar dryers with heat storage, International Journal of Sustainable Energy. <https://doi.org/10.1080/14786451.2014.930464>

Ahmad, M., 2004, Nouveaux composants actifs pour la gestion énergétique de l'enveloppe légère des bâtiments. Couplage matériaux à changement de phase, super-isolation, apports solaires, Thèse, Université Joseph Fourier, Grenoble 1.

Al-Kayiem, H.H. and Aja, O.C., 2016, Historic and recent progress in solar chimney power plant enhancing technologies, Renewable and Sustainable Energy Reviews, vol. 58, pp. 1269–1292. doi:10.1016/j.rser.2015.12.33.1

Asnaghi, A. and Ladjevardi, S.M., 2012, Solar Chimney Performance in Iran, Renewable and Sustainable Energy Reviews, vol. 16, pp. 3383-3309.

Attig Bahar, F., Sahraoui, M., Guellouz, M.S. and Kaddeche, S., 2019, Effect of the ground heat storage on solar chimney power plant performance in the South of Tunisia: Case of Tozeur, Solar Energy, vol. 193, pp. 545-555. doi:10.1016/j.solener.2019.09.058.

Attit, K. and Chitsomboon, T., 2009, A Single Dimensionless Variable for Solar Chimney Power Plant Modeling, Solar Energy, vol. 83, pp. 2136-2143.

Attit K. and Chitsomboon T., 2013, Mathematical modeling of solar chimney power plants, Energy, vol. 51, pp. 314-322.

Awadalla, H. S. F., 2002, Development of a simulation tool to enable optimization methods of solar Timber Drying, thesis, Faculty of engineering, Cairo University, Egypt.

Azeez, L., Adebisi, S. A., Oyedeji, A.O., Adetoro, A.O., and Tijani, K.O., 2017, Bioactive compounds' contents, drying kinetics and mathematical modelling of tomato slices influenced by drying temperatures and time, Journal of the Saudi Society of Agricultural Sciences.

Bahloul, N., Balti, M. A., Guellouz, M. S. et Kechaou, N., 2015, Effets des conditions de séchage convectif, par rayonnements micro-ondes et du séchage couplé sur les cinétiques et la qualité des tomates, 5ème Séminaire Maghrébin sur les Sciences et les Technologies du Séchage, Ouargla, Algérie.

Bal, L.M., Satya, S. and Naik, S.N., 2010, Solar dryer with thermal energy storage systems for drying agricultural food products: A review, Renewable and Sustainable Energy Reviews, vol.14, pp. 2298–2314.

Bashir, N., Bhat, M. A., Basharat, N. and Shah, M. A., 2014, Effect of different drying methods on the quality of tomatoes, Advances in Food Sciences, vol. 36 – No 2.

Belessiotis, V. and Delyannis, E., 2011, Solar drying, Solar Energy, vol. 85, pp. 1665-1691.

Bennamoun, L., 2011, Reviewing the experience of solar drying in Algeria with presentation of the different design aspects of solar dryers, Renewable and Sustainable Energy Reviews, vol. 15, pp. 3371–3379.

- Bernardes, S., Dos, M. A., Voß, A. and Weinrebe, G., 2003, Thermal and Technical Analyses of Solar Chimneys, *Solar Energy*, vol. 6, pp. 511–24.
- Catalano, P., Fucci, F., Giametta, F., La Penna, A. and La Fianza, G., 2013, Experimental System and Tests to Optimize a Tomato Drying Process, *The Open Agriculture Journal*, pp. 73-79.
- Carcel, J.A., Garcia-Perez, J.V., Riera, E. and Mulet, A., 2007, Influence of high intensity ultrasound on drying kinetics of persimmon, *Drying Technology*, pp. 85-93.
- Clemente, G., Bon, J., Garcia-Perez, J.V. and Mulet, A., 2007, Natural convection drying at low temperature of previously frozen salted meat, *Drying Technology*, pp. 85-91.
- Cònsul, R., Rodríguez, I., Pérez-Segarra, C.D. and Soria, M., 2004, Virtual prototyping of storage tanks by means of three-dimensional CFD and heat transfer simulations, *Solar Energy*, vol 77(2), pp. 179–191.
- Cronin, K., Norton, B., Taylor, J., Riepen, M. and Dalhuijsen, A., 1996, Development of a simulation Tool to enable optimisation of the energy consumption of the industrial timber-drying process, *Applied Energy*, vol. 53, pp. 325-340.
- Cuce, E., Cuce, P.M., Carlucci, S., Sen, H., Sudhakar, K., Hasanuzzaman, M. and Daneshazarian, R., 2022, Solar Chimney Power Plants: A Review of the Concepts, Designs and Performances. *Sustainability*, vol. 14. <https://doi.org/10.3390/su14031450>.
- Das, P., and Chandramohan, V.P., 2019, Computational Study on the Effect of Collector Cover Inclination Angle, Absorber Plate Diameter and Chimney Height on Flow and Performance Parameters of Solar Updraft Tower (SUT) Plant, *Energy*, vol. 172, pp. 366–79. <https://doi.org/10.1016/j.energy.2019.01.128>.
- Demissie, P., Hayelom, M., Kassaye, A., Hailesilassie, A., Gebrehiwot, M. and Vanierschota, M., 2019, Design, development and CFD modeling of indirect solar food dryer, *Energy Procedia*, vol. 158, pp. 1128–1134.
- Dhahri A., Omri, A. and Orfi J., 2014, Numerical Study of a Solar Chimney Power Plant, *Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology*, vol 8(18), pp. 1953-1965. doi:10.19026/rjaset.8.1187
- Dronachari M. and Shriramulu, 2019, Application of Different Types Solar Dryers in Agriculture Crops- A Review, *International Journal of Pure and Applied Bioscience*, vol. 7(2), pp. 303-326.
- El-Sebaei, A.A. and Shalaby, S.M., 2012, Solar drying of agricultural products: A review, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 16, pp. 37-43.
- Fluri, T.P., Pretorius, J. P., Van Dyk, C., Von Backström, T. W., Kröger, D. G., and Van Zijl, G. P. A. G., 2009, Cost Analysis of Solar Chimney Power Plants, *Solar Energy*, vol. 83(2), pp. 246–56. doi:10.1016/j.solener.2008.07.020.
- Fudholi, A., Sopian, K., Ruslan, M.H., Alghoul, M.A. and Sulaiman, M.Y., 2010, Review of solar dryers for agricultural and marine products, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 14, pp. 1–30.
- Gholamalizadeh, E., and Mansouri, S. H., 2013, A Comprehensive Approach to Design and Improve a Solar Chimney Power Plant: A Special Case – Kerman Project, *Applied Energy*, Special Issue on Advances in sustainable biofuel production and use - XIX International Symposium on Alcohol Fuels - ISAF, vol. 102, pp. 975–82. doi:10.1016/j.apenergy.2012.06.012.



- Guellouz, M.S. et Arfaoui, G., 2008, Potentiel de la géothermie de surface pour le chauffage et la climatisation en Tunisie, *Revue des Energies Renouvelables-CICME'08*, pp 143–151.
- Guellouz, M.S., Ghachem, K., Jemni, A. and Ben Chiekh, M., 2023, CFD aided Design: case studies, in “Energy and exergy for sustainable and clean environment, volume 2”, Geo, V.E. and Aloui, F. (editors), Springer Nature Singapore, pp. 449-468. <https://doi.org/10.1007/978-981-16-8274-2>.
- Guo, P., Li, T., Xu, B., Xu, X., and Li, J., 2019, Questions and Current Understanding about Solar Chimney Power Plant: A Review, *Energy Conversion and Management*, vol. 182, pp. 21–33. doi:10.1016/j.enconman.2018.12.063.
- Haaf, W., Friedrich, K., Mayr, G. and Schlaich, J., 1983, Solar Chimneys Part I: Principle and Construction of the Pilot Plant in Manzanares, *Solar Energy*, vol. 2, pp. 3–20. doi:10.1080/01425918308909911
- Haaf, W., 1984, Solar Chimneys – Part II: Preliminary Test Results from the Manzanares Pilot Plant, *International Journal of solar Energy*, vol. 2, pp. 141-161.
- Heredia, A., Barrera, C. and Andrés, A., 2007, Drying of cherry tomato by a combination of different dehydration techniques. Comparison of kinetics and other related properties, *Journal of Food Engineering*, vol. 80(1), pp. 111-118.
- Hermann, F.F., Fanlong, M., Ehsan S. and Andreas, G., 2013, CFD Analysis for Solar Chimney Power Plants, *Solar Energy*, vol. 98, pp. 12-22.
- Holman J. P., 1997, *Heat Transfer*, McGraw- Hill, 8th Edition, United States.
- Jing-yin L., Peng-hua G. and Yuan W., 2012, Effects of Collector Radius and Chimney Height on Power Output of a Solar Chimney Power Plant with Turbines, *Renewable Energy*, vol. 47, pp.21-28.
- Karimipour-Fard, P. and Beheshti, H., 2017, Performance Enhancement and Environmental Impact Analysis of a Solar Chimney Power Plant: Twenty-Four-Hour Simulation in Climate Condition of Isfahan Province, Iran, *International Journal of Engineering*, vol. 8, pp. 1260-1269. doi:10.5829/idosi.ije.2017.30.08b.20.
- Kone, K.Y., 2011, Amélioration de la qualité de la tomate séchée par microondes assistés par air chaud avec pilotage de la puissance spécifique, Thèse, L'Institut des Sciences et Industries du Vivant et de l'Environnement (AgroParisTech), Institut Polytechnique Lasalle-Beauvais.
- Krarti, M., Huang, J. and Seo, D., 2005, Development of TMY Weather Files for Tunisian Sites', Final Report submitted to ANER Tunis, Tunisia.
- Kumar, M., Sansaniwal, S.K. and Khatak, P., 2016, Progress in solar dryers for drying various commodities, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 55, pp. 346–360.
- Larbi, S., Bouhdjar, A., Cherguin, T., 2010, Performance Analysis of a Solar Chimney Power Plant in the Southwestern Region of Algeria, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 14, pp. 470-477.
- Luna, D., Nadeau, J.P. and Jannot, Y., 2009, Solar timber kilns: State of the art and foreseeable developments, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 13, pp. 1446–1455.
- Marfil, P.H.M., Santos, E.M. and Telis, V.R.N., 2008, Ascorbic acid degradation kinetics in tomatoes at different drying conditions, *Food Science and Technology*, pp. 1642-1647.
- Ming T., Liu W. and Xu G., 2006, Analytical and Numerical Simulation of the Solar Chimney Power Plant Systems, *International journal of Energy Res.*, vol.3 0, pp. 861-873.

- Ming, T., Liu, W., Pan, Y., and Xu, G., 2008, Numerical Analysis of Flow and Heat Transfer Characteristics in Solar Chimney Power Plants with Energy Storage Layer, *Energy Conversion and Management*, vol. 49, pp. 2872–79. doi:10.1016/j.enconman.2008.03.004.
- Ministère de l'Industrie, des Mines et de l'Energie (MIME), 2020, Consulté le 12 Nov. 2020. <https://www.energiemines.gov.tn/fr/themes/energies-renouvelables/projets-et-programmes/regime-des-autorisations/>
- Mohammad, O. H., 2011, Analysis of a Solar Chimney Power Plant in the Arabian Gulf Region, *Renewable Energy*, vol. 36, pp. 2593-2598.
- Mohammad, O. H, 2013, Analysis of Solar Chimney Power Plant Utilizing Chimney Discrete Model, *Renewable Energy*, vol. 56, pp. 50-54.
- Moussaoui, H., Aghzzaf, A.A., Idlimam, A. and Lamharrar, A., 2019, Modeling the solar drying of dandelion leaves by factorial experimental design, *Euro-Mediterranean Journal for Environmental Integration*.
- Mustayen, A.G.M.B., Mekhilef, S., and Saidur, R., 2014, Performance study of different solar dryers: A review, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, pp. 463-470.
- Nizetic, S. and Klarin, B., 2010, A Simplified Analytical Approach for Evaluation of the Optimal Ratio of Pressure Drop across the Turbine in Solar Chimney Power Plants, *Applied Energy*, vol. 87, pp. 587–91.
- Nizetic, S., Ninic, N., and Klarin, B., 2008, Analysis and Feasibility of Implementing Solar Chimney Power Plants in the Mediterranean Region, *Energy*, vol. 33, pp. 1680–90.
- Nogaya, K., Li, Y., Jin, Z., Fukumuro, M., Ando, Y. and Akaishi, A., 2006, Low temperature desiccant-based food drying system, *Journal of Food Engineering*, pp. 71-75.
- Okoye, C.O. and Atikol, U., 2014, A Parametric Study on the Feasibility of Solar Chimney Power Plants in North Cyprus Conditions, *Energy Conversion and Management*, vol. 80, pp. 178–87. doi:10.1016/j.enconman.2014.01.009.
- Okoye, C. O., Solyali, O., and Taylan, O., 2016, A New Economic Feasibility Approach for Solar Chimney Power Plant Design, *Energy Conversion and Management*, vol. 126, pp. 1013–27. doi:10.1016/j.enconman.2016.08.080.
- Okoye, C.O. and O. Taylan, 2017, Performance Analysis of a Solar Chimney Power Plant for Rural Areas in Nigeria, *Renewable Energy*, vol. 104, pp. 96–108. doi:10.1016/j.renene.2016.12.004.
- Okoye C.O. and Ugur A., 2014, A Parametric Study on the Feasibility of Solar Chimney Power Plants in North Cyprus Conditions, *Energy Conversion and Management*, vol 80, pp. 178-187.
- Pastohr, H., Kornadt, O. and Gürlebeck, K., 2004, Numerical and analytical calculations of the temperature and flow field in the upwind power plant, *Int. J. Energy Res.*, vol. 28, pp. 495–510.
- Pasumarthi, N., and Sherif, S.A., 1998, Experimental and Theoretical Performance of a Demonstration Solar Chimney Model—Part II: Experimental and Theoretical Results and Economic Analysis, *International Journal of Energy Research*, vol. 22, pp. 443–61.
- Peng-hua, G., Jing-yin, L. and Yuan, W., 2014, Numerical Simulation of Solar Chimney Power Plant with Radiation Model, *Renewable Energy*, vol. 62, pp. 4-30.

- Pirasteh, G., Saidur, R., Rahman, S.M.A. and Rahim, N.A., 2014, A review on development of solar drying applications, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, pp. 133-148.
- Prakash, O., Laguri, V., Pandey, A., Kumar, A. and Kumar, A., 2016, Review on various modelling techniques for the solar dryers, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, pp. 396-417.
- Pretorius, J.P. and Kröger, D.G., 2006, Solar Chimney Power Plant Performance, *J. Sol. Energy Eng.*, vol. 128(3), pp. 302-311. <https://doi.org/10.1115/1.2210491>.
- Riahi, M.H., Trelea, I.C., Leclercq-Perlat, M.N., Piacque, D. and Corrieu, G., 2007, Model for changes in weight and dry matter during the ripening of a smear soft cheese under controlled temperature and relative humidity, *Int Dairy Journal*, pp. 46-53.
- Sangi, R., Amidpour, M. and Hosseinizadeh, B., 2011, Modelling and numerical simulation of solar chimney power plant, *Solar Energy*, vol. 85, pp. 829-838.
- Santosh, R. and Seabron, A., 2020, Renewable energy finance in the international context, in "Renewable Energy Finance 1st Edition -Theory and Practice", Santosh, R. and Seabron, A. (editors), Elsevier academic press. doi: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-816441-9.00013-1>.
- SCET-Tunisie, 2020, Communication Privée (SCET Tunisie; <https://www.scet-tunisie.com/>).
- Schlaich, J., 1995, *The Solar Chimney: Electricity from the Sun*. Edition Axel Menges.
- Schlaich, J., Bergemann, R., Schiel, W., and Weinrebe, G., 2005, Design of Commercial Solar Updraft Tower Systems—Utilization of Solar Induced Convective Flows for Power Generation, *Journal of Solar Energy Engineering*, vol. 127(1), pp. 117-124. doi:10.1115/1.1823493.
- Sharma, A., Chen, C.R. and Vu Lan, N., 2009, Solar-energy drying systems: A review, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, pp. 1185-1210.
- Sharma, A.K., Sharma, C., Subhash, C., Tara, M. and Kandpal, C., 2017, Solar industrial process heating: A review, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, pp. 124-137.
- Sela, S., Schroeder, T., Mamoru, M. et Ormsby, M., 2017, Réglementation des matériaux d'emballage en bois utilisés dans le commerce international, Document explicatif de la NIMP 15, FAO Paris.
- Souza, J.S, Medeiros, M.F.D., Margarida, M.A., Magalhaes, M.M.A., Rodrigues, S. and Fernandes, F.A.N., 2007, Optimization of osmotic dehydration of tomatoes in a ternary system followed by air-drying, *Journal of Food Engineering*, vol. 83, pp. 501-9.
- STEG, 2015, Tarifs Du Transport et de l'achat de l'excédent de l'autoproduction de l'électricité—STEG, Consulté 12 Fév 2020. [https://www.steg.com.tn/fr/tarifs/tarifs\\_auto\\_production\\_autre.html](https://www.steg.com.tn/fr/tarifs/tarifs_auto_production_autre.html).
- STEG, 2018, STEG Annual Report 2017, Consulté 12 Fév 2020. <http://www.steg.com.tn/fr/institutionnel/publications.html>
- Ternenge Abur, B., Dandakouta, H., Adisa, A.B. and Ejilah, R.I., 2019, Parametric study for Solar Dryer Design, *Discovery*, vol. 55 (284).
- Toshniwal, U. and Karale, S.R., 2013, A review paper on Solar Dryer. *International Journal of Engineering Research and Applications*, vol. 3(2), pp. 896-902.
- TRNSYS, 2017, University of Wisconsin-Madison, Solar Energy Laboratory, USA. Consulté le 7 avril 2017, <https://sel.me.wisc.edu/trnsys/>

UNFCCC, 2019, Conference of the Parties (COP) UNFCCC, Accessed Feb. 12th 2020. <https://unfccc.int/process/bodies/supreme-bodies/conference-of-the-parties-cop>.

VijayaVenkataRaman, S., Iniyar, S. and Goic, R., 2012, A review of solar drying technologies, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 16, pp. 2652-2670.

Wang, W., Li, M., Hassanien, R.H.E., Wang, Y. and Yang, L., 2018, Thermal Performance of Indirect Forced Convection Solar Dryer and Kinetics Analysis of Mango, *Applied Thermal Engineering*.

Workneh, T.S., Raghavan, V. and Garipey, Y., 2011, Microwave assisted hot air ventilation drying of tomato slices, *International Conference on Food Engineering and Biotechnology*, Singapore: IACSIT Press.

Xu, G., Ming, T., Pan, Y., Meng, F. and Zhou, C., 2011, Numerical analysis on the performance of solar chimney power plant system, *Energy Convers. Manag.*, vol. 52, pp. 876–883. <https://doi.org/10.1016/j.enconman.2010.08.014>

Zriba, A., Guellouz, M.S. and Jemni, A., 2021, Design and optimization of a tomato drying solar cell, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, vol. 43, 296 <https://doi.org/10.1007/s40430-021-03010-8>

# Annexes

# Annexe 1 : Projets de Recherche et Expertises

## Projets de recherche réalisés

### En Tunisie :

1. WIND4GRID : Wind turbine power system for grid stabilization with integrated energy storage
  - rôle dans le projet : porteur côté tunisien.
  - financé par Tunisian-German Bilateral Science and Technology Cooperation Involving Industry and University (TUNGER2+2)
  - Coopération avec l'Université de Rostock, l'entreprise Freqcon (Allemagne) et l'entreprise Qair (Tunisie)
  - Durée : 3 ans (2019-2022)
  - <https://sadokguellouz.wixsite.com/wind4grid>
2. Albedo measurements and study of its energy and climate effects
  - rôle dans le projet : co-porteur.
  - financé par le Mediterranean Renewable Energy Centre et le Ministère Italien de l'environnement
  - Coopération avec l'ENIT (Prof Chiheb Bouden)
  - Durée : 3 ans (2012-2015)
3. Conception et construction d'une cellule solaire pour le traitement phytosanitaire du bois
  - rôle dans le projet : porteur.
  - financé par le Programme National de Recherche et d'Innovation (PNRI), Tunisie
  - Coopération avec l'ENIT (Prof Chiheb Bouden), le CETIBA et AES
  - Durée : 2 ans (2011-2013)
4. Etude et développement d'un séchoir solaire pour tomates (Financé par)
  - rôle dans le projet : coordinateur du PRF
  - financé par le Programme de Recherche Fédérée (PRF), Tunisie
  - Coopération avec l'ENIS, la FST, l'ANME et Agrifood
  - Durée : 2 ans (2012-2014)
5. Conception de dispositifs de captage des différentes émanations produites dans l'industrie du bois,
  - rôle dans le projet : porteur.
  - financé par le Programme National de Recherche et d'Innovation (PNRI), Tunisie
  - Coopération avec le CETIBA et Meublatex
  - Durée : 2 ans (2005-2007).
6. Caractérisation et Contrôle des écoulements décollés,
  - rôle dans le projet : membre.
  - financé par l'Agence Universitaire de la Francophonie (AUF)
  - Coopération avec IMFT de Toulouse (France) et l'Université d'Ottawa (Canada)
  - Durée : 1 ans (2007-2008).

7. Caractérisation thermophysique des isolants utilisés dans le bâtiment en Tunisie, Financé par (Tunisie).
  - rôle dans le projet : porteur.
  - financé par l'Agence Nationale de Maîtrise de l'Energie (ANME), Tunisie
  - Durée : 2 ans (2006-2008).
8. Ecoulements biologiques : écoulements dans les artères munies d'un stent
  - rôle dans le projet : porteur.
  - financé par le programme de coopération avec les chercheurs tunisiens résidents à l'étranger, Tunisie
  - Coopération avec Prof Mohsen Ferchichi (Lakehead University, Canada)
  - Durée : 1 an (2006-2007).

#### Au Canada :

9. Etudes expérimentales des écoulements turbulents dans les canaux complexes
  - rôle dans le projet : porteur.
  - financé par le Conseil de recherche en sciences naturelles et en Génie du Canada
  - Durée : 4 ans (2002-2006).
10. Structure de l'écoulement et transfert de chaleur dans le refroidissement de surfaces par impact de jets confinés ou libres
  - rôle dans le projet : porteur.
  - financé par le Programme de Recherche Universitaire du Ministère de la Défense Nationale du Canada
  - Durée : 3 ans (2002-2005).

#### **Expertises**

1. Etude des effets des actions d'efficacité énergétiques et d'autoproduction sur la courbe de demande d'électricité jusqu'à 2021, service d'expertise pour la STEG en consortium avec CEREN et RTE (France), Projet STEG-GIZ (2018).
2. Assistance du Mediterranean Renewable Energy Centre (MEDREC) pour répondre à des appels à propositions de projets européens (2018).
3. Etude sur le séchage solaire, service d'expertise pour l'Agence Nationale pour la Maîtrise de l'Energie (2007).

#### **Projets réalisés à l'Energie Atomique du Canada Limitée (1999-2001)**

1. Next Generation CANDU: modèle CATHENA du Circuit de la centrale nucléaire.
2. Analyse thermique des ajusteurs en Cobalt de la centrale nucléaire Pickering B.
3. CANDU 9 : Etude d'un accident où plusieurs tubes se brisent dans un des générateurs de vapeur.
4. CANDU 9 : Pressions dans les générateurs de vapeur à la suite d'un accident de perte importante de fluide caloporteur.

# Annexe 2 : Liste des publications

## Chapitre de livre

1. M.S. Guellouz, K. Ghachem, A. Jemni and M. Ben Chiekh, 2023, CFD aided Design: case studies, in “Energy and exergy for sustainable and clean environment, volume 2”, by V.E. Geo and F. Aloui (editors), Springer Nature Singapore, p449-468, <https://doi.org/book/10.1007/978-981-16-8274-2>.

## Publications dans les journaux

1. M.S. Guellouz, 2022, An Experimental Study of the Inception of Large Scale Structures in Laminar Flow Through Two Parallel Fins, *Physics of Fluids*, 34, 114122, <https://doi.org/10.1063/5.0123549>
2. F.M. Kayser, J.N.V. Goulart, M.S. Guellouz, J.M. da Silva Ferrari, C.T. Mota Anflor, 2022, Experimental Assessment of the Gap Width Effect On Turbulent Flow and Forced Convective Heat Transfer Around a Single Rod Suspended in a Channel, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 136, 110661, <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2022.110661>
3. A. Zriba, M. M. Oueslati, M. S. Guellouz, C. Bouden & A. Jemni, 2022, Design, optimization and implementation of a solar cell for wood phytosanitary treatment, *Energy Sources, Part A: Recovery, Utilization, and Environmental Effects*, 44:4, 9272-9292, DOI:10.1080/15567036.2022.2129872.
4. F. Attig Bahar, M.S. Guellouz, M. Sahraoui and S. Kaddeche, 2021, Economic analysis of a 1MW solar chimney power plant in Tozeur, Tunisia, *Renewable Energy*, v 178, November 2021, 456-465, <https://doi.org/10.1016/j.renene.2021.06.073>.
5. A. Zriba, M.S. Guellouz and A. Jemni, 2021, Design and optimization of a tomato drying solar cell, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 43:296 <https://doi.org/10.1007/s40430-021-03010-8>
6. M.A.B. Eltarkawe, M.S. Guellouz and S.L. Miller, Particulate Matter (PM10) Sources in Bizerte, Tunisia using Logistic Regression Model, 2021, *The international Journal of Engineering and Information Technology*, v 7, 2, 68-75.
7. F. Souissi, M. S. Guellouz, N. Ben Salah and S. Kaddeche, 2020, The flow structure in the narrow gaps of compound channels: a linear stability analysis, *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 34:1, 14-24, DOI: 10.1080/10618562.2019.1690141
8. M.S. Guellouz, F. Souissi and N. Ben Salah, 2020, The Flow Structure in the Narrow Gaps of Compound Channels: The Basic Flow, *Arab J Sci Eng*, issue 7, vol 45, DOI: 10.1007/s13369-020-04433-6
9. F. Attig Bahar, M. Sahraoui, M.S. Guellouz and S. Kaddeche, 2019, Effect of the ground heat storage on solar chimney power plant performance in the South of Tunisia: Case of Tozeur, *Solar Energy* 193:545-555, DOI: 10.1016/j.solener.2019.09.058
10. I. Khabbouchi, H. Fellouah, M. Ferchichi, M.S. Guellouz, 2014, Effects of free-stream turbulence and Reynolds number on the separated shear layer from a circular cylinder, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn*, 135 (2014) pp 46–56.
11. F. Attig Bahar, M.S. Guellouz, M. Sahraoui and S. Kaddeche, 2014, A Numerical Study of solar chimney power plants in Tunisia, *IOP Journal of Physics*, DOI: 10.1088/1742-6596/596/1/012006.



12. M. Ben Chiekh, M. Michard, M.S. Guellouz, J.C. Béra, 2013, POD analysis of momentumless trailing edge wake using synthetic jet actuation, Original Research Article, *Experimental Thermal and Fluid Science*, v 46, pp 89-102.
13. I. Khabbouchi, M.S. Guellouz, S. Ben Nasrallah, 2013, A study of the effect of the jet-like flow on the near wake behind a circular cylinder close to a plane wall, *Experimental Thermal and Fluid Science*, v 44, pp 285–300.
14. M. Ben Chiekh, M. Ferchichi, M. Michard, M.S. Guellouz, J.C. Béra, 2013, Synthetic jet actuation strategies for momentumless trailing edge wake, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v 113, pp 59-70.
15. I. Boulaoued, M.S. Guellouz, A. Mhimid, A. Jemni, 2012, Experimental determination of the thermophysical properties of building insulating materials, *Special Topics & Reviews in Porous Media – An International Journal*, 3(2), pp 177–188.
16. M.S. Guellouz et G. Arfaoui, 2008, Potentiel de la géothermie de surface pour le chauffage et la climatisation en Tunisie, *Revue des Energies Renouvelables-CICME'08*, pp 143 – 151.
17. M.S. Guellouz and S. Tavoularis, 2000, The Structure of Turbulent Flow in a Rectangular Channel Containing a Cylindrical Rod; Part 2: Phase Averaged Measurements, *Experimental Thermal and Fluid Science*, v 23, n 1-2, pp 75-91.
18. M.S. Guellouz and S. Tavoularis, 2000, The Structure of Turbulent Flow in a Rectangular Channel Containing a Cylindrical Rod; Part 1: Reynolds Averaged Measurements, *Experimental Thermal and Fluid Science*, v 23, n 1-2, pp 59-73.
19. M.S. Guellouz and S. Tavoularis, 1995, A simple pendulum technique for the calibration of hot-wire anemometers over low velocity ranges, *Experiments in Fluids*, v 18, pp 199 203.
20. M.S. Guellouz and S. Tavoularis, 1992, Heat transfer in rod bundle subchannels with varying rod-wall proximity, *Nuclear Engineering and Design*, v 132, pp 351 366.

### **Compte-rendu de conférences avec comité de lecture**

1. F. Attig Bahar, M.S. Guellouz, M. Sahraoui and S. Kaddeche, 2016, Solar chimney power plant efficiency analysis for the Tunisian South, 9èmes Journées Tunisiennes sur les Ecoulements et les Transferts, JITET Hammamet, Tunisia, December 2016.
2. M. Bedoui, M.S. Guellouz and M. Ben Chiekh, 2016, Coherent structures in compound open channel flow, 9èmes Journées Tunisiennes sur les Ecoulements et les Transferts, JITET Hammamet, Tunisia, December 2016.
3. M.S. Guellouz, M. Araour and A. Jemni, 2016, CFD Aided Design of a Convective Dryer, 1er Colloque International Froid, Énergie et Environnement IREEC1, Hammamet, Tunisie, 24 – 27 Mars 2016 (communication TTMF22).
4. A. Zriba, M. M. Oueslati, M. S. Guellouz, 2013, A Numerical study for the design of solar wood dryers, 4ème Séminaire Maghrébin sur les Sciences et les Technologies de Séchage (SMSTS'2013), Kerkennah, 25-28 Mars.
5. I. Khabbouchi, M. Ferchichi and M.S. Guellouz, 2011, Effect of Free-stream Turbulence on the Near-wake of a Circular Cylinder, *Proceedings of the 23rd CANCAM*, Vancouver, Canada
6. M.M. Oueslati and M.S. Guellouz, A numerical tool for the development of solar wood dryers, Fifth International Conference on Thermal Engineering: Theory and Applications, May 10-14, 2010, Marrakesh, Morocco, 2010.

7. Khabbouchi, H. Fellouah, M. Ferchichi and M.S. Guellouz, 2010, An experimental investigation on the effects of turbulence intensity on the vortex shedding past a circular cylinder in the sub-critical regime, HEFAT 2010, 7th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics 19-21 July 2010 Antalya, Turkey
8. M.S. Guellouz, S. Kaddeche, M.B. Sebti and N. Ben Salah, 2009, On the Formation of Coherent Structures in Narrow Gaps of Complex Channels: A linear Stability Analysis, The 13th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-13), Kanazawa City, Japan, September 27-October 2.
9. I. Khabbouchi, M.S. Guellouz et S. Tavoularis, 2009, Influence of coherent structures on the wall shear stress in axial flow between a cylinder and a plane wall, International Symposium on Convective Heat and Mass Transfer in Sustainable Energy, CONV'09 du ICHMT, Hammamet, April 26 – 1 May, 2009.
10. T. Abidi, M.S. Guellouz, M. Harbaoui and M. Ellejmi, 2009, Development of a non-intrusive diagnosis technique for gas lifted oil wells, International Symposium on Convective Heat and Mass Transfer in Sustainable Energy, CONV'09 du ICHMT, Hammamet, April 26 – 1 May, 2009.
11. H. Trabelsi et M.S. Guellouz, 2008, A numerical study of an isothermal submerged laminar jet impinging a flat surface, 4th ICAMEM2008, Sousse, 16-18 décembre, 2008.
12. A. Koched et M.S. Guellouz, 2008, Large scale coherent structures in laminar compound open channel flows, 4th ICAMEM2008, Sousse, 16-18 décembre, 2008.
13. H. Trabelsi, M. Ferchichi et M.S. Guellouz, 2008, Compliance mismatch effects on a pulsatile flow in a stented artery, International Conference on Numerical Analysis and Applied Mathematics, 16-20 septembre 2008, Kos, Greece, AIP Conf. Proc., Vol 1048, p 755-758. DOI: 10.1063/1.2991039
14. I. Khabbouchi et M.S. Guellouz, 2008, Ecoulement autour d'un cylindre circulaire proche d'une paroi : Effet de l'écoulement type jet, Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL 2008, Futuroscope, France, 16 - 19 septembre 2008.
15. M.S. Guellouz et G. Arfaoui, 2008, Potentiel de la géothermie de surface pour le chauffage et la climatisation en Tunisie, 1ere Conférence Internationale sur la Conversion et la Maitrise de l'Energie, Sousse, Tunisia 11-13 avril 2008, pp 443-447.
16. A. Koched, S. Baccouche, M.S. Guellouz, 2008, Nuclear co-generation for electrical production and water desalination in Tunisia, 1ere Conférence Internationale sur la Conversion et la Maitrise de l'Energie, Sousse, Tunisia 11-13 avril 2008, pp 403-407.
17. I. Boulaoued, N. Dimassi, M.S. Guellouz, A. Mhimid, A. Jemni, 2008, Caractérisation des propriétés thermophysiques des isolants utilisés dans le bâtiment, 1ere Conférence Internationale sur la Conversion et la Maitrise de l'Energie, Sousse, Tunisia 11-13 avril 2008, pp 203-207.
18. A. Koched, S. Baccouche, M.S. Guellouz, 2007, Technical and Economical Evaluation of Nuclear Water Desalination in Tunisia , proceedings of the International Conference on Non-Electric Applications of Nuclear Power: Seawater Desalination, Hydrogen Production and other Industrial Applications, Oarai, Japan 16-19 April 2007.
19. K. Ghachem, M.S. Guellouz, M.B. Bahri, M. Ben Chiekh et A. Jemni, Conception assistée par la CFD de dispositifs de captage de poussières dans l'industrie du bois, JTET2006, 19-21 mars 2006 Monastir-Tunisie, pp 200-203.
20. W. Mensi, M.S. Guellouz and N. Ben Salah, Heat Conduction in a cylinder containing a ring of rods, JTET2006, 19-21 mars 2006 Monastir-Tunisie, pp 236-239.

21. R. Borgi, M.S. Guellouz and N. Ben Salah, Pollutant Dispersion from a Point Source in a Turbulent Atmospheric Boundary Layer (poster), JTET2006, 19-21 mars 2006 Monastir-Tunisie, pp 60-63.
22. M. Harbaoui and M.S. Guellouz, 2006, Large Scale Structures in Laminar Flow Through Two Parallel Fins, 3rd ICAMEM Conference, 17-19 Dec 2006 Hammamet –Tunisie.
23. A. Koched, S. Baccouche, M.S. Guellouz, 2006, Contribution à l'évaluation technico-économique du dessalement nucléaire en Tunisie, JNTIDE 2006, 4-7 Novembre, Hammamet-Tunisie.
24. M.S. Guellouz and S. Tavoularis, 1999, Coherent structures in the gaps of rod bundles, Proceedings of the 20th CNS Annual Conference, Montreal, Quebec, Canada, May 30-June 2.
25. M.S. Guellouz and S. Tavoularis, 1995, Large scale transport across narrow gaps in rod bundles, Proceedings of the NURETH 7 Conference, September 10-15, Saratoga Springs, New York, U.S.A, v 4, pp 2738 2761.

### Compte-rendu de conférences

1. M. Bedoui, M.S. Guellouz and M. Ben Chiekh, 2021, Numerical simulation of turbulent flow in a rectangular channel with two fins, ERCOFTAC Summer School, 23-27 August, Prague, Czech Republic (Poster presentation).
2. M. Bedoui, M.S. Guellouz and M. Ben Chiekh, 2017, URANS identification of turbulent structures in compound open-channel flow with shallow floodplain, International Workshop on Complex Turbulent Flows (IWCTF2017) 23-24 October, Larache, Morocco (Poster presentation).
3. I. Khabbouchi, M. Ferchichi, M.S. Guellouz, 2013, Effect of Free-Stream Turbulence on the Development of Large Scale Vortices in the Wake of a Circular Cylinder, International Symposium on Computational and Experimental Investigations on Fluid Dynamics CEFD'2013, March 18-20, Sfax, TUNISIA.
4. A. Koched, M.S. Guellouz, S. Baccouche, 2007, Technical and Economical Evaluation of Nuclear Water Desalination in Tunisia, IAEA Int. Conference on Non-Electric Applications, 16-19 April 2007, Oarai, Japan.
5. M.S. Guellouz and S. Tavoularis, 2005, Enhancement of Conditional Sampling Techniques' Educated Signals, Colloque Franco-Tunisien sur la Métrologie en Mécanique des Fluides, 29-30, avril, Monastir-Tunisie, pp 121-129.
6. I. Khabbouchi et M.S. Guellouz, 2005, Evaluation de l'incertitude pour une sonde à trois fils-chauds, Colloque Franco-Tunisien sur la Métrologie en Mécanique des Fluides, 29-30, avril, Monastir-Tunisie, pp 83-89.
7. M. Harbaoui et M.S. Guellouz, 2005, Écoulement turbulent dans un canal complexe, Colloque Franco-Tunisien sur la Métrologie en Mécanique des Fluides, 29-30, avril, Monastir-Tunisie, pp 55-64.
8. A. Benaïssa and M.S. Guellouz, 2002, Experimental and Numerical Study of Temperature Mixing Using Ejectors, JTET2002, 21-23 Décembre 2002 Hammamet-Tunisie.
9. W. Allan, A. Benaïssa, M.S. Guellouz et D. Poirel, 2002, Programmes de recherche en aérodynamique, aeroelasticité et transfert de chaleur au cmr, JTET2002, 21-23 Décembre 2002 Hammamet-Tunisie.
10. M.S. Guellouz, 2002, Turbulence Structure in the Gap Between a Cylindrical Rod and a Flat Wall in longitudinal Flow (poster), JTET2002, 21-23 December 2002 Hammamet-Tunisie.

11. M.R. Turk and S.P. Szkwerek, Supervisor: Dr. M.S. Guellouz, 2002, Heat Conduction between Concentric and Eccentric Cylinders, Proceedings of the 27th CNA/CNS student conference, Toronto, Ontario, Canada, June 2-5.

### **Rapports techniques**

1. Advanced Energy Systems, 2008, Etude sur le séchage solaire, A.O. 04/2006, ANME, Tunisie, 117 pages.
2. M.S. Guellouz, 2001, NG CANDU CATHENA Model for LOCA Analyses, Technical Document 108-03500-050-015, AECL, Mississauga, Ontario, Canada, 18 pages (peer reviewed).
3. M.S. Guellouz, 2001, NG CANDU Large LOCA Analysis, Internal Assessment Document 108-03500-IAD-001 Revision. 0, AECL, Mississauga, Ontario, Canada, 66 pages (peer reviewed).
4. M.S. Guellouz, 2001, CANDU 9: Critical Channel Power Analysis, Analysis Report 69-03550-AR-003 Revision. 3, AECL, Mississauga, Ontario, Canada, 20 pages (peer reviewed).
5. P. Gulshani and M.S. Guellouz, 2000, Calculation of Temperature of Uncovered Cobalt Adjusters in Pickering NGS B, Analysis Report AR-30-03500-002 Revision 1, AECL, Mississauga, Ontario, Canada, 133 pages (prepared for Ontario Power Generation, peer reviewed).
6. M.S. Guellouz, 2000, Multiple Steam Generator Tube Failure Thermohydraulic Analysis, Analysis Report 69-03500-AR-026 Revision. 0, AECL, Mississauga, Ontario, Canada, 51 pages (peer reviewed).
7. P. Gulshani, M.S. Guellouz and L. Flatt, 2000, Calculation of Temperature of Uncovered In-Core Cobalt Adjusters in Pickering NGS B, Analysis Report AR-30-03500-001 Revision 1, AECL, Mississauga, Ontario, Canada, 96 pages (prepared for Ontario Power Generation, peer reviewed).
8. M.S. Guellouz and H. Fan, 1999, Steam Generator Pressures and Flow Rates Following Large LOCA Events, AECL Memorandum, AECL, Mississauga, Ontario, Canada, 16 pages.
9. M.S. Guellouz and S. Tavoularis, 1995, Convective heat transfer coefficients in single phase flow through rod bundles, Technical Report UOME BF 95 04, University of Ottawa, Ottawa, Canada, 31 pages (prepared for AECL).
10. M.S. Guellouz and S. Tavoularis, 1992, Flow and heat transfer in rod bundles: A literature review, Technical Report UOME BF 92 0 1, University of Ottawa, Ottawa, Canada, 83 pages (prepared for AECL).
11. M.S. Guellouz and S. Tavoularis, 1989, Heat transfer in rod bundle outer subchannels with varying rod wall proximity, Technical Report UOME BF 89 08, University of Ottawa, Ottawa, Canada, 54 pages (prepared for AECL).

### **Autres publications**

1. M.S. Guellouz, 2022, Développement des énergies renouvelables en Tunisie : Retour sur le forum tuniso-allemand de l'innovation, Rubrique « news » du 30-05-2022, Leaders Magazine (édition électronique).
2. M.S. Guellouz, 2017, Elections des structures académiques universitaires : un processus à améliorer, Rubrique « opinions » du 21-02-2017, Leaders Magazine (édition électronique).

3. M.S. Guellouz et al, 2001, Proceedings of the 22nd Annual Conference of the Canadian Nuclear Society, June 10-13, Toronto, Ontario, Canada, CD-ROM (Compiled by).
4. M.S. Guellouz and M. L. Lamari, 1996, Proceedings of the 21st CNA/CNS Annual Student Conference, March 15 16, Ottawa, Ontario, Canada, 163 pages (Compiled by).

## Annexe 3 : Liste des encadrements de masters et de doctorats

### Encadrement de doctorats

	Année	Nom de l'étudiant(e)	Sujet	Etablissement	Co-encadrants
1	2012	Imed Khabbouchi	Étude de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire : effet du rapprochement d'une paroi rigide et de la turbulence dans l'écoulement libre	ENIM	S. Ben Nasrallah
2	2020	Faten Attig Bahar	CFD studies for the development of solar chimney power plants	EPT	S. Kaddeche M. Sahraoui
3	2020	Faika Souissi	Étude des écoulements dans les canaux complexes et de leur stabilité	ENSIT	N. Ben Salah S. Kaddeche
4	2022	Amani Zriba	Conception et étude des performances des cellules de séchage solaire	ENIM	A. Jemni

### Encadrement de masters

	Année	Nom de l'étudiant(e)	Sujet	Établissement	Co-encadrants
1	2022	Rim Kassraoui	Energy Audit of the Bricks Factory "El Mostakbel Teboulba"	ENIT (master pro)	
2	2021	Fábio Kayser	Experimental investigation of turbulent flow and heat transfer around a single rod for different rod-wall spacings	UNB Brésil	J. Goulart
3	2016	Maroua Bedoui	Écoulement dans un canal ouvert comportant une plaine inondable	ENIT	M. Ben Chiekh
4	2013	Amani Zriba	Développement d'outils numériques pour la conception de séchoirs solaires pour bois	ENIM	A. Jemni
5	2012	Jihene Romdhane	Energy efficiency study for Tunisian buildings	ENIM	A. Mhimid
6	2012	Ali Hajji	Caractérisation thermophysique des produits de la chaux naturelle de Tala	ENIM	S. Ben Nasrallah
7	2012	Hajer Labidi	Étude de la pollution atmosphérique en Tunisie	ENIM	A. Jemni
8	2012	Hamza Mhamdi	Modélisation mathématique et étude expérimentale d'un capteur solaire perforé	ENIM	S. Ben Nasrallah

9	2012	Ichrak Mahmoud	Étude de refroidissement d'un réacteur nucléaire MNSR	ENIM	A. Jemni
10	2010	Zeineb Saffar	Étude de la géothermie de surface pour le conditionnement d'air en Tunisie	ENIM	A. Jemni
11	2009	Mehdi Oueslati	Développement d'outils pour assister la conception d'un séchoir solaire pour bois	ENIM	C. Bouden
12	2009	Houda Ladhari	Effets de l'inertie thermique et de l'aération naturelle sur la consommation énergétique d'un bâtiment sous climat Tunisien	ENIM	A. Jemni
13	2007	Amine Koched	Étude des structures cohérentes dans un canal ouvert muni d'une plaine inondable	ENIM	S. Ben Nasrallah
14	2007	Narjes Dimassi	Caractérisation thermo-physique des isolants utilisés dans les bâtiments en Tunisie	ENIM	A. Jemni
15	2007	Ines Boulaoued	Caractérisation thermophysique des isolants utilisés dans les bâtiments en Tunisie	ENIM	A. Mhimid
16	2007	Taoufik Abidi	Simulation de l'écoulement polyphasique dans un tubing vertical d'un puits de pétrole	ENIM	A. Jemni
17	2007	Rihab Hamila	Mesures de la contrainte pariétale et du transfert convectif par une sonde à films chauds	ENIM	A. Jemni
18	2006	M. Béchir Sebti	Stability analysis of complex channel flows	EPT	N. Ben Salah S. Kaddeche
19	2006	Walid Mensi	Heat conduction between concentric and eccentric cylinders	EPT	N. Ben Salah
20	2005	Rafik Borgi	Development of computational tools for the study of pollutant dispersion in the atmosphere	EPT	N. Ben Salah
21	2004	Mohamed Harbaoui	Écoulement turbulent dans deux canaux rectangulaires connectés par une fente longitudinale	ENIM	S. Ben Nasrallah
22	2004	Imed Khabbouchi	Étude de l'écoulement autour d'un obstacle cylindrique en milieu infini	ENIM	S. Ben Nasrallah

**Encadrement de PFE :** Les pages de garde des PFE encadrés sont fournis dans le CD accompagnant ce rapport.

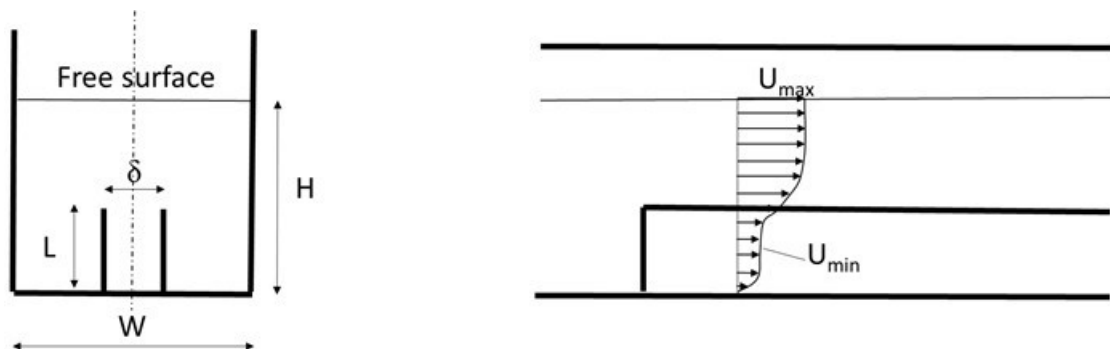
## Annexe 4 : Un modèle simple pour estimer les vitesses locales

Pour l'analyse des mesures dans l'étude expérimentale de la formation des structures cohérentes entre deux ailettes, on a besoin d'évaluer les valeurs des vitesses minimales et maximales dans le profil de type couche de mélange qui se développe dans le plan médian passant entre les ailettes (Figure A4.1). Cependant, les difficultés à mesurer les très faibles vitesses d'écoulement étudiées ici ont dicté le développement d'un modèle simple permettant le calcul de ces vitesses minimales et maximales en fonction du débit mesuré, de la profondeur d'eau et de l'espacement inter-ailettes.

La vitesse maximale du profil de type couche de mélange correspond à la vitesse maximale dans le canal, qui peut être estimée à partir de la solution analytique de Delplace (2018) pour un écoulement laminaire pleinement développé d'un fluide Newtonien dans un canal rectangulaire de rapport d'aspect  $a/b$ , à savoir l'expression de la vitesse maximale normalisée par la vitesse débitante

$$\frac{U_{max}}{U_b} = \frac{\pi^4}{64 \sum_{n=1,3,5...}^{+\infty} \frac{1}{n^4} \left(1 - \frac{2a}{n\pi b} \operatorname{th}\left(\frac{n\pi b}{2a}\right)\right)} - \frac{\pi \sum_{n=1,3,5...}^{+\infty} \frac{1}{n^3} (-1)^{n-1/2} \frac{1}{\operatorname{ch}\left(\frac{n\pi b}{2a}\right)}}{2 \sum_{n=1,3,5...}^{+\infty} \frac{1}{n^4} \left(1 - \frac{2a}{n\pi b} \operatorname{th}\left(\frac{n\pi b}{2a}\right)\right)} \quad (\text{A4.1})$$

Pour obtenir la vitesse maximale,  $U_{max}$ , l'Equation A1 est écrite pour un rectangle de côtés égaux respectivement à la largeur du canal expérimental et au double de la hauteur d'eau. Selon la nomenclature de la figure A1, on a  $a/b=2H/W$ . La vitesse débitante,  $U_b$ , est la vitesse débitante du canal obtenue à partir du débit d'eau mesuré et de la section transversale d'écoulement.



**Figure A4.1 :** Vue de côté et de face de la configuration d'écoulement, détaillant les paramètres géométriques des ailettes et de la section d'essai, et montrant le profil de type couche de mélange et ses vitesses maximales et minimales.

La vitesse minimale de la couche de mélange correspond à la vitesse maximale de l'écoulement dans le sous-canal formé entre les deux ailettes. Cette vitesse est également obtenue par l'équation A1 avec  $a/b=L/\delta$  et en utilisant la vitesse débitante du sous-canal. Cette dernière est évaluée comme suit.

En considérant les écoulements dans le sous-canal formé entre les deux ailettes et le reste de la section transversale du canal comme des écoulements de canal parallèles, leurs pertes par frottement seraient égales. Cette hypothèse s'est avérée valable pour une configuration formée de deux grandes sections



rectangulaires interconnectées par une fente étroite tant que le rapport hauteur sur largeur de la fente est inférieur ou égal à 0,6 (Guellouz et al, 2020). De plus, Guellouz et al (2020) ont montré que pour le même intervalle de rapports hauteur sur largeur, les pertes par frottement globales étaient indépendantes de la position de la fente. Cette condition de rapport d'aspect inter-aillettes est vérifiée dans tous les cas du présent travail. En égalisant les pertes par frottement et en écrivant, pour chaque sous-canal  $i$ , la relation entre le facteur de frottement et le nombre de Reynolds pour les écoulements laminaires sous la forme  $f_i=C_i/Re_i$ , et en utilisant la conservation de la masse entre les écoulements totaux du canal et du sous-canal, on obtient

$$U_{bs2} = \frac{A_1 + A_2}{A_2 + A_1 \left(\frac{C_2}{C_1}\right) \left(\frac{D_{h1}}{D_{h2}}\right)^2} U_b \quad (\text{A4.2})$$

où  $U_{bs2}$  et  $U_b$  sont les vitesses débitantes dans respectivement le sous-canal entre les ailettes et l'ensemble du canal, et  $A_i$  et  $D_{hi}$  sont l'aire de la section transversale et le diamètre hydraulique du sous-canal  $i$ . La constante du facteur de frottement,  $C_i$  pour chaque sous-canal est évaluée à partir de la relation pour les canaux rectangulaires de rapport d'aspect  $a/b$  donnée par Shah et London (1979)

$$C = 24 \left\{ 1 - 1.3553 \left(\frac{a}{b}\right) + 1.9467 \left(\frac{a}{b}\right)^2 - 1.7012 \left(\frac{a}{b}\right)^3 + 0.9564 \left(\frac{a}{b}\right)^4 - 0.2503 \left(\frac{a}{b}\right)^5 \right\} \quad (\text{A4.3})$$

# Annexe 5 : Modélisation détaillée du séchage dans la pile de bois

En pratique, les planches de bois sont empilées transversalement, avec plusieurs planches alignées dans le sens du flux d'air de séchage et plusieurs planches empilées verticalement de manière à former des canaux d'écoulement entre elles. La longueur des planches étant de plusieurs ordres de grandeur supérieure à l'espacement entre les planches, le problème est considéré comme bidimensionnel. De plus, en profitant de la symétrie géométrique, et afin de minimiser les besoins de calcul, le domaine de calcul est constitué de la moitié d'un canal d'écoulement, c'est-à-dire la moitié des planches alignées et la moitié de l'espace entre les planches. Chaque planche est subdivisée en segments de sa surface à son centre, et le volume d'air entre les planches est subdivisé en volumes de contrôle ayant la même longueur que la largeur de la planche. Les transferts d'humidité et de chaleur sont ensuite modélisés en fonction de ces subdivisions (Figures A5.1 et A5.2).

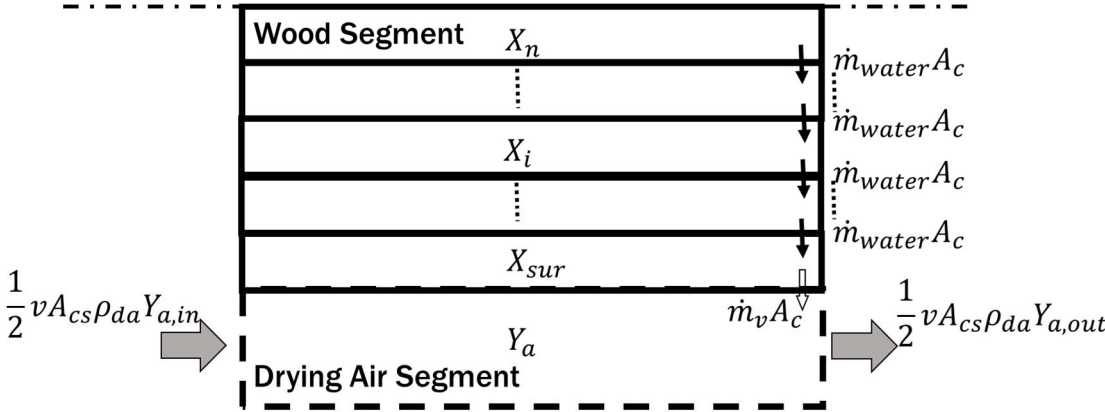


Figure A5.1 : Diffusion de l'humidité de l'intérieur du bois vers sa surface.

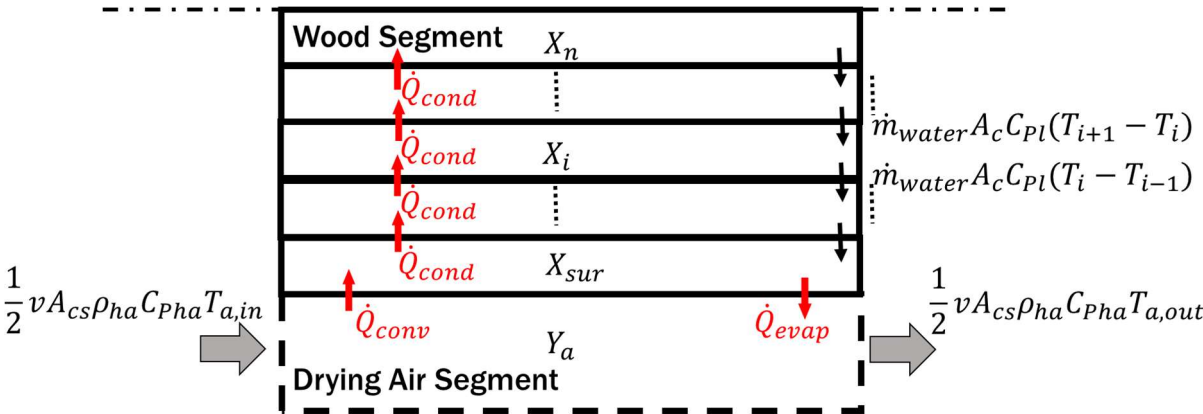


Figure A5.2 : Transfert de chaleur dans l'épaisseur du bois et entre le bois et l'air.

Pour le sous-système de l'air humide, les équations de conservation de la masse et de l'énergie peuvent être écrites comme suit

Équation du bilan massique :

$$\frac{1}{2} V_a \rho_{da} \frac{dY_a}{dt} = \frac{1}{2} v A_{cs} \rho_{da} (Y_{a,in} - Y_{a,out}) + \dot{m}_v A_{ex} \quad (A5.1)$$

où

$V_a$  : Volume de contrôle de l'air [ $m^3$ ]

$\rho_{da}$  : Masse volumique de l'air sec [ $kg/m^3$ ]

$Y_a$  : Taux d'humidité de l'air [ $kg_{wv}/kg_{dw}$ ]

$A_{cs}$  : Section de l'air [ $m^2$ ]

$Y_{a,in}$  : Taux d'humidité de l'air entrant [ $kg_{wv}/kg_{dw}$ ]

$Y_{a,out}$  : Taux d'humidité de l'air sortant [ $kg_{wv}/kg_{dw}$ ]

Bilan énergétique :

$$\frac{1}{2} V_a \rho_{ha} C_{pha} \frac{dT_a}{dt} = \frac{1}{2} v A_{cs} \rho_{ha} C_{pha} (T_{a,in} - T_{a,out}) + \dot{Q}_{evap} - \dot{Q}_{conv} \quad (A5.2)$$

où

$T_a$  : Température de l'air [K]

$C_{pha}$  : Chaleur spécifique de l'air humide [J/kg.K]

$T_{a,in}$  : Température de l'air à l'entrée du volume de contrôle [K]

$T_{a,out}$  : Température de l'air à la sortie du volume de contrôle [K]

$\dot{Q}_{evap}$  : Énergie d'évaporation [W]

$\dot{Q}_{conv}$  : Énergie par convection [W]

Pour le sous-système du bois humide, en négligeant les transferts de masse et d'énergie dans le sens de l'écoulement, les équations de conservation peuvent être écrites comme suit

Bilan massique de l'humidité dans le bois :

- pour les nœuds de surface :

$$\rho_{dw} V_{sur} \frac{dX_{sur}}{dt} = \dot{m}_{wa}|_1^{sur} \cdot A_{ex} - \dot{m}_v \cdot A_{ex} \quad (A5.3)$$

- pour les nœuds internes :

$$\rho_{dw} V_i \frac{dX_i}{dt} = \dot{m}_{wa}|_{i+1}^i \cdot A_{ex} - \dot{m}_{wa}|_i^{i-1} \cdot A_{ex} \quad (A5.4)$$

- pour les nœuds centraux :

$$\rho_{dw} V_n \frac{dX_n}{dt} = - \dot{m}_{wa}|_n^{n-1} \cdot A_{ex} \quad (A5.5)$$

Bilan énergétique du bois :

- pour les nœuds de surface :

$$V_{sur} \rho_{hw} C_{phw} \frac{dT_{sur}}{dt} = \dot{Q}_{conv} + \dot{m}_{wa}|_1^{sur} A_{ex} C_{pl} (T_l - T_{sur}) - \dot{Q}_{evap} - \dot{Q}_{conv} - \dot{Q}_{cond}|_{sur}^1 \quad (A5.6)$$

où

$\rho_{hw}$  : Masse volumique du bois humide [ $kg/m^3$ ]

$C_{phw}$  : Chaleur spécifique du bois humide [J/kg.K]

$T_{sur}$  : Température de surface [K]

$Q_{conv}$  : Énergie échangée par convection avec l'air de séchage [W]

$Q_{evap}$  : Énergie d'évaporation [W]

$-\dot{Q}_{cond}|_{sur}^1$  : Échange d'énergie conductrice de la surface vers le segment interne 1 [W]

$\dot{m}_{wa}|_1^{sur} A_{ex} C_{pl} (T_l - T_{sur})$  : Énergie de l'eau qui migre vers la surface [W]

- pour les nœuds internes :

$$V_i \rho_{bh} C_{p_{hw}} \frac{dT_i}{dt} = \dot{Q}_{cond}|_{i-1}^i - \dot{Q}_{cond}|_i^{i+1} + \dot{m}_{wa}|_{i+1}^i A_{ex} C_{pl} (T_{i+1} - T_i) - \dot{m}_{wa}|_i^{i-1} A_{ex} C_{pl} (T_i - T_{i-1}) \quad (A5.7)$$

où

$T_i$  : Température du segment i [K]

$\dot{Q}_{cond}|_{i-1}^i$  : Énergie de conduction transférée du segment i-1 au segment interne i [W]

$\dot{Q}_{cond}|_i^{i+1}$  : Énergie conductrice transférée du segment i au segment interne i+1 [W]

$\dot{m}_{wa}|_{i+1}^i A_{ex} C_{pl} (T_{i+1} - T_i)$  : Énergie de l'eau qui migre du segment i+1 au segment i [W]

$\dot{m}_{wa}|_i^{i-1} A_{ex} C_{pl} (T_i - T_{i-1})$  : Énergie de l'eau qui migre du segment i au segment i-1 [W]

- pour les nœuds centraux :

$$V_n \rho_{hw} \frac{dT_n}{dt} = \dot{Q}_{cond}|_{n-1}^n - \dot{m}_{wa}|_n^{n-1} A_{ex} C_{pl} (T_n - T_{n-1}) \quad (A5.8)$$

où

$T_n$  : Température du segment n [K]

$\dot{Q}_{cond}|_{n-1}^n$  : Énergie conductrice transférée du segment n-1 au segment interne n [W]

$\dot{m}_{wa}|_n^{n-1} A_{ex} C_{pl} (T_n - T_{n-1})$  : Énergie de l'eau qui migre du segment n au segment n-1 [W]

Le schéma de différences finies est utilisé pour discrétiser les équations ci-dessus et la méthode itérative Gauss-Seidel est employée pour résoudre le système d'équations résultant.

Les différents flux de chaleur et de masse dans les équations ci-dessus doivent également être modélisés. Pour les nœuds internes et centraux, ils sont évalués par la loi conventionnelle de Fourier pour la conduction de la chaleur et la loi de Fick pour la diffusion de la masse, avec les propriétés thermiques des différentes espèces de bois tirées de Awadalla (2002). Des relations empiriques, présentées ci-dessous, sont utilisées pour les nœuds de surface.

## 1. Coefficient de transfert de chaleur

Le coefficient de transfert de chaleur est déterminé à partir du nombre de Nusselt donné par la relation de Dittus-Boelter, pour un écoulement turbulent entièrement développé (Holman, 1997)

$$Nu_{hd} = 0.023 Re^{0.8} Pr^n \quad (A5.9)$$

où

$Re$  : Le nombre de Reynolds

$Pr$  : Le nombre de Prandlt

## 2. Coefficient de transfert de masse

Pendant le séchage, l'humidité se déplace du bois vers l'air de séchage, et ceci est dû à la différence de pression de vapeur entre la surface du bois et l'air de séchage. L'introduction du coefficient de transfert de masse global, nous permet d'écrire le flux massique spécifique d'eau évaporée de la surface comme suit

$$\dot{m}_v = K(P_{v,sur} - P_{v,a}) \quad (A5.10)$$

où

$\dot{m}_v$  : Débit massique spécifique de la vapeur d'eau [ $\text{kg}_{\text{vv}}/\text{m}^2\text{s}$ ]

$P_{v,sur}$  : Pression de la vapeur d'eau à la surface du bois [Pa]

$P_{v,a}$  : Pression de la vapeur d'eau dans l'air de séchage [Pa]

Le coefficient de transfert de masse global pendant le séchage est égal à :

$$K = \frac{h_D}{R_w T_{sur}} \frac{P}{P - P_{DM}} \quad (A5.11)$$

avec

$$P - P_{DM} = \frac{P_{v,sur} - P_{v,a}}{\ln\left(\frac{P - P_{v,a}}{P - P_{v,sur}}\right)} \quad (A5.12)$$

où

$h_D$ : Coefficient de transfert de masse à la surface [m/s]

$R$ : Caractéristique constante de l'eau [J/kg.K]

$P$ : Pression dans la chambre de séchage [Pa]

$P - P_{DM}$ : Pression logarithmique moyenne

Le coefficient de transfert de masse à la surface du bois est obtenu à partir du coefficient de transfert de chaleur en utilisant l'analogie de Chilton-Colburn.

$$h_D = \frac{h}{\rho_{ha} C_{p_{ha}} Le^{2/3}} \quad (A5.13)$$

où

$h$  : Coefficient de transfert de chaleur [ $\text{W}/\text{m}^2.\text{K}$ ]

$\rho_{ha}$  : Masse volumique de l'air humide [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ]

$C_{p_{ha}}$  : Capacité thermique de l'air humide [J/kg.K]

$Le$  : Le nombre de Lewis

## 3. Méthode de résolution et conditions initiales et aux limites

Comme indiqué ci-dessus, le problème de transfert de chaleur et de masse bidimensionnel transitoire, représenté par les équations A5.1 à A5.13, est résolu à l'aide d'un code FORTRAN développé spécialement. Ce dernier utilise le schéma des différences finies pour discrétiser les équations et la méthode itérative Gauss-Seidel pour les résoudre.

En profitant de la symétrie géométrique, le domaine de calcul est constitué de la moitié d'un canal d'écoulement, c'est-à-dire la moitié des planches alignées et la moitié de l'espace entre les planches empilées, qui ont été subdivisées comme décrit ci-dessus (Figures A5.1 et A5.2). Les conditions aux limites parallèles à la direction de l'écoulement sont de type Neumann, c'est-à-dire qu'en raison de la symétrie, toutes les dérivées et tous les flux sont égaux à zéro. La condition aux limites de l'entrée d'air est la température et l'humidité de séchage fixées par le processus. Un traitement spécial des nœuds d'interface air-bois est effectué en modélisant les transferts de chaleur et de masse entre eux comme défini ci-dessus. Les conditions initiales pour tous les nœuds sont la température et l'humidité ambiantes pour l'air et la teneur en eau initiale du bois pour le bois.

La solution commence par le calcul des propriétés de l'air, par exemple la densité, la viscosité, la capacité thermique, et des propriétés du bois, par exemple la conductivité thermique, la densité humide, la capacité thermique, à partir de la température, de l'humidité et de la teneur en eau de l'air et du bois respectivement. Le système d'équations est résolu dans l'espace et dans le temps par la méthode itérative de Gauss Seidel. A chaque pas de temps, un test de convergence est appliqué à chaque nœud pour assurer la convergence des différents paramètres. Le critère de convergence a été fixé à  $10^{-4}$ . Les distributions spatiales de tous les paramètres sont déterminées à chaque pas de temps. La simulation est généralement arrêtée à la fin du séchage, c'est-à-dire lorsque la teneur en eau du bois atteint la valeur d'équilibre dans toutes les planches de bois. Elle peut également être arrêtée soit à un temps de séchage spécifié, soit lorsque la teneur en eau du bois atteint une valeur prédéfinie.

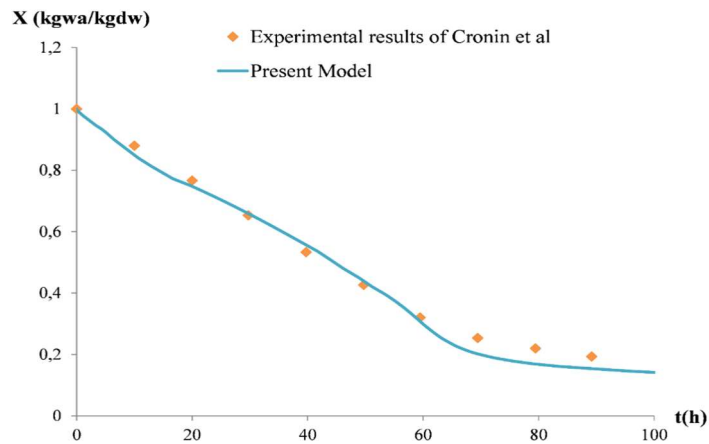
## 4. Validation du modèle

Le modèle mathématique et le code numérique développés sont validés en comparant les résultats numériques avec l'étude expérimentale de séchage de Cronin et al (1996). Le séchage et les opérations phytosanitaires impliquent les mêmes processus physiques et nécessitent donc les mêmes outils de simulation. Pour la validation, les simulations sont réalisées pour les mêmes conditions de séchage constantes que les expériences, c'est-à-dire des températures d'entrée d'air sec et humide de 68°C et 63,2°C respectivement (correspondant à une humidité relative de 79,8%) et une vitesse d'air le long de la pile de 3 m/s. La pile de bois, d'un volume de 2 m<sup>3</sup>, est composée de 7 planches parallèles, avec 8 planches par lit, dans le sens de l'écoulement. Les planches sont de 4,8 x 0,150 x 0,05 m<sup>3</sup> avec des espacements normaux à l'écoulement de 25 mm, ce qui donne une pile de 1,2 m de largeur, 4,8 m de profondeur et 1,85 m de hauteur. Toutes les planches sont supposées être identiques. L'essence de bois utilisée est l'épicéa. La Figure A5.3 montre la variation de la teneur en humidité en fonction du temps. Le modèle actuel présente un bon accord avec les résultats expérimentaux de Cronin et al (1996). La légère différence peut être expliquée par les propriétés physiques du bois employées dans le modèle.

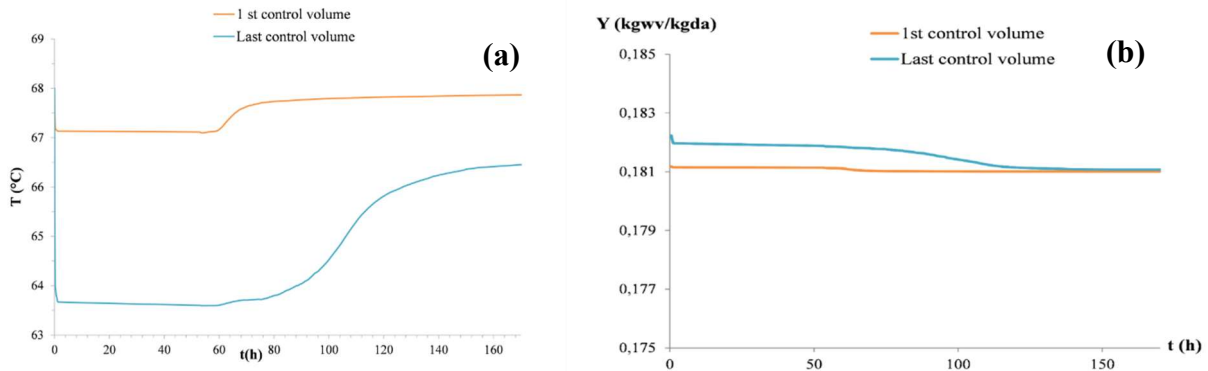
La figure A5.4a montre la variation de la température sèche de l'air dans les premiers et derniers volumes de contrôle dans le sens de l'écoulement. Au début du processus de séchage, la chute de température de l'air le long de la pile est de 5°C. Cette chute de température diminue avec le temps, en raison de la diminution de la différence de température entre l'air et le bois, mais surtout en raison de la réduction de l'évaporation de l'eau de la surface du bois, vers la fin du processus de séchage. En fait, comme on peut le voir sur la Figure A5.4b, la fraction massique de vapeur augmente le long de la direction de l'écoulement d'air et son augmentation diminue avec le temps.

La Figure A5.5 montre la variation de la température et de la teneur en humidité de différentes planches de bois d'épicéa en fonction du temps. Il est évident que vers la fin du séchage, la teneur en

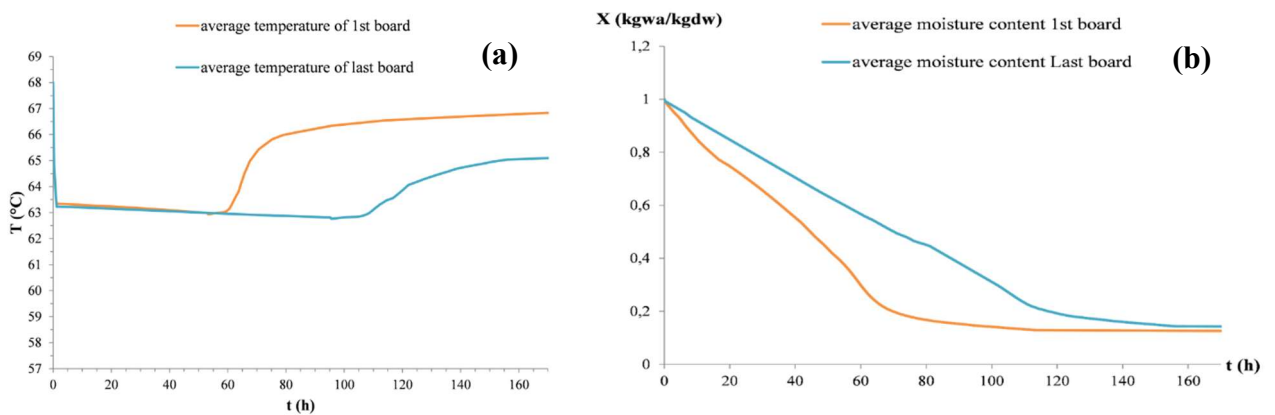
eau du bois atteint asymptotiquement une valeur d'équilibre. Cet équilibre est atteint plus tard pour les planches en aval.



**Figure A5.3 :** Variation de la teneur en eau en fonction du temps lors du séchage du bois d'épicéa pour les mêmes conditions constantes de Cronin et al (1996).



**Figure A5.4 :** Variations de (a) la température et (b) la fraction massique de vapeur, de l'air de séchage pendant le séchage du bois d'épicéa pour les mêmes conditions constantes de Cronin et al (1996).



**Figure A5.5 :** Variations de (a) la température et (b) la teneur en eau du bois d'épicéa pendant le séchage pour les mêmes conditions constantes de Cronin et al (1996).