



Récupération de la chaleur fatale : application aux fours rotatifs

Maxime Piton

► To cite this version:

Maxime Piton. Récupération de la chaleur fatale : application aux fours rotatifs. Génie des procédés. Ecole des Mines de Nantes, 2015. Français. ⟨NNT : 2015EMNA0235⟩. ⟨tel-01250334⟩

HAL Id: tel-01250334

<https://theses.hal.science/tel-01250334v1>

Submitted on 4 Jan 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization

Thèse de Doctorat

Maxime PITON

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

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

Discipline : *Génie des Procédés*

Unité de recherche : *IFSTTAR - GEPEA*

Soutenue le 6 novembre 2015

Thèse N° : 2015 EMNA0235

Récupération de la chaleur fatale : application aux fours rotatifs

JURY

Rapporteurs :	Sylvain GUILLOU , Maître de Conférences, Université de Caen Jérôme MORCHAIN , Maître de Conférences, INSA de Toulouse
Examineurs :	Fabrice PATISSON , Professeur des Universités, Université de Lorraine Bogdan CAZACLIU , Directeur de Recherche, IFSTTAR Olivier LE CORRE , Maître Assistant, Ecole des Mines de Nantes Florian HUCHET , Chargé de Recherche, IFSTTAR
Invité(s) :	Patrick RICHARD , Directeur de Recherche, IFSTTAR Michel HAVET , Professeur des Universités, ONIRIS
Directeur de Thèse :	Bogdan CAZACLIU , Directeur de Recherche, IFSTTAR
Co-directeur de Thèse :	Olivier LE CORRE , Maître Assistant, Ecole des Mines de Nantes
Co-encadrant :	Florian HUCHET , Chargé de Recherche, IFSTTAR

Remerciements

Au terme de ce travail, je tiens à remercier tous ceux qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce projet.

Tout d'abord, je tiens à remercier Sylvain GUILLOU et Sylvain MORCHAIN d'avoir accepté d'être rapporteur de ce travail de thèse et Fabrice PATISSON d'avoir accepté de l'examiner. Je remercie également Michel HAVET et Patrick RICHARD pour leurs présences. Merci à chacun d'entre eux pour la qualité des discussions que nous avons eues durant la soutenance.

Une thèse de doctorat est un travail personnel, elle n'en est pas moins réalisée seul. Ainsi, je tiens à remercier l'ensemble de mon encadrement : Bogdan CAZACLIU, Olivier LE CORRE et Florian HUCHET. Je remercie Bogdan pour tous les moyens humains, techniques et financiers mis à ma disposition pour le bon déroulement de ma thèse. Je remercie Olivier pour ses remarques formulées de manière toujours constructive sur l'ensemble de ma production et notamment sur ce manuscrit. Enfin, merci à Florian qui m'a grandement aidé et m'a apporté beaucoup de conseils et d'idées pour mener à bien ce travail.

Une thèse, c'est aussi trois années passées au sein d'une équipe de recherche. Pour ma part, je me suis parfaitement intégré au sein de l'équipe du GPEM. Mes remerciements iront donc à l'ensemble de l'équipe de chercheurs, d'ingénieurs, de doctorants, de techniciens et du personnel administratif avec laquelle j'ai eu la chance de travailler. Je tiens à remercier, plus particulièrement David HAMOND pour son aide très précieuse tout au long de ces trois années dans la conception du banc d'essai. Je tiens aussi à remercier Alicia DEL BARRIO avec qui j'ai eu la chance de travailler et qui m'a été d'une grande aide durant les expérimentations.

Je tiens à remercier également Mathilde et Maria qui ont pris le temps de relire mon mémoire.

Enfin, je remercie ma famille et belle-famille qui ont su me soutenir, me supporter et m'encourager pendant toute la durée de ma thèse et plus particulièrement Mathilde. Cette thèse et moi te devons beaucoup. Merci.

Résumé et mots-clés

Ce travail de thèse part d'un constat : d'importantes pertes thermiques sont observées lors de l'élaboration des matériaux du génie civil. Motivés par l'ajout d'une double enveloppe, les travaux contenus dans ce manuscrit visent à caractériser un échangeur de chaleur appliqué en paroi des fours rotatifs.

Tout d'abord, un modèle intégré est développé, puis validé sur un poste d'enrobage dont la paroi intérieure du four est munie de releveurs nécessaires au mélange des matériaux. Leur distribution dans la section transversale est estimée à partir d'une loi de déchargement granulaire. Les expérimentations numériques montrent que les transferts *Gaz / Solide* et *Solide / Paroi* dominent, ce dernier phénomène limitant les performances globales du procédé.

L'ajout de l'échangeur sur paroi mobile est quant à lui exploré sur un banc d'essai instrumenté de type rotor-stator, avec entrée tangentielle. Développant un écoulement de type Taylor-Couette-Poiseuille, les transferts thermiques pariétaux sont caractérisés expérimentalement. Les résultats sont sans équivoque dans la gamme de nombres de Reynolds imposés : la contribution du mouvement axial surpasse le mouvement rotationnel turbulent. Une corrélation adimensionnelle basée sur le nombre de Nusselt est proposée afin d'estimer numériquement l'effet de l'échangeur sur les profils de température internes dans le four.

Enfin, les structures tourbillonnaires de l'écoulement dans l'espace annulaire sont étudiées à partir d'un code de mécanique des fluides numériques utilisant la Simulation aux Grandes Echelles. Les simulations permettent de décrire les cellules contrarotatives au sein de la couche limite turbulente dont l'amplitude et la fréquence de passages sont reliées aux paramètres de fonctionnement de l'échangeur (débit axial et vitesse de rotation du four).

Mots-clés : Four rotatif, Enrobé bitumineux, Transfert thermique, Taylor-Couette-Poiseuille, Turbulence, SGS

Résumé et mots-clés en anglais

This work results on a finding: the heat loss from rotary kiln represents a significant energy amount during materials processing in civil engineering domain. Motivated by traditional energy recovery methods from heat exchanger, this thesis is aimed at providing their rigorous thermodynamic diagnostics.

Firstly, a thermal-granular model is developed, and then validated in asphalt plant whose the rotary kiln is composed of flights to ensure the materials mixing. Their cross-section distribution is calculated from a granular discharge law. The numerical experiments showed an increase of heat transfer phenomena between gases and solids, and those between the solids and the wall, this latter phenomenon limiting the process performances.

Heat recovery exchanger applied to the rotary kiln is studied from a semi-industrial pilot based on a rotor-stator configuration including a tangential inlet. Developing a Taylor-Couette-Poiseuille flow, the heat transfer results are undoubted in the range of the studied Reynolds numbers: the axial motion contribution is larger than the rotational turbulent motion. A dimensionless criterion is proposed in order to be applied to the aforementioned integrated model including the heat exchanger applied to the rotary kiln, its effect being assessed upon the internal thermal profiles.

Finally, the vortices flow structure within the annular gap exchanger is studied from Large Eddy simulation. The amplitude and frequency passage of the contra-rotatives cells located in the turbulent boundary layer are connected to the process parameters (the axial flow rate and the kiln shell rotation).

Keywords : Rotary kiln, Hot Mix Asphalt, Heat transfer, Taylor-Couette-Poiseuille, Turbulence, LES

Table des matières

Chapitre 1 Analyse de la problématique	6
1. Contexte général	7
1.1. Sources énergétiques	7
1.2. Consommation énergétique dans l'industrie	8
1.3. Amélioration de l'efficacité énergétique dans l'industrie	9
1.4. Récupération et valorisation de la chaleur fatale	11
2. Outils dédiés à l'étude énergétique des procédés	15
2.1. Analyse énergétique	16
2.2. Théorie du pincement	17
2.3. Diagnostic exergetique	18
3. Application aux fours dédiés à l'élaboration des matériaux	19
3.1. Efficacité énergétique des fours de cimenterie	20
3.2. Efficacité énergétique des fours de centrale d'enrobage	22
3.3. Modélisation énergétique des fours rotatifs	29
3.4. Récupération de la chaleur fatale sur des fours industriels	30
4. Synthèse et problématique de la thèse	34
Chapitre 2 Modélisation 1-D des fours-rotatifs munis de releveurs	38
1. Introduction	39
2. Démarche	39
2.1. Mécanismes de transferts de chaleur	41
2.2. Hypothèses du modèle	42
2.3. Mise en équations	43
3. Transferts thermiques en four rotatif	45
3.1. Transferts radiatifs	45
3.2. Transferts convectifs	47
3.3. Transferts thermiques entre la paroi et les matériaux	51
4. Distribution transversale des matériaux	52
4.1. Transport axial des matériaux solides	53
4.2. Transport transversal des matériaux solides	54
4.3. Surfaces de transferts	61
5. Application du modèle	62
5.1. Validation sur four industriel	62

5.2.	Expérimentation numérique des fours rotatifs	70
6.	Conclusion.....	77
	Chapitre 3 Caractérisation des transferts thermiques dans l'échangeur de chaleur	80
1.	Introduction	81
2.	Banc d'essai expérimental	82
2.1.	Présentation générale du banc d'essai	82
2.2.	Echangeur de chaleur	83
2.3.	Dispositif de chauffage	85
2.4.	Dispositif d'entrée et d'extraction de l'air.....	86
2.5.	Système d'entraînement	87
2.6.	Pilotage et supervision.....	88
3.	Moyens de mesure	88
3.1.	Thermographie infrarouge	89
3.2.	Thermocouples	91
3.3.	Sondes à fils chauds.....	93
3.4.	Vitesse de rotation du four	95
4.	Méthode	95
4.1.	Protocole expérimental	95
4.2.	Paramètres sans dimension.....	96
4.3.	Paramètres opérationnels	98
4.4.	Méthode expérimentale d'estimation du nombre de Nusselt	99
4.5.	Plan d'expériences	102
5.	Résultats	103
5.1.	Profils de température le long de l'échangeur	103
5.2.	Estimation du nombre de Nusselt	107
5.3.	Discussion des résultats et comparaison avec la littérature	113
6.	Application de l'échangeur aux fours rotatifs industriels	116
6.1.	Adaptation du modèle 1-D	116
6.2.	Cas d'étude : Four rotatif d'un poste d'enrobage	117
6.3.	Résultats numériques	118
7.	Conclusion.....	126
	Chapitre 4 Etude hydrodynamique de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille	130
1.	Introduction	131
2.	Ecoulement de Taylor-Couette-Poiseuille : revue bibliographique	133
2.1.	Ecoulement de Taylor-Couette	133

2.2.	Ecoulement de Taylor-Couette-Poiseuille.....	135
2.3.	Simulation numérique d'un écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille	137
3.	Turbulence : Le phénomène et sa mise en équation.....	141
3.1.	Définition.....	141
3.2.	Conséquences sur les transferts pariétaux	141
3.3.	Hypothèse de Kolmogorov - Cascade énergétique	144
3.4.	Description statistique des écoulements turbulents	145
3.5.	Modélisation numérique des écoulements turbulents.....	146
4.	Simulation numérique: Mise en œuvre sous <i>OpenFOAM</i>	148
4.1.	Simulation RANS	148
4.2.	Simulation aux grandes échelles	151
4.3.	Méthode numérique	154
4.4.	Configuration géométrique et paramètres de contrôle de l'écoulement.....	157
4.5.	Validation sur un cas test : écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille	160
5.	Champs hydrodynamiques	162
5.1.	Ecoulement moyen	162
5.2.	Statistiques de la turbulence	165
5.3.	Couche limite hydrodynamique	167
5.4.	Cascade énergétique en proche paroi	169
5.5.	Structures tourbillonnaires.....	171
6.	Conclusion.....	176
	Conclusions et Perspectives	180

Liste des tableaux

Tableau I-1 Evolution du procédé de fabrication de l'enrobé bitumineux en fonction de l'évolution du réseau, des matériaux et des contraintes environnementales.	25
Tableau II-1 Coefficients de transferts utilisés dans la modélisation 1-D des fours rotatifs.	48
Tableau II-2 Paramètres géométriques du four rotatif industriel.	64
Tableau II-3 Propriétés physiques des matériaux.	64
Tableau II-4 Distribution des matériaux dans les deux zones du four rotatif.	68
Tableau II-5 Conditions opératoires du four industriel étudiées pour la validation du modèle.	68
Tableau II-6 Flux de chaleur échangés dans le four (Figure 2.2).	70
Tableau III-1 Position suivant l'axe z des zones de mesure de la température de paroi.	90
Tableau III-2 Position des thermocouples dans la veine fluide de l'échangeur	91
Tableau III-3 Position des thermocouples dans le four rotatif.	92
Tableau III-4 Caractéristiques géométriques et conditions de fonctionnement du pilote expérimental.	98
Tableau III-5 Indices i utilisés lors de la moyenne spatiale de la température de l'air dans l'échangeur $T_{a,i}$	101
Tableau III-6 Incertitudes des appareils de mesure utilisés durant les expérimentations.	102
Tableau III-7 Débits d'air étudiés lors des expérimentations avec son Reynolds axial équivalent.	103
Tableau III-8 Vitesses de rotation étudiées lors des expérimentations avec le Reynolds tournant équivalent. ...	103
Tableau III-9 Valeurs expérimentales des coefficients A et β utilisés dans l'équation 18 pour différent α	112
Tableau III-10 Présentation de la géométrie et des corrélations obtenues expérimentalement par Boufia <i>et al.</i> , (1998), Grosgeorge, (1983) et numériquement par Poncet <i>et al.</i> , (2014).	114
Tableau III-11 Comparaison du nombre de Nusselt Moyen obtenu expérimentalement et du nombre de Nusselt obtenu par la corrélation de Colburn, (1933) définissant les transferts de chaleur dans un écoulement turbulent en conduite.	115
Tableau III-12 Caractéristiques du four de référence.	118
Tableau III-13 Performances de la récupération de chaleur fatale en fonction de la disposition de l'échangeur sur le four ($T_{a,sortie} = 293K$).	120
Tableau III-14 Performances de la récupération de la chaleur fatale en fonction de la répartition des matériaux dans le four.	123
Tableau III-15 Performances de la récupération de chaleur fatale avec recirculation des fumées.	124
Tableau IV-1 : Etudes numériques de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille recensées dans la littérature.	138
Tableau IV-2 Paramètres étudiés lors des simulations numériques pour les différents cas A, B et C.	158
Tableau IV-3 : Présentation des paramètres du maillage utilisés aux cours des simulations numériques LES. .	160

Liste des figures

Figure I-1 Production mondiale de pétrole brut par jours en million de barils par jour [Mb/j], de 1926 à 2006. (Robelius, (2007)).	7
Figure I-2 Consommation énergétique française de 1970-2013 en Mtep (ministère de l'écologie, SOes).	8
Figure I-3 Consommation de combustible en 2012 (ADEME, (2014)).	9
Figure I-4 Evolution de la production industrielle, de la consommation énergétique et de l'intensité énergétique en France entre 2001 et 2012 pour une base 100 en 2001 (Calcul SaOes, enquête annuelle sur les consommations d'énergie dans l'industrie (EACEI), Insee). L'intensité énergétique est le rapport inverse de l'efficacité énergétique défini comme le rapport entre la consommation énergétique finale et la production industrielle.	10
Figure I-5 Les avantages, inconvénients et technologies disponibles en fonction de la qualité du gisement de chaleur fatale étudiée (ADEME (2015)).	12
Figure I-6 Captage et valorisation de la chaleur fatale.	13
Figure I-7 Schéma d'un cycle organique de Rankine (ADEME (2015)).	14
Figure I-8 Schéma d'un circuit de pompe à chaleur (ADEME (2015)).	15
Figure I-9 Bilan énergétique d'un procédé.	16
Figure I-10 Bilan exergetique d'un procédé.	19
Figure I-11 Répartition de la consommation de chaleur sur un procédé.	20
Figure I-12 Four rotatif de la cimenterie Lafarge de Saint-Pierre-La-Cour utilisé pour la fabrication du clinker.	21
Figure I-13 Représentation schématique d'une cimenterie avec les différents flux solides, gazeux et de combustible.	22
Figure I-14 Unité de production de type Tambour-Sécheur-Enrobeur Ermont à Bouguenais.	23
Figure I-15 Schéma de principe de l'élaboration de l'enrobé bitumineux.	24
Figure I-16 Répartition des coûts de la fabrication d'enrobé bitumineux (Zaumanis <i>et al.</i> , (2014)).	26
Figure II-1 Méthode de calcul basée sur deux sous-modèles : un premier de distribution des matériaux afin d'estimer les surfaces de transferts ; et un second basé sur des bilans énergétiques afin d'estimer les profils de températures des différents phases.	40
Figure II-2 Schéma typique d'un four rotatif : coupe transversale présentant les principaux flux échangés.	42
Figure II-3 Schéma d'un four rotatif co-courant. Le modèle physique de four est discrétisé selon dz .	44
Figure II-4 Formes et comportements transversaux du lit de matériaux dans un tambour tournant lisse Mellmann <i>et al.</i> , (2001).	55
Figure II-5 Evolution de la température dans un tambour tournant, lisse, avec releveurs pour trois temps correspondant à 1,2 et 3 révolutions. Evolution de la température, en bleu pour 350K, cyan pour 350K-550K, vert pour 550K-750K, jaune pour 750K-950K et rouge pour 950K (Chaudhuri <i>et al.</i> , (2010)).	56
Figure II-6 Paramètres géométriques de déchargement des releveurs.	57
Figure II-7 Evolution du taux de remplissage $f_{R,i}$ dans un releveur en fonction de sa position angulaire δ pour différentes géométries de releveurs l_2/l_1 . L'estimation du modèle (courbe bleu) est comparée aux points expérimentaux (points rouges) des travaux de Sunkara <i>et al.</i> , (2013)a.	60

Figure II-8 Evolution du taux de remplissage $f_{C,i}$ dans un releveur en fonction de la position angulaire δ du releveur pour différentes géométries de releveurs l_2/l_1 . L'estimation du modèle (courbe bleu) est comparée aux points expérimentaux (points rouges) des travaux de Sunkara et al., (2013)a.	60
Figure II-9 Schéma d'une unité de production Tambour-Sécheur-Enrobeur co-courant.	63
Figure II-10 Paramètres géométriques du four industriel utilisé par Le Guen <i>et al.</i> , (2013). Ce four est divisé en deux zones : dans la première, les releveurs sont utilisés pour créer une large surface de transferts et les releveurs présents dans la seconde zone sont utilisés pour le mélange.	65
Figure II-11 Instrumentation du four rotatif de la centrale d'enrobage de Blois Le Guen <i>et al.</i> , (2013).	66
Figure II-12 Evolution du taux de remplissage des releveurs et des surfaces de transferts du four rotatif industriel en fonction de la position angulaire du releveur. Comme attendu, la géométrie affecte la quantité de matériaux dans le releveur et par conséquent augmente ou diminue la phase active. Répartition des matériaux dans les différentes zones du tambour.	67
Figure II-13 Evolution de la température des gaz, des solides et de la paroi en fonction de la position z le long du four. Les résultats numériques sont comparés aux mesures expérimentales publiées par Le Guen <i>et al.</i> , (2013). Les températures initiales des gaz et des solides sont respectivement égales à 1005 K et 370 K. ...	69
Figure II-14 Comparaison des températures expérimentales et numériques des gaz, des solides et de la paroi du four rotatif.	70
Figure II-15 Répartition des échanges dans un four rotatif pour un taux de remplissage du rideau en matériaux de 4.4% et un débit de gaz $m_g = 3.40 \text{ kg.s}^{-1}$ ($m_{gi} C_{p_g} / m_{si} C_{p_s} = 0.1316$).	71
Figure II-16 Répartition des échanges dans un four tournant pour un taux de remplissage du rideau en matériaux de 1.2%, et un débit de gaz $m_g = 3.40 \text{ kg.s}^{-1}$ ($m_{gi} C_{p_g} / m_{si} C_{p_s} = 0.1316$).	72
Figure II-17 Paramètres de transfert A, B, C, D en fonction du débit de gaz dans le four pour différentes densités de matériaux.	73
Figure II-18 Profils de température selon z des gaz (a), de la paroi (b) et des solides (c) en fonction de la densité de matériaux dans le rideau granulaire. Les courbes ont été obtenues pour différents taux de remplissage $f_C / f_T = 1.74\%, 2.73\%, 4.30\%, 5.68\%, 6.66\%$	74
Figure II-19 Longueur optimale du four rotatif en fonction de la densité de matériaux contenue dans le rideau et du débit de gaz, pour un débit de matériaux de $m_s = 31.1 \text{ kg.s}^{-1}$, des températures initiales $T_{g(0)} = 1045 \text{ K}$ et $T_{s(0)} = 370 \text{ K}$	75
Figure II-20 Taux de remplissage du rideau et efficacité énergétique du procédé en fonction de la taille des releveurs. Pour chaque taille de releveur, le nombre maximum de releveurs est indiqué.	76
Figure II-21 (a) Evolution du taux de remplissage du four f_T , des releveurs f_R , du rideau f_C en fonction du nombre de Froude Fr . (b) Evolution de l'efficacité énergétique ε en fonction du nombre Froude Fr . Une augmentation du nombre de Froude conduit à un changement du mouvement des solides dans le four, augmentant les transferts thermiques.	76
Figure III-1 Schéma du cylindre intérieur décrivant le four.	82
Figure III-2 La figure de gauche représente schématiquement l'échangeur pilote développé et la figure de droite présente le pilote de laboratoire.	83
Figure III-3 Schémas des deux demi-coques formant l'échangeur de chaleur.	84
Figure III-4 Présentation des demi-coques de l'échangeur de chaleur avec ses trois cavités permettant l'ajout de hublots pour les mesures I-R.	84

Figure III-5 Résistances électriques permettant d'obtenir le flux de chaleur désiré en paroi.	85
Figure III-6 Implantation du porte résistance sur le pilote d'essai.	86
Figure III-7 Puissance des résistances.....	86
Figure III-8 Dispositif d'entrée de l'air dans l'échangeur, avec sa sonde à fils chauds mesurant la vitesse d'entrée de l'air dans l'échangeur.	87
Figure III-9 Système d'entraînement du four rotatif.	88
Figure III-10 Programme de supervision du banc d'essai.....	88
Figure III-11 Pilote d'essais instrumenté de ses thermocouples schématisés en bleu sur le plan.	89
Figure III-12 Mesure de la température de paroi du four confinée dans l'échangeur à partir d'un hublot et d'une caméra infrarouge PI450. La figure (a) présente la caméra infrarouge installée sur son pied visant un hublot de mesure. La figure (b) présente les trois zones de mesure de la température à travers le hublot. La position des zones de mesure est présentée dans le tableau 2.	89
Figure III-13 Zones visibles par la caméra infrarouge au niveau du four.....	90
Figure III-14 Thermogrammes en fonction du temps obtenus à partir des mesures de température de paroi par thermographie IR à travers le hublot pour les trois surfaces d'étude. Confrontation de la fréquence des thermogrammes de la température de paroi en fonction de la fréquence de rotation du four.	90
Figure III-15 Position des mesures thermiques sur le pilote.	92
Figure III-16 Mesures de température dans le four.	93
Figure III-17 Implantation de la sonde à fils chauds avant injection dans l'échangeur.	94
Figure III-18 La figure (a) présente les profils de vitesses estimés dans la conduite d'entrée de l'échangeur pour différents débits. La figure (b) est une coupe de la conduite d'entrée avec sa sonde à fils chauds se déplaçant dans la section d de la conduite.	94
Figure III-19 Profils de température dans le four, l'échangeur et en sortie de l'échangeur en fonction du temps.	96
Figure III-20 Estimation de la densité de flux φ_z au niveau de la paroi du four.	101
Figure III-21 Comparaison de la température adimensionnelle dans la veine fluide de l'échangeur Ta, i^* avec i compris entre 42 et 68 (en haut), et en paroi $Ti/T_{entrée}$ avec i compris en 1 et 9 (en bas) dans l'échangeur pour différentes conditions extérieures. En rouge $T_{entrée} = 23.5^{\circ}C, HR = 47\%$; en noir $T_{entrée} = 27.5^{\circ}C, HR = 10\%$; et en bleu $T_{entrée} = 28.5^{\circ}C, HR = 55\%$	104
Figure III-22 Profil de la température adimensionnel en paroi du four normalisé par la température extérieure sans échangeur de chaleur pour un flux imposé de $1930 W$ (Température extérieure $T_e = 9.3^{\circ}C$).	104
Figure III-23 Evolution de la température de paroi normalisée par la température d'entrée pour différents Reynolds axiaux, avec un nombre de Reynolds tournant $Re_t = 5965$	105
Figure III-24 Evolution de la température de paroi normalisée par la température d'entrée pour différents nombres de Reynolds tournants, avec un nombre de Reynolds axial, $Re_a = 5966$	106
Figure III-25 Profils de température mesurés par les thermocouples situés dans la veine fluide pour plusieurs nombres de Reynolds axiaux compris entre Re_a 1000 et 15000 avec un nombre de Reynolds tournant Re_t de 6980.	106
Figure III-26 Profils de température mesurés par les thermocouples situés dans la veine fluide pour plusieurs nombres de Reynolds axiaux compris entre Re_a 1000 et 15000 avec un nombre de Reynolds tournant Re_t de 0.	107
Figure III-27 Nombre de Nusselt local en fonction de z pour (a) $Re_t = 0$ et (b) $Re_t = 6980$	108

Figure III-28 Le nombre de Nusselt moyen Nu en fonction du nombre de Reynolds axial Re_a et nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds tournant Re_t	109
Figure III-29 Comparaison du nombre de Nusselt calculé Nu_{calc} par rapport au nombre de Nusselt expérimental Nu_{exp}	110
Figure III-30 Evolution du nombre de Nusselt moyen Nu selon le nombre de Reynold effectif Re_{eff} . Comparaison entre les expérimentations pour un $Pr = 0.7$ et l'interpolation linéaire de l'équation 18 obtenue en utilisant $\alpha = 0.5$, $A = 0.16$, et $\beta = 0.66$ et $\alpha = 0.1$, $A = 0.23$, et $\beta = 0.63$ pour la cas (b). 111	
Figure III-31 Comparaison du nombre de Nusselt calculé Nu_{calc} par rapport au nombre de Nusselt expérimental Nu_{exp}	112
Figure III-32 Comparaison du nombre de Nusselt expérimental avec les corrélations obtenues dans la littérature (a) $Re_a = 2270$ (b) . $Re_a = 4220$, (c) $Re_a = 5965$. Les corrélations des auteurs sont disponibles en tableau 3.10.	113
Figure III-33 Nombre de Nusselt estimé localement à partir de nos expérimentations (en rouge) et fourni par des données disponibles dans la littérature (en noir).	115
Figure III-34 Coupe transversale présentant les principaux flux échangés dans le four après application d'un échangeur de chaleur en paroi.	116
Figure III-35 Schéma du four avec son échangeur discrétisé selon z	117
Figure III-36 Schéma d'un four rotatif avec application de l'échangeur de chaleur en paroi.	118
Figure III-37 Comparaison entre la disposition co-courant et contre-courant de l'échangeur pour une vitesse de l'air de $u_a = 0.5 \text{ m.s}^{-1}$, une température d'entrée $T_{a,entrée} = 293 \text{ K}$ et $f_c/f_T = 4.4$	119
Figure III-38 Chaleur fatale récupérée par l'échangeur pour différentes vitesses de circulation de l'air dans l'échangeur.....	120
Figure III-39 Comparaison entre la disposition co-courant et contre-courant de l'échangeur pour une vitesse de l'air $u_a = 1.5 \text{ m.s}^{-1}$, une température d'entrée $T_{a,entrée} = 293$ et $f_c/f_T = 4.4$	121
Figure III-40 Comparaison des profils de température en paroi de four pour un four isolé, sans échangeur et avec l'application d'un échangeur de chaleur pour un débit d'air m_a de 0.5 et 1.75 kg.s^{-1} et différentes températures d'entrées comprises entre $278 \leq T_{a,entrée} \leq 473 \text{ K}$	122
Figure III-41 Impacts de l'application de l'échangeur de chaleur sur les profils de température et répartition des échanges dans le four. Résultats exprimés pour un taux de remplissage du rideau en matériaux de 4.4% et un débit de gaz de $m_a = 3.40 \text{ kg.s}^{-1}$ ($m_{gi} \text{ Cp}_g / m_{si} \text{ Cp}_s = 0.1316$). La vitesse des gaz dans l'échangeur est de $u_a = 0.5 \text{ m.s}^{-1}$	124
Figure III-42 Impact de l'application de l'échangeur de chaleur sur les profils de température et répartition des échanges dans le four. Résultats exprimés pour un faible taux de remplissage du rideau en matériaux de 1.1% et un débit de gaz de $ma = 3.40 \text{ kg.s}^{-1}$ ($m_{gi} \text{ Cp}_g / m_{si} \text{ Cp}_s = 0.1316$). La vitesse des gaz dans l'échangeur est de $u_a = 0.5 \text{ m.s}^{-1}$	125
Figure III-43 Longueur optimale du four rotatif en fonction de la densité de matériaux contenue dans le rideau et du débit de gaz, pour un débit de matériaux de $m_s = 31.1 \text{ kg.s}^{-1}$, des températures initiales $T_{g(0)} = 1045 \text{ K}$ et $T_{s(0)} = 370 \text{ K}$. La figure présente la longueur optimale du four avec l'ajout de l'échangeur de chaleur additionné à une récupération de 75% du débit des fumées m_g en sortie de four ($m_g = 1.5 \text{ kg.s}^{-1}$).....	126
Figure IV-1 : (a) Tourbillon de Taylor, (b) Tourbillon de Dean, (c) Tourbillon de Görtler sur une paroi concave.	132

Figure IV-2 : Schéma de la configuration de Taylor-Couette, avec R_i le rayon intérieure, R_e le rayon du cylindre extérieur, L la longueur des cylindre et ω la vitesse de rotation du cylindre intérieur.	133
Figure IV-3 Mouvement de l'écoulement rencontré en régime turbulent.	142
Figure IV-4 Couche limite entre la paroi et le fluide en mouvement.....	143
Figure IV-5 Cascade énergétique et échelles de mélange en écoulement turbulent, Chassaing, (2000).	144
Figure IV-6 : Echelles dissipatives de Kolmogorov ; Méthodes numériques de simulations de mécanique des fluides.	147
Figure IV-7 Décomposition du spectre d'énergie de la solution associée à la simulation URANS.	149
Figure IV-8 : Décomposition du spectre d'énergie de la solution associée à la simulation des grandes échelles.	152
Figure IV-9 : Volume de contrôle.	155
Figure IV-10 Géométrie étudiée.	157
Figure IV-11 Maillage suivant (r,θ) raffiné en proche paroi.	158
Figure IV-12 : Comparaison des profils de vitesse axiale et tangentielle modélisés numériquement à partir de deux modèles de turbulence RSM et LES avec les résultats expérimentaux d'Escudier et Gouldson, 1995.	161
Figure IV-13 : Comparaison des contraintes de Reynolds $R_{\theta\theta}$ et R_{zz} calculées numériquement à partir de deux modèles de turbulence RSM et LES avec les résultats expérimentaux d'Escudier et Gouldson, 1994.	161
Figure IV-14 : Présentation des lignes de courant au centre de la géométrie annulaire pour $N= 5.12$ cas A, $N=1.71$ cas B et $N= 0.85$ cas C.	163
Figure IV-15 : Cartographie (r,z) des composantes de vitesse axiale (a) et tangentielle (b) dans une coupe de la géométrie annulaire (l'axe de rotation se trouve sur le côté droit de chaque figure et l'écoulement se déplace du bas vers le haut).	164
Figure IV-16 Cartographie (r,θ) des composantes de vitesse tangentielle dans une coupe de la géométrie annulaire.	164
Figure IV-17 : Les courbes (a) et (b) sont les distributions radiales des composantes de vitesse tangentielle et axiale obtenues par le modèle LES <i>OneEqEddy</i> d' <i>OpenFOAM</i>	164
Figure IV-18 Position de la ligne de mesure dans la géométrie d'étude.	165
Figure IV-19 : Distribution des six composantes du tenseur des contraintes de Reynolds. Les composantes de la diagonale du tenseur adimensionnées $R_{rr}^{1/2*}$, $R_{\theta\theta}^{1/2*}$ et $R_{zz}^{1/2*}$ sont présentées par les figures (a), (c) et (e) et les composantes croisées $R_{r\theta}^*$, R_{rz}^* et $R_{\theta z}^*$ sont présentées par les figures (b), (d) et (f).	166
Figure IV-20 : Distribution radiale du paramètre de redistribution de l'énergie obtenue par le modèle LES <i>OneEqEddy</i> d' <i>OpenFOAM</i>	167
Figure IV-21 Profils logarithmiques de la couche limite pour la paroi en rotation.	168
Figure IV-22 Cascade énergétique obtenue pour différents paramètres N	170
Figure IV-23 : Iso-contours du critère Q dans l'ensemble du domaine de calcul. (a) et (d) représentent les iso-contours pour le cas A, (b) et (e) pour le cas B et (c) et (f) pour le cas C sur le cylindre intérieur (a), (b) et (c) ainsi que sur le cylindre extérieur. (a) $Q= 200$ (b) $Q= 500$ (c) $Q= 1000$	173
Figure IV-24 : Cartographie r, z du vecteur de vorticité (l'axe de rotation se trouve sur le côté droit de chaque figure et l'écoulement se déplace du bas vers le haut) superposée au coefficient de frottement C_f pour les	

cas d'étude A, B, C et un écoulement de Couette-Taylor. L'augmentation du paramètre N conduit à une augmentation de la vorticité ω_{ij} et une réduction du coefficient Cf 174

Figure IV-25 Représentation schématique des tourbillons contrarotatifs présents en paroi de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille. 175

Figure IV-26 Coefficient de friction Cf en fonction du temps (a) ; et coefficient de friction moyen en fonction Cf du paramètre N 175

Notations

Lettres romaines

A	Surface	$[m^2]$
a	Diffusivité thermique	$[m^2 \cdot s^{-1}]$
Cp	Capacité calorifique	$[J \cdot Kg^{-1} \cdot K^{-1}]$
Cf	Coefficient de frottement	$[-]$
D	Diamètre du four	$[m]$
dS	Surface de transfert de chaleur dans un élément volume du four	$[m^2]$
dp	Diamètre de particule	$[m]$
dz	Discretisation axiale du four	$[m]$
E	Coefficient de transfert radiatif	$[-]$
$E(U)$	Spectre d'énergie	Hz
e	Epaisseur de l'entrefer	$[m]$
Fr	Nombre de Froude	$[-]$
f_C	Taux de remplissage du rideau	$[-]$
f_R	Taux de remplissage des releveurs	$[-]$
f_T	Taux de remplissage du four	$[-]$
f_l	Taux de remplissage du lit	$[-]$
G	Filtre spatial de LES	$[-]$
Gr	Nombre de Grashof	$[-]$
g	Gravité	$[m \cdot s^{-2}]$

HR	Humidité relative	[%]
h	Coefficient de transfert	$[W.m^{-2}.K^{-1}]$
K^*	Effet du rayon de courbure	[—]
k_{sgs}	Energie turbulente de sous-maille	$[m^2.s^{-1}]$
L_{four}	Longueur du four expérimental	[m]
l_1	Hauteur du releveur	[m]
l_2	Longueur du releveur	[m]
l_3	Longueur du releveur	[m]
l_m	Mouvement d'agitation moléculaire	[m]
L	Longueur du four	[m]
l	Longueur d'échange	[m]
$\dot{m}$	Débit massique	$[Kg.s^{-1}]$
m	Masse	[Kg]
$n_{R,a}$	Nombre de releveur actif	[—]
N_p	Nombre de particules	[—]
n_R	Nombre de releveurs	[—]
N	Paramètre de rotation	[—]
Nu	Nombre de Nusselt	[—]
P	Pression	[Pa]
Pe	Nombre de Peclet	[—]
Pr	Nombre de Prandlt	[—]

$\dot{Q}$	Chaleur	$[W]$
Q	Critère de détection de tourbillons	$[s^{-1}]$
R	Rayon	$[m]$
R_h	Constante universelle des gaz parfaits	$[J.mol^{-1}.K^{-1}]$
Re_T	Reynolds turbulent	$[-]$
Re_{eff}	Nombre de Reynolds efficace	$[-]$
Re_p	Reynolds de particule	$[-]$
Re_t	Reynolds tournant	$[-]$
R_{ij}	Contraintes turbulentes	$[m^2.s^{-2}]$
r^+	Coordonnée adimensionnée en paroi	$[-]$
$Re_{a,four}$	Nombre de Reynolds axial dans le four	$[-]$
Re_a	Nombre de Reynolds axial dans l'échangeur	$[-]$
R	Rayon du four	$[m]$
T^*	Température normalisée	$[-]$
t_c	Temps de chute	$[s]$
T	Température	$[K]$
Ta	Nombre de Taylor	$[-]$
u'	Fluctuation de vitesse	$[m.s^{-1}]$
$\bar{U}$	Vitesse moyenne de l'écoulement	$[m.s^{-1}]$
V_τ	Vitesse de frottement	$[m.s^{-1}]$
$\mathcal{W}$	Travail fourni au système	$[W]$

Lettres grecques

δ_L	Angle de déchargement final	$[rad]$
δ	Angle de déchargement	$[rad]$
ε_{int}	Emissivité du four expérimental	$[rad]$
ε_l	Angle formé par le lit de matériaux dans le four	$[rad]$
ε	Rendement énergétique	$[\%]$
η	Facteur de forme	$[-]$
φ_z	Densité de flux à la paroi	$[W.m^{-2}]$
Γ	Rapport d'aspect	$[-]$
γ	Angle de repos dynamique	$[rad]$
λ	Conductivité thermique	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$
μ	Viscosité dynamique	$[kg.m^{-2}.s^{-1}]$
ν_T	Viscosité turbulente	$[m^2.s^{-1}]$
ν	Viscosité cinématique	$[m^2.s^{-1}]$
ω	Vitesse de rotation	$[rad.s^{-1}]$
ρ_a	Masse volumique apparente	$[Kg.m^{-3}]$
ρ	Masse volumique	$[Kg.m^{-3}]$
τ_{ij}	Tenseur de contraintes de sous-maille	$[m^2.s^{-2}]$
τ_p	Contraintes en paroi	$[m^2.s^{-2}]$
τ	Temps de séjour	$[min]$
ξ	Pente du four	$[rad]$

Indices

a	Air contenu dans l'échangeur	[—]
c	Rideau de matériaux dans le four	[—]
s	Solide dans le four	[—]
e	Extérieur	[—]
$entrée$	Entrée de l'échangeur	[—]
f	Four	[—]
g	Gaz dans le four	[—]
i	Intérieur	[—]
inf	Infiltration	[—]
l	Lit de matériaux dans le four	[—]
p	Paroi du four	[—]
r	Direction radiale	[—]
$rotor$	Cylindre intérieur	[—]
$sortie$	Sortie de l'échangeur	[—]
R	Releveur	[—]
T	Totale	[—]
t	Temps	[—]
θ	Direction tangentielle	[—]
z	Direction axiale	[—]

Bibliographie personnelle

Articles en revue

Piton M, Huchet F, Le Corre O ; Cazacliu B, (2015) A thermal-granular-model in flights rotary kiln: Industrial validation and process design. Applied Thermal Engineering 75 1011-1021

Le Guen, L, Piton, M, Hénault Q, Huchet F, Richard P, Heat transfer in a wall-bounded particle laden gas flow. Soumis en Juillet 2015 dans Powder Technology.

Conférence Nationale

Piton M, Huchet F, Le Corre O ; Cazacliu B, Heat recovery exchanger applied to the rotary drum for asphalt materials processing, Conférence SFGP Lyon 8-10 octobre 2013

Introduction Générale

Le contexte énergétique et environnemental de ce début du XXI^e siècle est marqué par le renchérissement des énergies fossiles et la limitation des émissions de CO₂. Sur le plan énergétique, il existe un déséquilibre entre une production énergétique fondée sur des ressources fossiles limitées et une consommation croissante favorisant des tensions d'ordre économique, géographique et social. Sur le plan environnemental, les émissions de CO₂ sont principalement dues à l'activité humaine, du fait de la combustion des énergies fossiles dans le domaine du transport, du bâtiment et de l'industrie. Le fort accroissement de ces activités provoque des impacts plus ou moins significatifs à toutes les échelles (locale, régionale, globale).

Aujourd'hui, en raison des conditions économiques et de l'augmentation des contraintes environnementales, l'efficacité énergétique et la maîtrise des émissions de CO₂ commencent à devenir une des préoccupations majeures de l'industrie. Cependant, de véritables tensions apparaîtront lorsque le niveau de production de l'énergie pétrolière divergera avec celui de la demande. Ce contexte énergétique imposera aux industriels une poursuite durable des efforts en matière d'efficacité énergétique, d'optimisation et de création de nouveaux procédés. Ainsi, le défi de l'usine du futur est la sobriété par une meilleure gestion de l'énergie. Son développement impliquera une analyse de la performance énergétique des équipements existants, une récupération et valorisation de l'énergie fatale et la mise en place de systèmes de production d'énergies renouvelables.

Dans un procédé de fabrication, une part importante de l'énergie est utilisée par les équipements annexes tels que les pompes ou les compresseurs mais aussi par le procédé, principale source de chaleur fatale. Généralement, la chaleur dite de haute qualité est récupérée au sein du procédé, et la chaleur de qualité inférieure est rejetée dans l'environnement. Pourtant, le désir de récupérer ces pertes énergétiques de basse température a changé. En effet, le coût de l'énergie est de plus en plus élevé et la rationalisation de la consommation énergétique devient un enjeu important.

Précisons dès à présent que nous focaliserons notre étude sur la valorisation de la chaleur fatale des fours rotatifs utilisés pour sécher et chauffer les matériaux granulaires. Ils se caractérisent par un long tube cylindrique, légèrement incliné, en rotation. La rotation permet de mettre en mouvement les matériaux et renouveler les surfaces d'échange. L'enceinte du four est chauffée à l'aide des gaz de combustion issus d'un brûleur. Le four est un procédé de séchage répandu, simple et adapté au traitement de débit important. Ces applications sont

multiples dans les domaines du génie civil, de la métallurgie, de l'industrie chimique ou encore de l'agroalimentaire. Ce type d'équipement permet d'obtenir un bon transfert thermique et un brassage efficace des matériaux mais requiert une forte demande énergétique.

Le présent travail de thèse vise à valoriser de la chaleur fatale perdue au niveau des fumées et de la paroi des fours tournants utilisés dans les procédés industriels du génie civil en développant une technologie efficace de récupérations thermiques.

Dans ce travail, une étude détaillée des mécanismes de transferts de chaleur dans les fours tournants est exposée à l'aide d'un modèle numérique de transport granulaire couplé aux transferts thermiques. L'objectif est la modélisation des transferts de chaleur dans un four rotatif afin de valoriser la chaleur fatale du procédé à l'aide d'un système de récupération. Ce système de récupération, agissant comme un échangeur de chaleur, est appliqué au niveau de la paroi afin de minimiser et de valoriser les pertes thermiques du procédé. Une application de l'échangeur sur un four tournant utilisé pour la fabrication d'enrobés bitumineux est proposée afin d'estimer le gain potentiel d'énergie récupérée sur un procédé du génie civil. Enfin, une étude des mécanismes de mélange en régime turbulent dans cet échangeur est formulée à l'aide d'un outil de mécanique des fluides numériques *OpenFOAM*. Cette étude permet d'étudier l'impact du débit de l'échangeur de chaleur sur la formation de structures tourbillonnaires. Celles-ci augmentent le mélange turbulent et les transferts de chaleur paroi-gaz.

Le premier chapitre permet d'effectuer une introduction sur l'efficacité énergétique des procédés. Suite à la présentation détaillée du contexte général de la thèse, une revue des outils dédiés à la récupération et à la valorisation de la chaleur fatale est présentée. Ces outils sont ensuite appliqués dans l'étude de la valorisation énergétique des fours rotatifs des postes d'enrobage.

Le Chapitre 2 présente un modèle de transfert de chaleur pour les fours rotatifs. Ce modèle est basé sur une estimation des surfaces de transfert, paramètre important dans la détermination des phénomènes de transferts de chaleur. Ainsi, la distribution des matériaux granulaires est calculée dans la section transversale du four. Elle permet d'obtenir la quantité de matériaux présents dans la phase granulaire diluée caractérisée par une phase active (constituant la surface du rideau) et d'une phase granulaire dense, phase passive (constituant le lit granulaire et les releveurs). Ensuite, pour chaque section transversale, un bilan énergétique est estimé prenant en considération la majorité des phénomènes de transfert rencontrés sur les fours

tournants. Les résultats des simulations sont confrontés à des expérimentations sur four industriel et banc d'essai semi-industriel. Les validations portent sur les températures des matériaux, des gaz et de la paroi. Ensuite, une étude énergétique des fours rotatifs est réalisée afin d'estimer les paramètres opérationnels et géométriques contribuant à l'intensification des transferts de chaleur. Cette étude permet d'évaluer les pertes de chaleur dans le four et de proposer une solution pour les valoriser.

Le Chapitre 3 présente un système expérimental de récupération de la chaleur pour les fours rotatifs. Ce dispositif est appliqué en paroi du four et permet la récupération de la chaleur fatale perdue par rayonnement au niveau de la paroi. Dans ce chapitre, le développement d'un banc d'essai semi-industriel est présenté afin de démontrer la faisabilité technologique de l'échangeur de chaleur. Ce pilote d'essai permet de caractériser les transferts de chaleur au niveau de la paroi de l'échangeur et de déterminer une corrélation adimensionnelle. Ce nombre adimensionnel est ensuite ajouté au modèle énergétique 1-D afin d'extrapoler les résultats du pilote à l'échelle industrielle. Ainsi, le modèle énergétique donne une estimation du gain énergétique potentiel de l'équipement.

Pour compléter ce travail sur les transferts thermiques dans l'échangeur, l'influence d'un écoulement tourbillonnaire sur les transferts est étudiée dans le chapitre 4. Ce travail montre l'intérêt de générer un écoulement tourbillonnaire dans l'échangeur. Dans ce chapitre, une présentation de l'outil numérique est réalisée. Cet outil est utilisé pour étudier l'effet de la géométrie et des paramètres opérationnels de l'échangeur sur l'hydrodynamique de l'écoulement. Afin de réduire l'impact de la modélisation du transport turbulent, une simulation aux grandes échelles (LES) est choisie. Cependant, à titre de comparaison et par référence à ce qui constitue encore aujourd'hui « la norme dans le domaine industriel » en matière de simulation des écoulements, des comparaisons avec les résultats obtenus avec un modèle RANS (Launder-Reece-Rosi) sont proposées. Les résultats numériques sont ensuite validés sur un écoulement de Couette-Taylor-Poiseuille grâce aux résultats LDA (anémométrie laser doppler) issus des travaux d'Escudier & Gouldson, (1995). La validation porte sur les vitesses moyennes et les composantes de vitesses fluctuantes du tenseur de Reynolds. Enfin, sur la base des simulations validées, une caractérisation de l'intensification du mélange par la formation de structures tourbillonnaires en paroi est proposée.

Chapitre 1 Analyse de la problématique

1. Contexte général

Aujourd'hui, la consommation énergétique de l'humanité est colossale et toujours en progression depuis la découverte des premiers puits de pétrole (Figure 1.1). Elle est principalement fondée sur des ressources fossiles limitées, ce qui conduira à un problème majeur d'ordre environnemental, économique et social dans les prochaines années. En effet, les ressources fossiles telles que le pétrole, le gaz et le charbon sont encore aujourd'hui massivement utilisées.

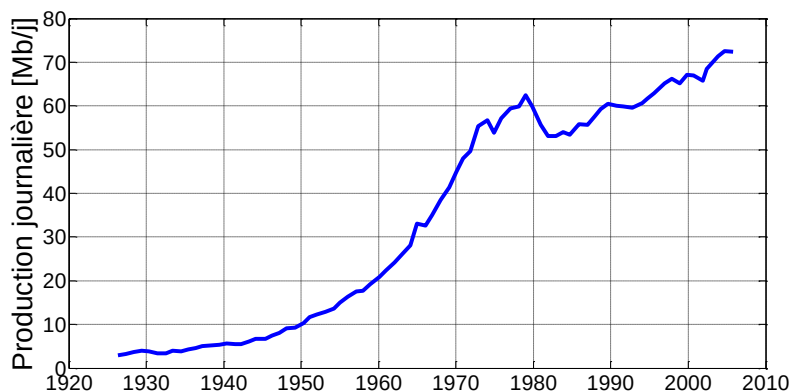


Figure I-1 Production mondiale de pétrole brut par jours en million de barils par jour [Mb/j], de 1926 à 2006. (Robelius, (2007)).

1.1. Sources énergétiques

L'énergie est omniprésente et même s'il est possible de réduire sa consommation, elle est nécessaire pour toute activité, en lien avec la mobilité, le logement, l'industrie, ou l'agriculture. L'énergie est fournie à partir de « sources énergétiques primaires » telles que le solaire, l'éolien, l'hydro-énergie, la biomasse, le charbon, le pétrole, le gaz ou encore l'uranium. Pour faciliter son utilisation, l'énergie primaire est transformée en énergie secondaire. Elle s'accompagne généralement de déperditions sous forme de chaleur et d'une pollution atmosphérique.

Dans le monde, 80% des sources d'énergie utilisées proviennent de ressources fossiles (McGlade et Ekins, (2015)). Aujourd'hui, les énergies fossiles sont facilement utilisables et leurs usages sont relativement flexibles. Toutefois, leurs réserves sont inégalement réparties dans le monde créant une certaine dépendance extérieure pour les pays qui en sont dépourvus, voire des tensions géopolitiques.

Les énergies renouvelables, sont en générale moins polluantes et plus également réparties que les ressources fossiles. Elles ne représentent qu'une très faible partie de l'énergie produite

dans le monde, seulement 20%. En effet, certaines énergies renouvelables hors hydraulique et bois ont des difficultés à s'implanter du fait de leurs prix élevés comparés aux énergies fossiles. Toutefois, pour l'énergie hydraulique, il faut que les sites soient favorables ce qui n'est pas le cas dans tous les pays du monde.

Pour satisfaire les besoins énergétiques dans une optique durable, il est nécessaire d'en réduire la consommation. Cette condition passe par la diminution du gaspillage et par l'efficacité énergétique des équipements industriels et des bâtiments.

1.2. Consommation énergétique dans l'industrie

La consommation énergétique est divisée en quatre domaines : le transport, le bâtiment (résidentiel et tertiaire), l'agriculture, et l'industrie. A l'échelle nationale, la consommation énergétique française est répartie de la façon suivante : 45% de l'énergie est consommée dans le bâtiment, 31% dans les transports, 21% dans l'industrie, et 3% dans l'agriculture. D'après SOes (service de l'observation et des statistiques du ministère de l'écologie), dans l'industrie la consommation énergétique est relativement stable depuis les années 70. Toutefois, une chute importante de la consommation est observable en 2009. Celle-ci est principalement imputée à la crise économique (Figure 1.2).

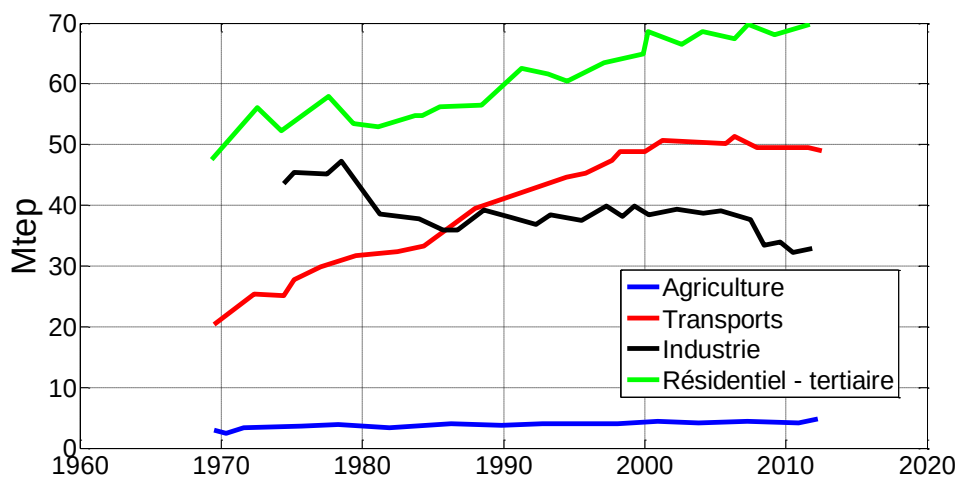


Figure I-2 Consommation énergétique française de 1970-2013 en Mtep (ministère de l'écologie, SOes).

En 2012, la consommation énergétique des procédés industriels français représentait 32,1 Mtep (Méga tonne équivalent pétrole), correspondant à 21 % de la consommation énergétique française. Les fours et les séchoirs sont des procédés ayant une forte demande énergétique. L'alimentation des fours représente 70% de la consommation énergétique de l'industrie française. Les combustibles fossiles sont la principale source énergétique consommée par les

industriels pour produire de la chaleur. En effet, ils représentent à eux deux près de 61% de la consommation de combustibles du secteur industriel français (Figure 1.3).

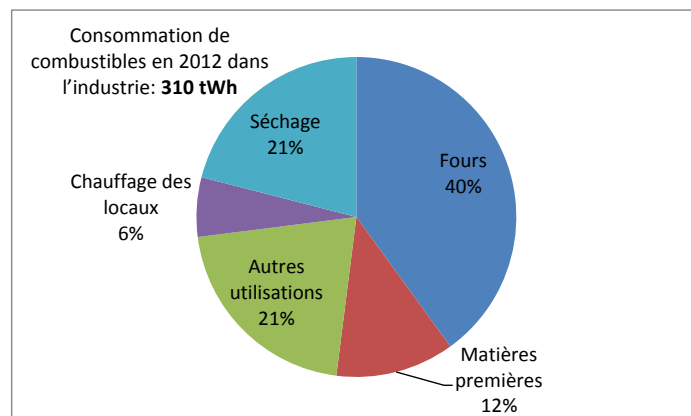


Figure I-3 Consommation de combustible en 2012 (ADEME, (2014)).

L'importance de l'efficacité énergétique a été soulignée par de nombreux acteurs économiques et politiques internationaux. Les économies et la raréfaction des ressources fossiles sont une des forces motrices du développement de procédés plus efficaces. Aujourd'hui, dans l'industrie, la récupération de chaleur est considérée comme une valeur ajoutée du processus de fabrication. La chaleur récupérée peut être utilisée par le procédé, ou dans la production de services supplémentaires, tels que de l'énergie électrique ou de la chaleur pour un réseau de chaleur.

Aujourd'hui, l'amélioration de l'efficacité des procédés reste encore un levier important. En 2008, les coûts énergétiques représentaient 10% du coût total d'un produit dans l'industrie agroalimentaire, 5% dans le secteur de la chimie, et entre 30 et 45% dans l'industrie métallurgique (Maréchal et Muller, (2008)). Par conséquent, il est certain que les coûts élevés de l'énergie sont répercutés sur les prix des produits finis.

1.3. Amélioration de l'efficacité énergétique dans l'industrie

L'efficacité énergétique se définit comme le rapport entre la production industrielle et la consommation énergétique finale, elle s'exprime en pourcentage. Par conséquent, à production constante, l'amélioration de l'efficacité énergétique concorde avec une réduction de la consommation énergétique pour un même service rendu. L'industrie constitue un secteur innovant en matière d'amélioration de l'efficacité énergétique.

1.3.1. L'efficacité énergétique dans l'industrie

L'importance de l'efficacité énergétique des procédés est arrivée dans les années 70 grâce à une sensibilisation au gaspillage d'une ressource énergétique primaire précieuse. Le prix a été un moteur important dans le déclenchement de l'amélioration de l'efficacité énergétique, en particulier à partir du premier choc pétrolier de 1973. Cependant, l'effet de ces efforts a ensuite été réduit par « l'effet rebond » (moins de consommation par produit ou unité produite mais plus de produits, ce qui augmente globalement la consommation d'énergie). Une machine plus économe est plus efficace : elle peut alors accomplir davantage de travail.

Déjà au milieu du XIXe siècle, un économiste britannique avait introduit ce paradoxe sur l'efficacité énergétique, « le paradoxe de Jevons », baptisé du nom de son auteur Stanley Jevons. Ce paradoxe énonce que l'introduction de technologies plus efficaces en matière d'énergie peut, dans l'accumulation, augmenter la consommation totale de l'énergie. Publié dans son ouvrage *Sur la question du charbon* Jevons, (1866), il observe que la consommation anglaise du charbon a fortement augmenté après que James Watt aie introduit la machine à vapeur, bien plus efficace que celle de Thomas Newcomen.

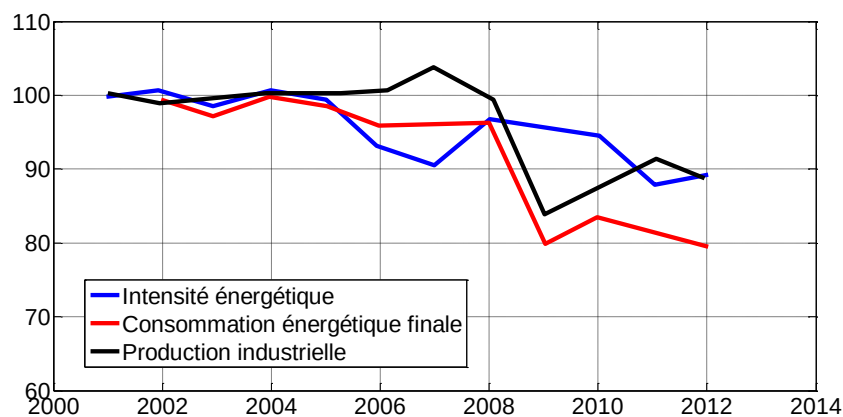


Figure I-4 Evolution de la production industrielle, de la consommation énergétique et de l'intensité énergétique en France entre 2001 et 2012 pour une base 100 en 2001 (Calcul SaOes, enquête annuelle sur les consommations d'énergie dans l'industrie (EACEI), Insee). L'intensité énergétique est le rapport inverse de l'efficacité énergétique défini comme le rapport entre la consommation énergétique finale et la production industrielle.

Entre 2001 et 2012, la consommation énergétique du secteur industriel français a diminué de 21% et l'efficacité énergétique des procédés a augmenté de 11.1%. Néanmoins, les efforts sur l'efficacité énergétique du secteur industriel semblent avoir ralenti depuis le repli économique de 2009. Effectivement, entre 2001 et 2009 l'efficacité énergétique a augmenté rapidement. En revanche, elle diminue légèrement depuis 2009 (Figure 1.4).

1.3.2. Objectifs fixés

L'objectif fixé par l'Union Européenne à l'échéance 2020 est une réduction de la consommation énergétique de 20%, et d'ici 2050 une division par quatre des émissions de CO₂. Ces réductions sont déterminées sur la base de l'année de référence 1990. Afin de répondre aux objectifs fixés, l'étude de l'efficacité énergétique des procédés est un enjeu économique et environnemental primordial.

« L'usine du futur » doit répondre à une transition vers un nouveau modèle économique et industriel. L'amélioration de l'efficacité énergétique est un élément essentiel dans le développement de ces nouveaux modèles d'usines. L'investissement de l'efficacité énergétique dans la production est un facteur important permettant de baisser la consommation énergétique et de diminuer les émissions de CO₂.

1.4. Récupération et valorisation de la chaleur fatale

Dans l'industrie, l'amélioration de l'efficacité énergétique passe par une étude de la « chaleur fatale », ou chaleur perdue par les procédés. La « chaleur fatale » est un gisement d'économies possibles et encore peu exploitée par les industriels. Récemment, un décret¹ portant sur la valorisation d'énergie fatale montre l'engagement des pouvoirs publics sur la démarche de l'efficacité énergétique et de la valorisation de l'énergie fatale.

L'énergie fatale désigne la quantité d'énergie inéluctablement présente ou piégée dans un procédé ou produit, qui en partie, peut être récupérée. La « chaleur fatale » est générée lors du fonctionnement d'un procédé par l'énergie thermique qui n'est pas utilisée en totalité lors du processus de fabrication. Une partie de cette énergie est inévitablement rejetée dans l'environnement sous forme de chaleur à des températures plus ou moins importantes. Le niveau de température est une caractéristique importante dans la stratégie de valorisation de la chaleur fatale. Dans l'industrie, la chaleur fatale se trouve principalement sous trois formes de rejets : gazeux, liquides, ou diffus avec des niveaux de température s'échelonnant entre 30°C et 500°C.

¹ Décret n°1014-1363 du 16 novembre 2014.

En 2015, l'ADEME estime dans l'industrie française, un gisement à 51 TWh de « chaleur fatale », soit environ 16% de l'énergie fossile consommée par l'industrie (ADEME, (2015)).

Ce gisement se concentre dans quatre grands secteurs d'activité : la chimie, les matériaux, l'agroalimentaire et les métaux.

Toutefois, il faut savoir que la chaleur fatale ne se retrouve pas seulement dans l'industrie. De façon générale, la chaleur fatale peut être issue de l'industrie, de la pétrochimie, des sites de production d'électricité, mais aussi de sites tertiaires tels que les hôpitaux ou les data center.

1.4.1. Qualité de la chaleur fatale

Evaluer la faisabilité de la récupération de chaleur fatale nécessite de caractériser les sources de chaleur qui pourraient être valorisées. Dans un premier temps, l'importance du flux de « chaleur fatale » doit être déterminé selon plusieurs critères : la quantité de chaleur, la température de rejet ou qualité, la composition, les heures de fonctionnement à savoir la disponibilité de la ressource (Figure 1.5). Une étude de ces paramètres permet de déterminer la stratégie de valorisation à mettre en place sur le procédé en fonction des besoins en énergie annexe avec une utilisation directe de la chaleur, ou un stockage par chaleur latente (Figure 1.6).

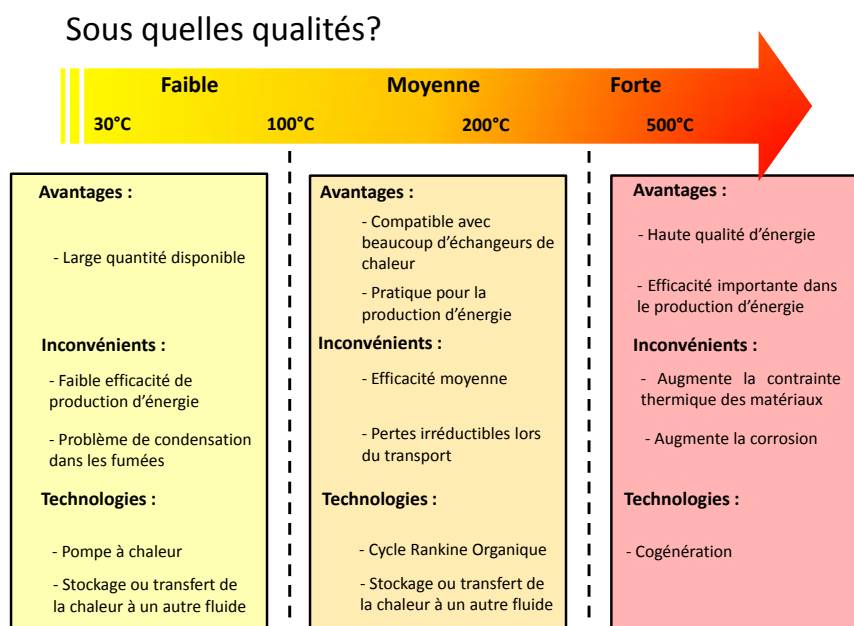


Figure I-5 Les avantages, inconvénients et technologies disponibles en fonction de la qualité du gisement de chaleur fatale étudiée (ADEME (2015)).

Le niveau de température auquel la chaleur est disponible dans le procédé conditionne donc la méthode de valorisation à mettre en œuvre. Dans tous les cas, l'énergie peut être récupérée soit sous forme de chaleur, soit sous forme d'énergie mécanique. Selon le niveau de

température de la source de chaleur disponible sur le site industriel et la nature du besoin, il est possible de récupérer la chaleur :

- par l'intermédiaire d'un échangeur de chaleur afin de transférer la chaleur à un autre fluide, un procédé ou la stocker ;
- par l'intermédiaire d'une pompe à chaleur. Cette méthode permet la récupération de la chaleur contenue dans des effluents à basse température pour un usage à un niveau de température supérieur. Actuellement, les pompes à chaleur permettent d'augmenter la température de la chaleur récupérée jusqu'à 80-90°C ;
- par une transformation de la chaleur en énergie mécanique ou électrique, par le biais d'un cycle thermodynamique comme par exemple le cycle organique de Rankine ;
- par un stockage de l'énergie.

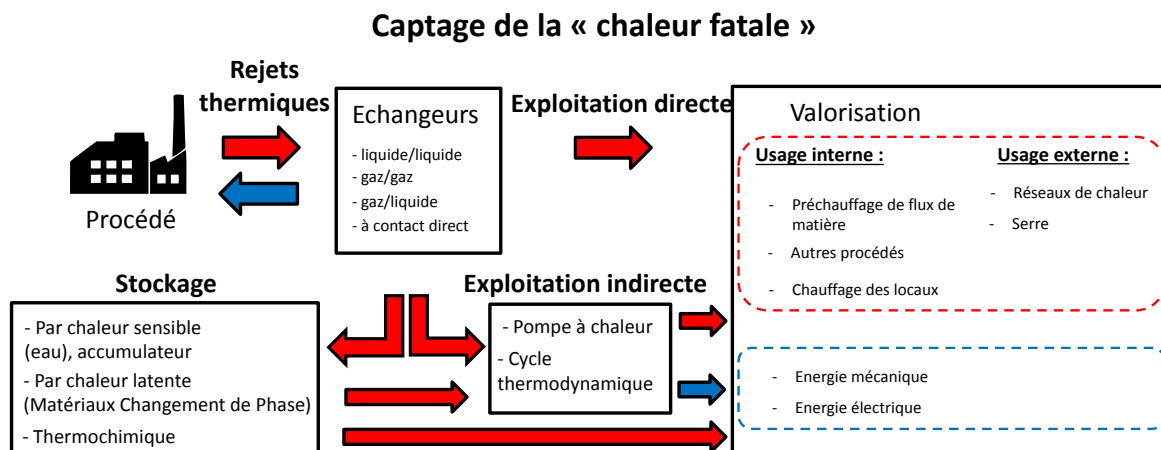


Figure I-6 Captage et valorisation de la chaleur fatale.

1.4.2. Valorisation de la chaleur fatale

Il existe de nombreuses technologies de valorisation de ces pertes énergétiques. Dans un premier temps, les échangeurs de chaleur se révèlent souvent indispensables dans la récupération de la « chaleur fatale ». Ensuite, la chaleur collectée par l'échangeur peut soit être intégrée directement au niveau du procédé de fabrication, soit être injectée dans un réseau de chaleur urbain ou industriel. Si aucune de ces solutions n'est envisageable, la chaleur collectée peut servir à l'alimentation d'une pompe à chaleur, à la production d'énergie mécanique, ou encore à la production d'électricité par le biais de cycles thermodynamiques. La valorisation électrique est une solution à envisager dans le cas où pour de multiples raisons, toute autre possibilité de valorisation par la chaleur n'a pu être réalisée. Cependant,

cette valorisation électrique nécessite des niveaux de températures relativement élevées ($T > 150^{\circ}\text{C}$).

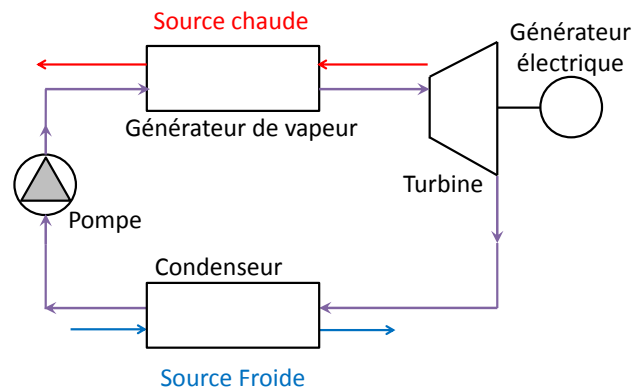


Figure I-7 Schéma d'un cycle organique de Rankine (ADEME (2015)).

L'utilisation des cycles organiques de Rankine sont des variantes des cycles d'eau à vapeur utilisés lorsque la source chaude à partir de laquelle on souhaite produire une puissance mécanique issue de qualité moyenne $100^{\circ}\text{C} \leq T \leq 300^{\circ}\text{C}$. Dans ces cycles, un fluide condensable est refroidi à une température suffisamment basse pour qu'il soit entièrement liquéfié avant de passer dans une pompe pour être comprimé. Le liquide comprimé est vaporisé par la source chaude dans un échangeur de chaleur, puis détendu dans une turbine produisant un travail mécanique (Figure 1.7).

L'avantage de la transformation de la chaleur en électricité est un coût environnemental faible. Contrairement à la chaleur, l'électricité est un vecteur énergétique facile à transporter même sur de grandes distances. La limite est le coût d'investissement par rapport au gain attendu. L'objectif est d'arriver à un retour sur investissement inférieur à 10 ans.

Pour la chaleur fatale de faible qualité, $T < 100^{\circ}\text{C}$, une valorisation peut être réalisée à partir d'une pompe à chaleur. Elle reste cependant encore très peu utilisée dans l'industrie. L'origine de la source froide au niveau du condenseur correspond à la chaleur fatale récupérée. La pompe à chaleur permet d'élever la température de la chaleur récupérée, et ainsi satisfaire des besoins en chaleur à des températures plus élevées. La pompe à chaleur prélève la chaleur à une source froide au niveau de l'évaporateur afin de vaporiser le fluide frigorigène. Ensuite, un compresseur permet d'élever la pression et la température du fluide frigorigène en le comprimant. Enfin, le fluide frigorigène libère sa chaleur dans le condenseur en passant de l'état gazeux à l'état liquide avant d'être détendu par un réducteur de pression (Figure 1.8).

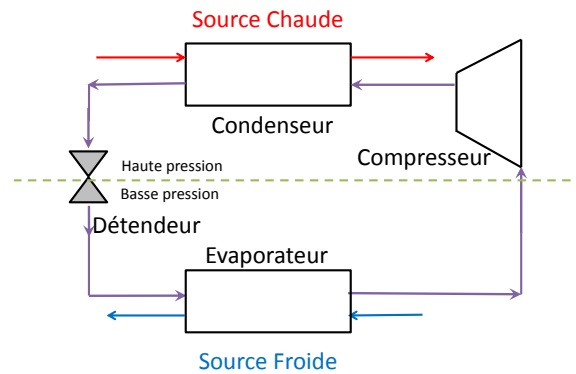


Figure I-8 Schéma d'un circuit de pompe à chaleur (ADEME (2015)).

1.4.3. Chaleur dite de « Qualité moyenne »

Même si l'industrie ne représente que 21% de la consommation d'énergie dans l'hexagone, elle reste aussi un secteur innovant en matière d'efficacité énergétique. La récupération de la chaleur fatale dans l'industrie conduit à exploiter un nouveau potentiel en matière d'innovation et d'économie industrielle. Comme nous avons pu le constater, les technologies de valorisation de la chaleur fatale sont multiples et dépendent principalement de la « qualité » de la chaleur. Généralement, la chaleur dite de haute qualité, est déjà récupérée au sein du procédé et la chaleur de qualité inférieure est rejetée dans l'environnement.

Pourtant, la pertinence économique de récupérer ces pertes énergétiques de basse température a évolué. En effet, le coût de l'énergie est de plus en plus élevé et la demande énergétique de plus en plus importante. Selon l'ADEME, plus de 50% du gisement de chaleur fatale se situe entre 100 et 200°C.

2. Outils dédiés à l'étude énergétique des procédés

Aujourd'hui, sur les procédés, les industriels cherchent à maximiser les profits en utilisant un minimum de ressources. Ce postulat implique une amélioration de l'efficacité des procédés grâce à : une utilisation efficace des matières premières, une réduction des émissions, des opérations unitaires plus efficaces, et une haute efficacité énergétique afin de réduire la consommation du procédé.

La comparaison quantitative de la production et de la consommation du procédé nécessite la définition de critères permettant de comparer les qualités respectives des différentes solutions technologiques envisagées. Les procédés peuvent être comparés sous divers aspects. Dans la littérature, plusieurs méthodes existent sur l'évaluation de l'efficacité et la comparaison des

différents processus énergétiques. Ces méthodes s'appuient sur les deux principes fondamentaux de la thermodynamique : le premier et le second principe.

2.1. Analyse énergétique

L'analyse énergétique des procédés s'appuie sur le principe de conservation de l'énergie, ou plus communément désigné par le premier principe de la thermodynamique. Il indique que l'énergie ne peut être ni créée, ni détruite mais conservée lors d'une transformation ou d'un transfert (Lechatellier, (1884)). Les deux formes d'énergie retrouvées sont le travail $\dot{W}$ et la chaleur $\dot{Q}$. Plus généralement, le premier principe s'énonce de la manière suivante : « *Au cours d'une transformation quelconque d'un système non réactif fermé, la variation de son énergie est égale à la quantité d'énergie échangée avec le milieu extérieur, sous forme d'énergies thermique et mécanique* » :

$$\Delta U + \Delta E_{cin} + \Delta E_{pot} = W_{1 \rightarrow 2}^{reçu} + Q_{1 \rightarrow 2}^{reçu} \quad (1.1)$$

Dans une machine thermique en système ouvert non réactif le 1^{er} principe s'exprime de façon suivante :

$$\dot{m} \left(\left(h_j + \frac{V_j^2}{2} + gz_j \right) - \left(h_i + \frac{V_i^2}{2} + gz_i \right) \right) = \sum \dot{W}^* + \sum \dot{Q} \quad (1.2)$$

Le bilan énergétique des procédés se base sur le premier principe de thermodynamique. Il permet d'effectuer une analyse quantitative des flux énergétiques dans un système thermodynamiquement ouvert, mais il est impossible de distinguer la qualité des différentes formes d'énergie. Il traduit le rapport de l'énergie utile au système et l'énergie consommée dans une transformation ou un transfert (Figure 1.9) :

$$\eta_{en} = \frac{\text{Energie utile}}{\text{Energie consommée}} \quad (1.3)$$

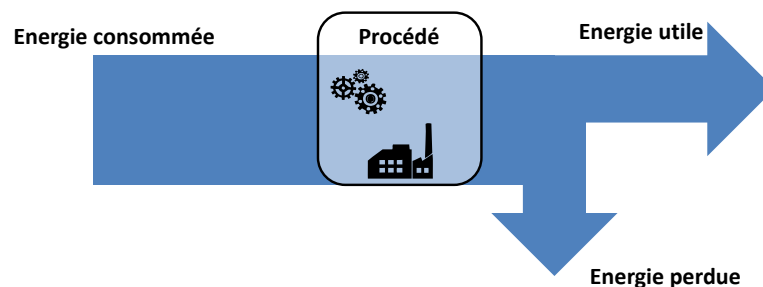


Figure I-9 Bilan énergétique d'un procédé.

2.2. Théorie du pincement

La méthode du pincement a été proposée en 1979 par Linnhoff (1979) pour les industries chimiques et pétrochimiques. Aujourd'hui, son utilisation a été étendue à tous les secteurs énergivores. Cette méthode consiste à analyser de manière systématique le procédé dans sa globalité, pour déterminer les meilleures possibilités de récupération de chaleur entre les différentes opérations unitaires. L'objectif est d'identifier les opportunités de récupération de la chaleur par l'ajout d'un réseau d'échangeurs de chaleur sur le procédé afin de minimiser sa consommation énergétique. L'utilisation de cette approche nécessite la connaissance des différences de température, des débits et des propriétés des fluides. L'optimisation du procédé est effectuée sur le réseau d'échangeurs de chaleur par une recherche judicieuse de l'emplacement des échangeurs et de la source énergétique.

Cette méthode est basée sur les principes de la thermodynamique et permet de caractériser un réseau d'échangeurs de chaleur autour du procédé. Cette méthode analyse les échanges de chaleur possibles entre les fluides froids (nécessitant un apport de chaleur), et les fluides chauds (pouvant céder de la chaleur) de façon à minimiser les irréversibilités.

Les principaux avantages de cette méthode sont :

- Méthode graphique qui permet de conserver une approche physique des phénomènes alors que très souvent les méthodes d'optimisation sont purement numériques.
- Minimisation de l'énergie (ou de l'exergie) consommée est effectuée sans connaissance préalable du réseau d'échange, défini que dans un second temps.
- Prise en compte de l'ensemble du procédé voire du site complet, et permet une approche systémique au lieu de se focaliser sur un équipement ou une unité particulière.
- Réduction des investissements et des coûts d'exploitation. Les émissions sont minimisées en conséquence.

Cette méthode d'ingénierie est assez évidente à utiliser dans l'intégration d'un nouveau procédé possédant plusieurs opérations unitaires avec de nombreux flux « chauds » à refroidir et de nombreux flux « froids » à réchauffer. Pour cette raison, la méthode est largement appliquée à travers le monde dans le cadre de l'industrie chimique et pétrolière riche en opérations unitaires. Toutefois, cette méthode reste plus complexe à mettre en œuvre pour des procédés possédant peu d'opérations unitaires.

2.3. Diagnostic exergetique

L'exergie s'appuie sur le second principe de la thermodynamique, ou principe de Carnot, permettant de quantifier la qualité de l'énergie. L'exergie peut se définir comme la fraction d'énergie mécanisable. Le second principe établit l'irréversibilité des phénomènes physiques, en particulier lors des échanges thermiques. Ce principe d'évolution fut énoncé pour la première fois par un jeune polytechnicien français, Sadi Carnot (1796-1832) en 1824, et consolidé quelques années plus tard en 1865 par un physicien allemand, Rudolf Clausius (1822-1888) par une fonction d'état nommée « entropie ». Le second principe de la thermodynamique indique que pour tout phénomène physique, l'énergie se dissipe de façon irréversible sous forme de chaleur, passant d'un état ordonné exploitable à un état désordonné à peu près inutilisable pour l'homme. L'irréversibilité est due à la dissipation de l'énergie. D'après le rendement de Carnot, il est possible de transformer la chaleur en travail mais seule une fraction de la chaleur η peut être convertie en énergie mécanique.

$$\eta = 1 - \frac{T_f}{T_c} \quad (1.4)$$

Où, T_f représente la température de la source froide et T_c la température de la source chaude.

Le second principe introduit la fonction d'état entropie S , usuellement assimilée à la notion de désordre qui peut décroître au cours d'une transformation réelle. Cette fonction d'état donne une information sur la production d'énergie mécanique d'un système.

Il existe deux catégories d'énergie : l'énergie noble telle que l'énergie électrique et mécanique et l'énergie dégradée en chaleur. L'exergie est généralement définie comme l'énergie « utile », c'est-à-dire l'énergie pouvant être entièrement transformée par un système idéal en n'importe quelle autre forme d'énergie.

Ainsi, toutes les formes d'énergie ne sont pas égales. L'exergie permet de quantifier cette différence en introduisant les notions de « qualité » et d'énergie « utile ». Le rendement exergetique tient compte non seulement des flux énergétiques perdus mais également de la diminution en « qualité » des flux énergétique (Figure 1.10). La notion de « qualité » de l'énergie est introduite par le second principe de la thermodynamique. Il traduit les irréversibilités des phénomènes physiques, en particulier lors des échanges thermiques. Le bilan exergetique dans une machine thermique, en régime permanent, sans réaction chimique, s'exprime de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
& \left(\sum \dot{m}_j \underbrace{(h_j - T_0 s_j)}_{\text{Exergie spécifique}} - \sum \dot{m}_i (h_i - T_0 s_i) \right) \\
& = \sum \underbrace{W^*}_{\text{Exergie travail}} + \sum \underbrace{\dot{Q} \left(1 - \frac{T_0}{T_k} \right)}_{\text{Exergie chaleur}} - \underbrace{T_0 \Delta \sigma}_{\text{Exergie détruite}}
\end{aligned} \tag{1.5}$$

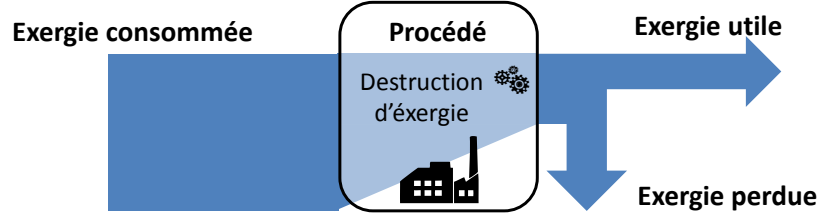


Figure I-10 Bilan exergétique d'un procédé.

Le bilan exergétique permet d'estimer le rendement exergétique du processus étudié :

$$\eta_{ex} = \frac{\text{Exergie utile}}{\text{Exergie consommée}} \tag{1.6}$$

Les bénéfices de l'analyse exergétique sont nombreux car elle permet :

- de quantifier la « qualité » de l'énergie dans l'évaluation des performances du système énergétique ;
- d'identifier clairement la cause et les sources des pertes exergétiques par rapport à un système idéal.

Ainsi, cette analyse permet d'effectuer un diagnostic précis des limitations du procédé. Toutefois, le diagnostic exergétique est une généralisation de la méthode du pincement à tous les types de procédé.

3. Application aux fours dédiés à l'élaboration des matériaux

Lors du fonctionnement d'un four, seulement 20 à 40% de l'énergie du combustible est utile au procédé, soit un gisement de chaleur fatale important, avec 60 à 80% de l'énergie combustible potentiellement récupérable (ADEME, (2014)). La récupération de chaleur fatale doit s'inscrire dans une démarche d'efficacité énergétique cohérente par une réduction en amont de l'énergie consommée et par une valorisation de la chaleur récupérée. Une large partie de cette chaleur fatale peut-être valorisée (Figure 1.11) :

- soit directement au sein du procédé,

- soit par une valorisation de la chaleur sur le site de production,
- soit par une valorisation à l'extérieur du site de production.

L'objectif commun de toute industrie voulant valoriser la chaleur fatale est d'essayer d'exploiter au mieux l'énergie disponible. Toutefois, la production des matériaux granulaires issue de la construction est particulièrement visée par ces pertes énergétiques. En effet, l'utilisation des fours rotatifs est largement répandue dans les secteurs des matériaux de chaussée, du ciment, de la terre cuite, ou bien encore des céramiques.

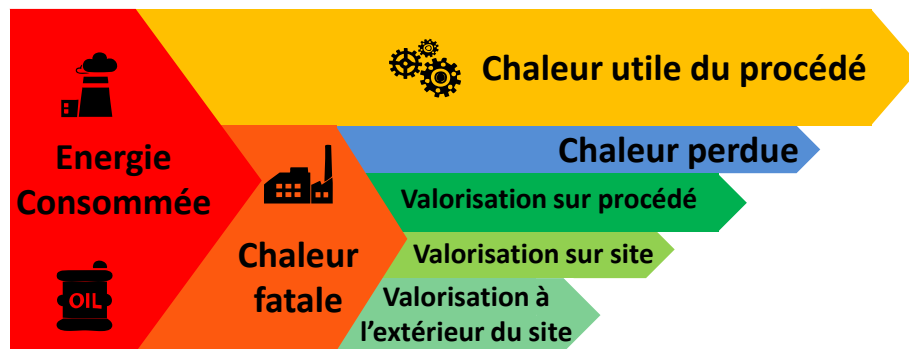


Figure I-11 Répartition de la consommation de chaleur sur un procédé.

Dans le contexte énergétique et environnemental actuel, les industries du génie civil sont particulièrement concernées par les économies d'énergie et de matières premières. L'IFSTTAR est un acteur majeur dans la recherche et le développement du secteur des transports et du génie civil. L'une des missions confiée par l'IFSTTAR au laboratoire GPEM est l'étude de l'impact énergétique et environnemental des procédés du génie civil, et plus particulièrement lors de l'élaboration des matériaux de construction de chaussée bitumineux. Ainsi, ce travail s'est axé sur l'étude énergétique des fours rotatifs utilisés dans le domaine du génie civil lors de l'élaboration de matériaux de construction de chaussée. Dans la littérature, de nombreuses publications abordent l'analyse énergétique et exergetique des procédés de fabrication des matériaux de construction, effectuant un diagnostic des pertes énergétiques et des évolutions envisageables sur le procédé.

3.1. Efficacité énergétique des fours de cimenterie

Le sujet de l'efficacité énergétique sur les fours rotatifs utilisés en cimenteries pour la fabrication du ciment est abordé par Engin et Ari, (2005) ; Atacam et Yamarutas, (2014) ; Mujumdar et Ranade, (2006). Elle s'impose déjà en 1900 avec l'arrivée des fours rotatifs et

d'un nouveau combustible, le fioul. Celui-ci remplace le charbon broyé fournissant une flamme de 1500°C nécessaire au déclenchement de la réaction entre la chaux et l'argile permettant la fabrication du « clinker ». Aujourd'hui, le sujet de l'efficacité énergétique est encore largement abordé dans la littérature car le procédé de fabrication du ciment requiert une forte demande énergétique et présente un impact important sur l'environnement. En effet, l'industrie du ciment consomme beaucoup d'énergie représentant en général 30 à 40% des coûts de production. Selon plusieurs études, la consommation énergétique pour une tonne de ciment produite est en moyenne 3 GJ/tonne pour un four récent et bien équipé. Pourtant, dans beaucoup de pays, la consommation peut encore excéder les 5 GJ/tonne (Atacam et Yamarutas, (2014)). Cette énergie est essentielle pour fournir la chaleur nécessaire à la réaction endothermique de clinkerisation. Elle permet d'obtenir un composant essentiel du ciment, « le clinker ». La composition du « clinker » en sortie de four est la suivante : Alite Ca_3SiO_5 , Bélite Ca_2SiO_4 , Aluminoferrite tétracalcique $Ca_4Al_2Fe_2O_{10}$, et de la chaux libre CaO .



Figure I-12 Four rotatif de la cimenterie Lafarge de Saint-Pierre-La-Cour utilisé pour la fabrication du clinker.

La production du ciment est réalisée dans des fours rotatifs (Figure 1.12), longs tubes avec un diamètre supérieur à 6 mètres, légèrement inclinés avec un angle de 3-3.5°, et tournant lentement à des vitesses de rotation comprises entre 1 et 2 tr.min⁻¹. Le four est équipé d'un brûleur situé au font du four et produit une flamme à environ 2000°C. La présence de cette flamme permet d'obtenir un gradient thermique entre l'entrée et la sortie du four, de 800 à 1500°C. Ce gradient de température permet la réalisation des différentes réactions chimiques amenant à la formation du « clinker ».

Dans la littérature, il existe encore de nombreux travaux sur l'analyse énergétique et exergétique des cimenteries, et d'après ces études, les pertes énergétiques observées sur ce procédé restent encore importantes. D'après les travaux de Atmaca et Yumrutas, (2014), le

rendement énergétique d'un four de cimenterie est de 59% et le rendement exergetique est lui de 39%. Leur étude indique qu'une large part des pertes exergetiques est observée au niveau du four rotatif (61%). Pour les auteurs Engin et Ari, (2005), 40% de l'énergie fournie au procédé est perdue dans l'environnement, avec 19 % de l'énergie se retrouvant en sortie de procédé à travers les gaz chauds de combustion, 6% dans les tours de refroidissement, et 15% en paroi de four par convection et radiation.

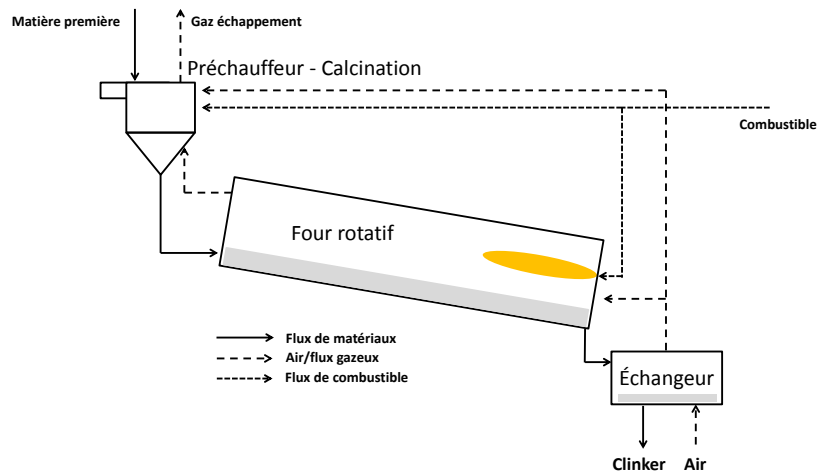


Figure I-13 Représentation schématique d'une cimenterie avec les différents flux solides, gazeux et de combustible.

Les fortes températures rencontrées en sortie de procédé ont déjà conduit aux développements d'organes de récupération de la chaleur fatale de haute qualité. Aujourd'hui, la majorité des unités de production de ciment valorise au sein du procédé la chaleur provenant des « sources chaudes » en sortie pour préchauffer les « sources froides » à l'entrée du procédé (Figure 1.13). Toutefois, les pertes de chaleur fatale de qualité moyenne observées en paroi et en sortie restent encore non négligeables.

3.2. Efficacité énergétique des fours de centrale d'enrobage

L'utilisation des centrales d'enrobage permet de produire l'enrobé bitumineux. L'enrobé bitumineux est principalement utilisé dans la construction des routes, des pistes aéroportuaires, et plus largement sur les zones de circulation. L'enrobé bitumineux est un mélange de matériaux naturels et recyclés (gravier, sable, matériaux recyclés de route), et de liant hydrocarboné (appelé couramment bitume) appliqué en une ou plusieurs couches afin de constituer la chaussée.



Figure I-14 Unité de production de type Tambour-Sécheur-Enrobeur Ermont à Bouguenais.

3.2.1. Procédé de fabrication de l'enrobé

Les enrobés bitumineux sont principalement fabriqués dans les centrales d'enrobage ou poste d'enrobage (Figure 1.14). Ces postes d'enrobage sont généralement situés à proximité des carrières mais il existe aussi des postes mobiles principalement utilisés lors de la réalisation d'autoroutes.

La fabrication de l'enrobé bitumineux se divise en quatre opérations unitaires (Figure 1.15)

- La première opération consiste à convoier et doser les granulats entre les trémies de stockage et le four rotatif.
- La seconde opération comprend le séchage et le chauffage des granulats à partir d'un four en rotation. Ce four est composé d'un long tube en acier de 1.5 à 2 m de diamètre, et de 7 à 20 m de long, légèrement incliné et tournant à une vitesse de rotation comprise entre 8 et 10 tr.min⁻¹. L'inclinaison et la rotation du four permettent de transporter les matériaux de l'entrée à la sortie du four. L'énergie nécessaire au séchage et au chauffage des matériaux est fournie par un brûleur situé à l'extrémité du four créant un gradient de température compris entre 180°C et 1200°C.
- La troisième opération consiste à injecter les matériaux recyclés de route et le liant hydrocarboné. Cette opération réalisée dans le malaxeur permet le mélange des matériaux naturels et recyclés avant d'être enrobés par un liant hydrocarboné. La température de malaxage est comprise entre 150°C et 200°C. Cette température élevée est essentielle pour diminuer la viscosité du mélange et permettre l'enrobage des granulats par le liant hydrocarboné.

- La quatrième opération consiste à dépoussiérer les fumées à l'aide de filtres à manche afin de récupérer les fines particules transportées par le flux gazeux. Ensuite, les fumées dépoussiérées sont rejetées dans l'environnement à des températures comprises entre 120 et 150°C.

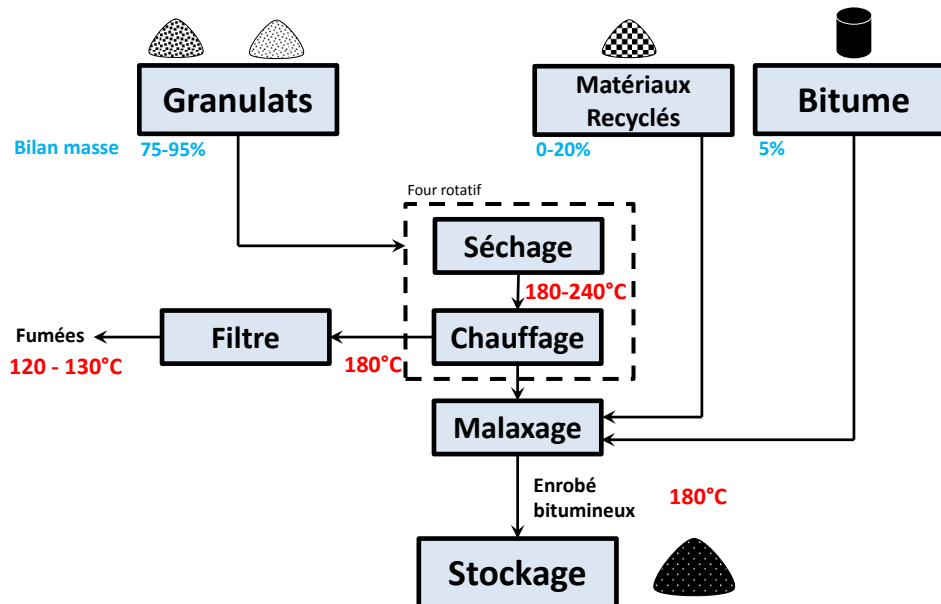


Figure I-15 Schéma de principe de l'élaboration de l'enrobé bitumineux.

Il existe principalement trois types de procédés de fabrication relatifs au régime de fabrication et à la configuration des flux thermiques dans le four. Les trois principaux types de procédés sont :

- Les centrales discontinues où l'enrobé est fabriqué par gâchée. Dans un premier temps, les matériaux naturels sont séchés et chauffés dans un four rotatif. Ensuite, ils sont mélangés aux matériaux recyclés dans un malaxeur situé en sortie de four avant d'être enrobés par le liant hydrocarboné.
- Les centrales continues co-courant où les matériaux et les gaz circulent dans le même sens. Le malaxage avec le liant hydrocarboné est effectué dans le four.
- Enfin, les centrales continues à contre-courant où les matériaux granulaires et les gaz circulent à contre-courant. Le malaxage avec le liant hydrocarboné est effectué dans le four.

Le procédé de fabrication de l'enrobé bitumineux n'a jamais cessé d'évoluer (Tableau 1.1) du fait de l'évolution du réseau routier, des matériaux utilisés, des types de produits, ainsi que des contraintes environnementales et réglementaires rencontrées au cours du XX^e siècle.

L'une des principales évolutions technologiques du procédé fut les centrales d'enrobage continues. Cette évolution a été observée dans les années 1970 avec le développement des autoroutes et le besoin d'une grande quantité d'enrobé chaud.

Tableau I-1 Evolution du procédé de fabrication de l'enrobé bitumineux en fonction de l'évolution du réseau, des matériaux et des contraintes environnementales.

Années	1930	1950	1970	1980	1990	2000	2010
Evolution du réseau	Routes traditionnelles	Essor des routes nationales		Développement des autoroutes			
Evolution des matériaux	Bitume provenant de la distillation de pétrole brut			Recyclage en centrale d'enrobage des matériaux de chaussée			
Types de produits	Emulsion de bitume	Enrobés à chaud		Apparition des premiers enrobés tièdes		Utilisation des enrobés tièdes	
Evolution technologique des centrales d'enrobages	Mise au point des premières centrales d'enrobage	Centrales d'enrobage discontinues	Centrales d'enrobages TSE continue Recyclage des matériaux		Centrales d'enrobage TSE à contre-courant		
Evolution technologique liée aux contraintes environnementales			Traitement des fines provenant des fumées avant rejet dans l'atmosphère		Traitement des NO _x et des COV dans les fumées	Optimisation du procédé	
Contraintes réglementaires			Arrivée des systèmes de contrôle de pollution		- Protocole de Kyoto en 1997 -Arrêté du 2 février 1998 -Loi du 13 juillet 1992	-Arrêté du 18 décembre 2003 - Grenelles de l'environnement 2007, 2008	

Depuis les années 2000, avec l'envolée des prix des produits pétroliers et l'augmentation des contraintes réglementaires, les exploitants ont été contraints d'optimiser les centrales d'enrobage. Le contexte actuel où le coût de l'énergie fossile est encore amené à augmenter, et l'arrivée de nouvelles contraintes réglementaires de plus en plus drastiques sur

l'environnement et le recyclage, contraint les industriels à élaborer de nouvelles stratégies sur la réduction de l'impact des procédés sur l'environnement.

3.2.2. Diagnostic énergétique

Dans la littérature, il existe encore peu d'études concernant l'efficacité énergétique des fours rotatifs utilisés en poste d'enrobage lors de l'élaboration de l'enrobé bitumineux. L'énergie utilisée lors de la production de l'enrobé bitumineux est de l'ordre de 275 MJ/t (Chappat et Bilal, (2003)). Toutefois, cette consommation d'énergie ne représente que 8% du coût de production (Figure 1.16), ne dynamisant pas les études sur l'efficacité énergétique du procédé (Zaumanis *et al*, (2014)).

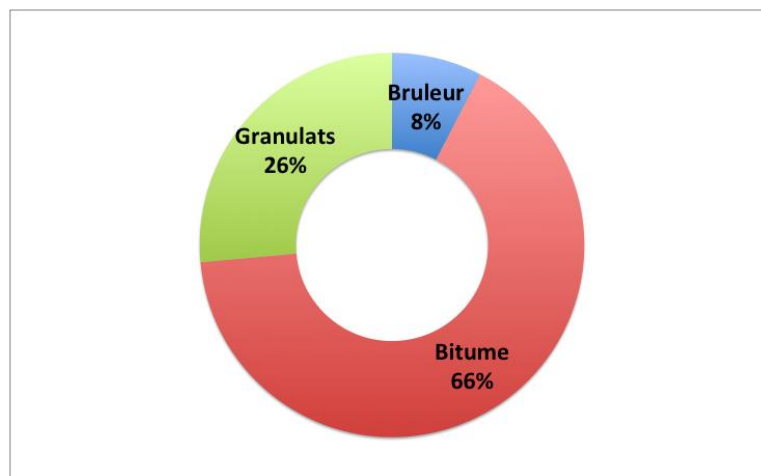


Figure I-16 Répartition des coûts de la fabrication d'enrobé bitumineux (Zaumanis *et al.*, (2014)).

Pourtant, l'analyse exergétique effectuée par Penado *et al.*, (2011) montre que les fours de centrale d'enrobage sont peu efficaces. La valeur de destruction de l'exergie dans le four est relativement haute, de l'ordre de 80%. La combustion est en grande partie responsable de la destruction exergétique. Cependant, le rendement énergétique du procédé, évalué lui aussi par les travaux de Penado *et al.*, (2011) est estimé à 89%, avec des pertes principalement localisées au niveau des fumées (7%) et de la paroi (4%). Toutefois, le rendement semble légèrement surévalué car les calculs effectués par les auteurs ont été réalisés pour une température de fumée en sortie de four de 100°C. Le rendement du procédé dépend fortement de la température de sortie de gaz comprise entre 100°C et 150°C sur les centrales d'enrobage, représentant 7 à 35% des pertes observées en sortie à travers les gaz chauds. En effet, les mesures expérimentales effectuées sur un four industriel par Le Guen, (2012) estiment des températures de fumées en sortie de four proche de 150°C. Ainsi, les principales sources de chaleur fatale du procédé de fabrication de l'enrobé chaud sont observées au

niveau de la paroi du four et dans les fumées en sortie. Toutefois, les travaux de Penado *et al.*, (2011) présentent une étude énergétique globale d'une centrale d'enrobage ne réalisant pas d'évaluation des grandeurs intensives du procédé au cours de la fabrication de l'enrobé bitumineux.

3.2.3. Recyclage des matériaux

Outre les enjeux de réduction de la consommation énergétique et des émissions de gaz à effet de serre, un second enjeu lié à l'économie circulaire et au recyclage des matériaux lors de la destruction de route est imposé à l'industrie du Génie Civil d'ici 2020. En effet, suite au Grenelle de l'Environnement, une convention d'engagement volontaire entre l'Etat et les organisations professionnelles des entreprises de Travaux Publics a été signée le 25 mars 2009. Parmi les 9 engagements principaux, un des engagements sollicite les entreprises de Travaux Public pour atteindre un recyclage de 100% des matériaux bitumineux de déconstruction de route d'ici 2020.

Plus récemment, la volonté d'engager une démarche d'économie circulaire a été renforcée par un projet de loi sur la transition énergétique proposant aux industriels de valoriser 70% des déchets de construction à l'horizon 2020. Par conséquent, une valorisation combinée de la chaleur fatale et du recyclage des matériaux constitue un enjeu environnemental déterminant. Aujourd'hui, de plus en plus de formulations d'enrobé bitumineux sont réalisées à partir de matériaux recyclés. Généralement, le maximum de matériaux recyclés lors d'une formulation représente 20% en masse d'un enrobé bitumineux. Les matériaux recyclés sont introduits au niveau du malaxeur afin d'éviter tout contact avec les gaz chauds, produisant une pollution provoquée par l'évaporation des composés organiques volatils contenus dans le bitume lié aux matériaux. Ces composés organiques volatils ont un impact négatif sur les animaux et la nature, se propageant plus ou moins loin de leur lieu d'émission. Le chauffage de matériaux recyclés est encore aujourd'hui problématique. Il s'effectue par les matériaux neufs qui sont surchauffés dans le four afin de fournir l'énergie nécessaire pour chauffer les matériaux recyclés. Dans les procédés de fabrication continus, les recyclés sont introduits dans le four par le biais d'un anneau de recyclage créant une importante infiltration d'air frais dans le four. La surchauffe des matériaux dans le four et l'infiltration d'air sont des pertes énergétiques importantes pour le procédé. Ainsi, l'augmentation de la part de matériaux recyclés dans les enrobés nécessite une amélioration du processus de chauffage, moins agressif que les flammes de combustion utilisées jusqu'à aujourd'hui.

3.2.4. L'enrobé tiède

Une réduction de la puissance de chauffe du procédé commence aujourd'hui à apparaître avec l'utilisation d'une alternative à l'enrobé chaud, l'enrobé tiède. Durant l'élaboration de l'enrobé tiède, une addition d'eau ou d'additifs chimiques est effectuée afin de diminuer la viscosité du bitume (Cazacliu *et al.*, (2008)). L'ajout d'additifs permet de diminuer la température de fonctionnement du four, et par conséquent la consommation du procédé. Apparus en 1981, les enrobés tièdes ne sont arrivés sur le marché que vers les années 2000, et sont encore en développement. Les enrobés tièdes possèdent des performances techniques analogues aux enrobés chauds. Cependant, des différences sont observées dans le processus de fabrication. Cette nouvelle formulation permet de recycler à de faibles températures, et donc d'augmenter la quantité de matière recyclée, économisant ainsi de l'énergie. La température des matériaux à l'intérieur de l'enceinte du four est maintenue entre 80 et 130°C permettant ainsi une diminution des rejets de poussière, de composés organiques volatils (COV) et de NO_x dans l'atmosphère.

En Europe, il existe trois technologies d'élaboration des enrobés tièdes :

- Par addition de zéolites synthétiques appelés Aspha-Min[®] pendant le malaxage afin de créer un effet moussant pendant celui-ci,
- Par un système composé de deux liants appelés WAM-Foam[®], un liant mou et un liant dur sont introduits à différentes étapes du procédé de fabrication,
- Par une utilisation d'additifs organiques tels que la Sasobit[®], paraffine Fischer-Tropsch, et Asphaltan B[®].
- Ou, par l'ajout d'une faible quantité d'eau froide pulvérisée dans du bitume préchauffé. Au contact du bitume, l'eau se vaporise et la vapeur libérée est encapsulée dans le bitume augmentant temporairement son volume et réduisant sa viscosité.

Actuellement, la réduction de température lors de la fabrication des enrobés tièdes conduit à de significatives réductions de consommation de combustibles et d'émissions de CO₂. Typiquement, la consommation de combustible est réduite de 10 à 30%, ceci dépend de l'enrobé tiède produit. Cependant, aujourd'hui, les enrobés tièdes sont encore rarement utilisés, puisqu'il existe peu de données concernant leurs performances à long terme comparées aux enrobés chauds.

3.3. Modélisation énergétique des fours rotatifs

L'étude des transferts thermiques se produisant dans un procédé, peut s'effectuer à partir d'une modélisation énergétique d'un système ouvert. Les fours rotatifs sont des procédés complexes à modéliser incluant le transport des matériaux, la dynamique des fluides, et les transferts de chaleur.

Dans la littérature, une approche tridimensionnelle de la simulation d'un four rotatif a déjà été proposée pour le chauffage de matériaux granulaires (Hobbs, (2009)). Dans cette étude l'auteur couple une modélisation CFD (Computational Fluid Dynamics) avec une modélisation DEM (Discret Element Method). Le solveur CFD permet de modéliser la réaction de combustion ainsi que les phénomènes de turbulence s'établissant dans la phase gazeuse du four. Le solveur DEM permet une résolution de la phase solide incluant le transport et la dynamique entre chaque grain. L'exploitation des résultats montre que les températures moyennes des matériaux et des gaz sont sensiblement surévaluées par le modèle. La température des gaz en sortie sur le procédé est normalement proche de 500K, mais la température estimée par le modèle se rapproche des 2300K. Ce résultat était attendu du fait de la complexité du procédé à simuler et montre la difficulté de mettre en place une simulation tridimensionnelle des phénomènes physiques impliqués dans la modélisation de fours rotatifs industriels.

L'utilisation des bilans énergétiques unidimensionnels pour la description des phénomènes de transfert s'établissant dans les fours rotatifs permet de simplifier la modélisation des fours rotatifs et est déjà largement proposée dans la littérature. Les modèles 1-D proposés permettent d'étudier les transferts thermiques dans des fours rotatifs de cimenterie (Mujumdar et Ranade, 2006 et Chen, 2014) ou de Pyrolyse (Perron *et al.*, 1992 ; Patisson, 2000 ; Li *et al.*, 2005). Une fois le modèle 1-D validé, il est facilement possible de changer certains paramètres pour imaginer des modifications en lien avec l'optimisation ou l'efficacité énergétique.

Ainsi, l'emploi de bilans énergétiques unidimensionnels permet de diminuer considérablement la puissance et le temps de calcul nécessaire à la modélisation des fours rotatifs. Cependant, comme toute simulation, cette méthodologie de modélisation des transferts thermiques est limitée par les conditions initiales, et aux limites du modèle.

Les auteurs Mujumdar et Ranade, (2006) présentent un modèle énergétique unidimensionnel pour simuler les processus clés s'établissant dans le lit de matériaux des fours de cimenterie. Dans ce modèle, un bilan énergétique incluant les transferts par conduction, convection et

rayonnement entre les différentes phases gaz et solide a été résolu suivant l'avancement des matériaux dans le four. Cette modélisation 1-D a été validée par une comparaison des profils de température obtenus numériquement aux résultats expérimentaux. Ensuite, les auteurs ont utilisé ce modèle pour étudier l'influence des paramètres opérationnels et de design sur la consommation énergétique du four. En plus de fournir un outil efficace dans la simulation des performances des fours de cimenterie, le modèle permet de fournir des bases utiles pour le développement d'un modèle complet en trois dimensions.

Pour la fabrication de matériaux de chaussée, un premier travail réalisé par Le Guen, (2012), s'est focalisé sur la compréhension des mécanismes engendrés lors des opérations de séchage et de chauffage des matériaux granulaires dans les centrales d'enrobage continues de type TSM XL 17. Pour cela, une modélisation 1-D a été développée à partir de bilans matière et énergétique. Dans cette thèse, un travail expérimental à échelle industrielle a aussi été réalisé sur une production réelle d'enrobé, afin d'étudier les bilans matière, l'évolution de la température, ainsi que les transferts pariétaux. Ce travail expérimental a permis de valider une modélisation 1-D du four rotatif industriel. Le principal objectif de ce travail était de fournir une méthodologie d'analyse thermique des centrales d'enrobage. Les résultats obtenus ont permis de montrer que la masse de matériaux contenue dans le rideau granulaire jouait un rôle important dans les transferts thermiques entre les différentes phases gaz/solide, impactant significativement les profils de température. En effet, dans les fours de centrale d'enrobage, les matériaux sont mis en mouvement grâce à des releveurs appliqués en paroi, créant avec la rotation, un rideau granulaire dans la section transversale du four. Toutefois, dans le modèle 1-D présenté par Le Guen, (2012), la répartition transversale des matériaux a été estimée expérimentalement sur un four pilote, et ajusté numériquement. L'utilisation d'un modèle dynamique de l'écoulement de matériaux intégrant la géométrie du four et le temps de séjour des matériaux dans le rideau granulaire permettrait d'optimiser les fractions de matériaux en contact avec les gaz et la paroi, paramètres importants dans la détermination des surfaces de transferts gaz/solide et gaz/paroi.

3.4. Récupération de la chaleur fatale sur des fours industriels

Sur les fours rotatifs utilisés dans le domaine du génie civil, la majeure partie de la chaleur fatale se trouve au niveau des fumées et en paroi. Afin de récupérer ces pertes énergétiques, un échangeur de chaleur peut être appliqué en paroi de four. Comme pour les cimenteries, la paroi des fours rotatifs utilisés en centrale d'enrobage ne peut pas être isolée. Une isolation de

la paroi conduirait à une forte augmentation de la température de paroi. Celle-ci doit-être maintenue entre 200 et 300°C afin de conserver les propriétés désirées de l'enrobé bitumineux en sortie de four. Par conséquent, l'utilisation d'un échangeur permettrait de maintenir une température de paroi proche de celle observée sans échangeur, et de récupérer la chaleur fatale au niveau de la paroi.

Dans la littérature, Weinert (1990) a été l'un des pionniers en suggérant d'employer un échangeur de chaleur au niveau de la paroi d'un four rotatif industriel utilisé dans la fabrication de "clinker". Ensuite, plusieurs auteurs ont effectué une étude énergétique et exergetique de l'application de l'échangeur sur un four de cimenterie. Ils ont montré qu'il était possible de récupérer 15% de l'énergie totale apportée à l'entrée du four (Engin et Ari, 2005, Söğüt *et al.*, (2010)).

Les auteurs Engin *et al.*, (2005) proposent un audit énergétique des fours rotatifs utilisés en cimenterie en cherchant les différentes voies possibles pour la récupération des pertes énergétiques. Les auteurs ont montré que 40% de l'énergie fournie en entrée est perdu dans les fumées, 5% dans l'échangeur « ciment-air » et 15% en paroi. Pour la récupération de la chaleur piégée dans les fumées, les auteurs proposent d'utiliser un cycle thermodynamique afin de créer de l'électricité. Pour les pertes observées en paroi du four, les auteurs proposent de les récupérer à partir d'une seconde enveloppe permettant de réduire de 12% la consommation de combustible. Toutefois, leurs calculs se basent sur une étude globale du procédé possédant une température de paroi de 290°C, et une perte en paroi constante de 147 kW.

Les auteurs Mujumdar *et al.*, (2006) ont développé un modèle 1-D permettant la modélisation de la fabrication de « clinker » dans une cimenterie avec l'ajout d'une seconde paroi sur le procédé de fabrication. Cet espace entre la surface du four et l'enveloppe est utilisé pour récupérer la chaleur s'échappant de la surface du four afin de minimiser les pertes vers le milieu extérieur. Les travaux de Mujumdar *et al.*, (2006) présentent une étude sur la configuration de la double enveloppe et sur l'impact du débit d'air circulant dans l'espace annulaire entre la surface du four et l'enveloppe. Les simulations montrent que la température à la surface du four est principalement contrôlée par le débit massique d'air. Les températures de paroi observées par la modélisation de Mujumdar *et al.*, (2006) sont assez proches des prédictions réalisées par Mastorakos *et al.*, (1999) à partir de simulations CFD. Les auteurs Mujumdar *et al.*, (2006) constatent que l'ajout de l'enveloppe sur le four augmente considérablement la température à la surface du four, passant de 550 K à 1000 K. Cependant,

le fonctionnement des fours à ciment à de si hautes températures n'est pas réalisable. Par conséquent, il est essentiel de refroidir la paroi du four par convection forcée. L'augmentation du débit permet de réduire la température à la paroi du four, et ainsi d'accroître la récupération de chaleur.

Le modèle 1-D présenté par Mujumdar *et al.*, (2006) permet d'estimer les performances des fours rotatifs de cimenterie, et de dimensionner l'échangeur afin de réduire la consommation énergétique du procédé. D'après les auteurs, il est possible de récupérer 80% de la chaleur fatale perdue dans l'environnement en réalisant un choix judicieux sur le design de la double enveloppe et sur le débit d'air afin d'éviter de dégrader la qualité de la chaleur fatale récupérée. En effet, en l'absence d'enveloppe, l'énergie perdue vers le milieu extérieur équivaut à 150 kJ/(kg de clinker). L'ajout de la seconde enveloppe sans aucun flux gazeux dans l'espace annulaire réduit ces pertes à 10 kJ/(kg de clinker). Cependant, la paroi et les matériaux traversant le four se trouvent détériorés dans cette gamme de température.

Récemment, plusieurs audits énergétiques ont été proposés dans la littérature pour récupérer la chaleur fatale par les cimenteries. Les auteurs Sögüt *et al.*, (2010), proposent une étude exergétique d'une cimenterie en Turquie. Cette étude montre que 51% de l'énergie fournie au procédé est perdue dans l'environnement. Les auteurs ont eux aussi proposé d'utiliser une seconde enveloppe. Dans l'entrefer, un réseau de faisceau tubulaire est ajouté permettant de faire circuler de l'eau possédant une meilleure capacité calorifique que l'air. Dans cette configuration de four, l'énergie perdue à la paroi par rayonnement est transférée vers le fluide circulant dans les tubes et l'énergie perdue par convection est transférée vers le flux d'air. La chaleur transmise au fluide caloporteur dans les tubes est essentiellement fournie par le rayonnement du four. Une autre partie est fournie par le flux d'air sous forme de convection. Les résultats obtenus par la modélisation ont montré qu'il est possible de récupérer 3044 kW, soit 73% de la chaleur fatale du four. En revanche, l'auteur ne présente pas l'impact de l'échangeur sur les températures de paroi ainsi que sur les transferts thermiques dans le four.

D'autres auteurs Caputo *et al.*, (2011) présentent un modèle mathématique permettant d'obtenir une estimation des performances d'un échangeur de chaleur muni d'un faisceau tubulaire adapté aux fours rotatifs de cimenterie. Les auteurs développent également un modèle économique permettant de déterminer la taille optimale de l'équipement. Pour réaliser leurs études, les auteurs ont choisi d'utiliser un échangeur de chaleur tubulaire. Les tubes sont disposés longitudinalement entourant la surface du four.

Dans leurs travaux, les auteurs ont intégré un modèle économique au modèle de transfert de chaleur afin de déterminer les conditions de fonctionnement en recherchant la longueur optimale de l'échangeur. Les résultats des analyses ont confirmé la faisabilité économique et technique d'un projet d'échangeur de chaleur au niveau de la surface des fours à ciment. Les auteurs montrent que les échanges thermiques sont plus performants dans les 10 premiers mètres de l'échangeur, pour un coût d'échangeur estimé à 250 k€. Cependant, le modèle ne présente pas l'impact de l'échangeur sur le procédé et la température de paroi.

4. Synthèse et problématique de la thèse

Dans le contexte énergétique et environnemental actuel, les postes d'enrobage sont particulièrement concernées par les économies d'énergie et de matières premières. A l'horizon 2020, les organisations professionnelles des entreprises de Travaux Publics se sont engagées à réduire de 33% leurs consommations énergétiques et à recycler 100% des matériaux bitumineux de déconstruction. Dans l'industrie, l'amélioration de l'efficacité énergétique passe par une étude de la « chaleur fatale ». La « chaleur fatale » est un gisement d'économies possibles et encore peu exploitée par les industriels du génie civil. D'un point de vue générale, la problématique de la thèse s'intéresse à la récupération de la chaleur dite de « qualité moyenne » $100^{\circ}\text{C} \leq T \leq 300^{\circ}\text{C}$ dissipée par les fours rotatifs servant à l'élaboration de l'enrobé bitumineux.

Les analyses exergetiques disponibles dans la littérature sur les fours rotatifs industriels utilisés pour l'élaboration des matériaux du génie civil montrent qu'une large partie de l'exergie est détruite au sein des fours rotatifs. Cette destruction résulte de la dégradation de l'énergie chimique en chaleur au niveau du brûleur (Penado *et al.*, (2011); Atmaca et Yumrutas, (2014); Engin et Ari, (2005)). Ces analyses montrent que la chaleur fatale est dissipée vers l'environnement au niveau de la paroi du four et des fumées.

Afin d'éviter toute dégradation des matériaux au cours de la production, ces fours ne peuvent être isolés. La chaleur dissipée en paroi par le procédé est dite de « qualité moyenne » avec des températures s'échelonnant entre 150 et 250°C. A ce niveau de température la récupération de la source de chaleur diffusée en paroi s'effectue par l'intermédiaire d'un échangeur de chaleur afin de transférer la chaleur fatale en paroi à un fluide. L'échangeur se compose d'une seconde enveloppe appliqué en paroi du four, et d'une circulation de fluide permettant de contrôler la température en paroi.

Ensuite, la chaleur récupérée par le fluide contenue dans l'échangeur peut être valorisée :

- soit au sein du procédé par le chauffage de matériaux ou des gaz à l'entrée du four,
- soit sur le site de production par une production d'eau chaude, d'électricité (cycle organique de Rankine) ou pour maintenir la cuve de stockage du bitume à 150°C.

Toutefois, une valorisation extérieure de la chaleur n'est pas envisageable sur ce type de procédé du fait de la disponibilité de la ressource qui n'est que d'une dizaine d'heures par

jours. Qui plus est, l'implantation des postes d'enrobage est souvent située loin de toutes zones industrielles et d'habitations, et proche des carrières.

Enfin, à l'échelle de l'usine, le dispositif de valorisation de la chaleur peut être réalisé à partir de la théorie du pincement. Cet outil, permettra de proposer un réseau d'échangeur optimisé en fonction des flux à échanger disponibles.

Ainsi, l'objectif de ce travail porte sur la caractérisation d'un échangeur thermique dédié à la récupération de chaleur dissipée en paroi de fours rotatifs et appliqué au cas des postes d'enrobage. Ce travail se base sur les premiers travaux réalisés par Laurédan Le Guen (Le Guen, (2012)) au sein du laboratoire GPEM. Ces travaux avaient consisté à étudier les mécanismes engendrés lors de l'opération de chauffage et de séchage des matériaux granulaires utilisés lors de la fabrication de l'enrobé bitumineux. L'objectif était de modéliser, en régime permanent, les transferts au sein d'un four rotatif industriel de poste d'enrobage. Une modélisation 1-D d'un four rotatif de poste d'enrobage a été développée et confrontée aux résultats expérimentaux mesurés à échelle industrielle. Les conclusions de ce travail mettent en évidence la complexité et la particularité des phénomènes thermiques mis en jeu lors de l'opération de chauffage des matériaux dans les fours rotatifs munis de relevateurs. L'analyse de sensibilité réalisée sur le modèle souligne l'importance de la répartition des matériaux dans le four, jouant principalement sur les surfaces de transfert gaz/solide. Toutefois, dans le modèle 1-D présenté par Le Guen, (2012), la répartition des matériaux est estimée expérimentalement sur un pilote d'essai et ajustée, afin de valider le modèle sur l'ensemble des mesures expérimentales.

Basée sur ces travaux, la présente étude consiste dans un premier temps à améliorer le modèle 1-D énergétique existant, en y ajoutant une loi de déchargement afin de modéliser la dynamique de l'écoulement de matériaux. Cette loi de déchargement permet d'estimer la répartition transversale des matériaux dans le four, et par conséquent, de déterminer précisément les surfaces de transfert entre les gaz et les solides. Le modèle 1-D est confronté aux expérimentations réalisées par Le Guen, (2013) à l'échelle industrielle, et ensuite utilisé pour étudier l'optimisation énergétique du procédé. Les résultats du modèle permettent d'effectuer une étude des paramètres influents sur les transferts thermiques observés dans les fours rotatifs et ainsi intensifier l'efficacité énergétique du procédé par une estimation de la longueur optimale du four.

Dans un deuxième temps, un système de récupération de la chaleur pour les fours rotatifs est imaginé. Ce dispositif, appliqué au niveau de la paroi de four permet la récupération de la

chaleur fatale perdue par rayonnement en paroi. La faisabilité technologique de l'échangeur de chaleur est démontrée par le développement d'un banc d'essai semi-industriel. Ce pilote a permis de caractériser le transfert thermique pariétal sous la forme d'une corrélation adimensionnelle. Ensuite, cette corrélation est appliquée au modèle 1-D énergétique afin de caractériser l'impact de l'échangeur sur la paroi, et ainsi estimer le gain énergétique potentiel de l'équipement. L'un des verrous technologiques importants est de maximiser le transfert thermique en paroi, afin de minimiser les pertes de chaleur entre les matériaux et la paroi.

Enfin, des simulations en mécanique des fluides numériques (CFD) sont effectuées afin d'étudier les structures turbulentes de l'écoulement se développant dans l'échangeur suivant les conditions opératoires d'entrée.

Chapitre 2

Modélisation 1-D des fours-rotatifs munis de releveurs

1. Introduction

Comme nous avons pu observer dans le premier chapitre, le four rotatif est un procédé couramment utilisé dans le domaine de l'industrie pour réaliser une opération unitaire ou une combinaison de plusieurs, tels que le chauffage, le séchage, le mélange, l'enrobage de matériaux solides. Ce procédé est couramment utilisé dans l'industrie dans divers domaines d'activités : matériaux de construction, industrie chimique, métallurgie ou agroalimentaire. Depuis quelques années, les fours rotatifs sont utilisés dans le retraitement de déchets dangereux. En effet, ils permettent par exemple d'immobiliser les métaux lourds contenus dans les déchets verts.

Dans l'industrie, il existe principalement deux grandes catégories de fours rotatifs : les fours à chaleur directe et les fours à chaleur indirecte. Cette classification dépend principalement de la méthode d'injection de gaz chauds dans le four. Dans les fours rotatifs à chaleur directe, les gaz chauds sont injectés dans le four et les échanges de chaleur sont effectués par contact gaz/solide. Tandis que dans les fours rotatifs à chaleur indirecte, la paroi est chauffée par une source extérieure et les échanges de chaleur sont principalement contrôlés par les échanges entre la paroi et les matériaux. Les fours à chaleur directe sont souvent utilisés quand le contact des gaz n'est pas dommageable pour les matériaux. Ce type de four est un procédé nécessitant une consommation énergétique importante, typiquement du fioul lourd ou du gaz naturel. Plus généralement, ce type d'équipement peut être considéré comme un échangeur de chaleur gaz-solide dans lequel les gaz de combustion transfèrent leurs énergies à la phase solide.

Une approche globale du procédé consiste à analyser le procédé dans son ensemble. Ainsi, un modèle énergétique 1-D permettant de décrire les phénomènes de transfert qui s'établissent dans le four a été développé. Il permet de déterminer la répartition des matériaux ainsi que les profils de température des gaz, des matériaux et de la paroi dans chaque section transversale du four. Ces résultats servent ensuite à l'établissement d'un bilan énergétique permettant d'analyser et d'identifier les économies d'énergie possibles sur les fours rotatifs.

2. Démarche

La démarche générale de ce travail consiste à étudier numériquement les différents aspects du procédé : aspects du transport des matériaux solides, avec en particulier l'écoulement des

solides sous l'action des releveurs et les aspects thermiques, avec une étude détaillée des bilans thermiques.

Le modèle 1-D de four rotatif présenté est basé sur deux sous-modèles. Le premier modèle est utilisé pour la détermination des surfaces de transfert dans une section transversale du four selon les propriétés des matériaux, de la géométrie du four, de celle des releveurs, et des paramètres opérationnels. Ce modèle géométrique est basé sur le transport des matériaux entre les releveurs, le lit, et le rideau afin d'obtenir la distribution de matériaux dans une section transversale du four. Ensuite, un modèle de transfert thermique est appliqué afin de résoudre la température des gaz, des solides, et de la paroi tout au long du tambour. La méthode de calcul est montrée par la Figure 2.1.

La géométrie des fours rotatifs est caractérisée par un long tube cylindre faiblement incliné ($3-5^\circ$), tournant avec une faible vitesse de rotation ($1-10 \text{ tr.min}^{-1}$). Des releveurs peuvent y être ajoutés afin d'augmenter les surfaces de transfert entre les matériaux et les gaz. La gamme de température d'utilisation de ce type d'équipement pour le chauffage de matériaux est comprise entre 373 et 2000 K. Cette large gamme d'étude peut être attribuée à une large plage d'utilisation en termes de débit granulaire, de taille de particule ou de la facilité à réaliser une réaction entre les deux phases. La faible vitesse de rotation des fours permet un mélange des matériaux durant leurs transports de l'entrée à la sortie du four, mais aussi un ajustement du temps de séjour des matériaux afin d'obtenir des conditions optimales de transfert.

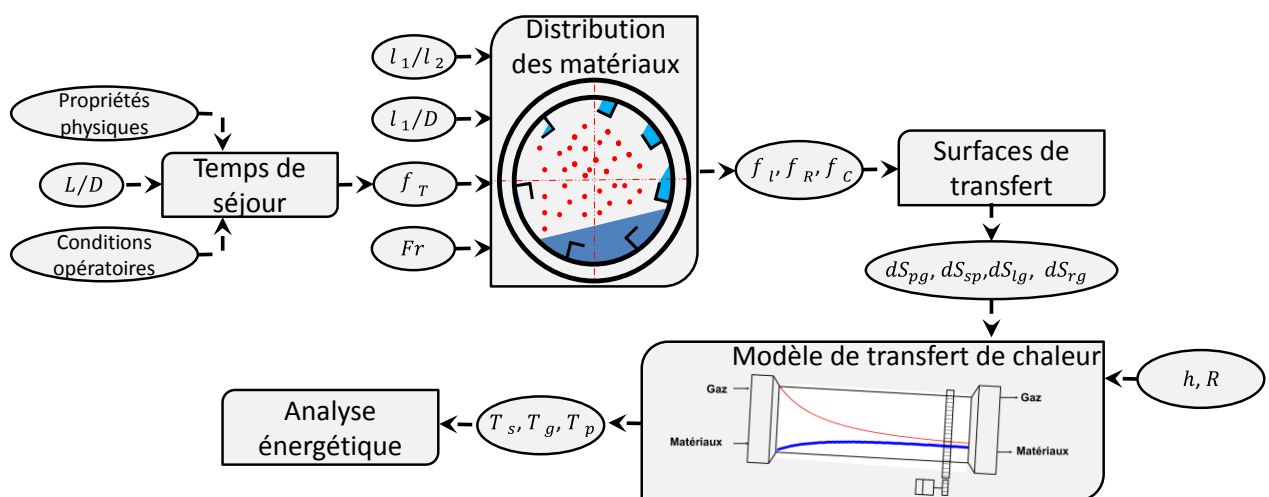


Figure II-1 Méthode de calcul basée sur deux sous-modèles : un premier de distribution des matériaux afin d'estimer les surfaces de transferts ; et un second basé sur des bilans énergétiques afin d'estimer les profils de températures des différents phases.

Il existe principalement quatre opérations unitaires à considérer dans le design et la modélisation des fours rotatifs : les transferts de chaleur, l'écoulement granulaire, le transfert de masse et la réaction chimique. Cependant, le transfert de chaleur est l'opération la plus importante car les phénomènes de transfert sont des facteurs limitant dans beaucoup de procédés.

2.1. Mécanismes de transferts de chaleur

Les mécanismes de transferts de chaleur sont fortement liés au gradient de température. Dans les fours rotatifs, les transferts de chaleurs ont lieu principalement dans la direction transversale et les transferts axiaux peuvent être négligés. En effet, le gradient de température dans la direction axiale du four reste faible (Brimacombe *et al.*, (1989) ; Gorog *et al.*, (1981)). Les transferts de chaleur dans les fours rotatifs impliquent principalement des transferts convectifs et radiatifs entre les matériaux, les gaz, et la paroi. Ainsi, le calcul des échanges de chaleur implique une connaissance des surfaces de transfert, des propriétés convectives et radiatives, et plus particulièrement des coefficients de transfert et de l'émissivité des matériaux solides, de la paroi et des gaz. Dans les fours rotatifs, les transferts de chaleur se décomposent de la façon suivante (Figure 2.2) :

- Les transferts entre les gaz et la phase solide du lit exposée $\dot{Q}_{lg}$, incluant un terme de convection $\dot{Q}_{lg}^C$ et un terme de rayonnement $\dot{Q}_{lg}^R$.
- Les transferts entre les solides contenus dans le rideau de solides et les gaz de combustion $\dot{Q}_{rg}$, incluant un terme de convection $\dot{Q}_{rg}^C$ et un terme de rayonnement $\dot{Q}_{rg}^R$.
- Les transferts entre les solides recouvrant la paroi et la paroi mobile du four $\dot{Q}_{sp}$. Ce flux de chaleur est composé d'une approche décrite par résistance de contact entre la paroi mobile et les matériaux solides.
- Les transferts entre la paroi exposée et les gaz de combustion $\dot{Q}_{gp}$ incluant un terme de convection $\dot{Q}_{gp}^C$ et un terme de rayonnement $\dot{Q}_{gp}^R$.
- Les pertes de chaleur de la paroi extérieure du tambour avec le milieu extérieur $\dot{Q}_{pe}$.

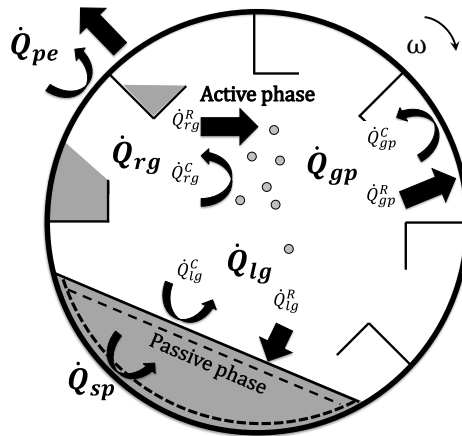


Figure II-2 Schéma typique d'un four rotatif : coupe transversale présentant les principaux flux échangés.

2.2. Hypothèses du modèle

Afin de simplifier la résolution du problème, quelques hypothèses simplificatrices ont été adoptées :

- Le four est supposé surchargé, c'est à dire que la hauteur du lit de matériaux solides est supérieure à la hauteur du releveur afin de pouvoir le remplir complètement.
- La température moyenne de l'environnement extérieur est considérée comme constante et égale à 298K.
- L'écoulement granulaire est supposé libre et non-cohésif. La chute de matériaux est libre et verticale. Par conséquent, la vitesse des gaz u_g ne doit pas excéder la valeur $u_{g,lim}$ ce qui causerait un entrainement des matériaux solides par la phase gazeuse.
- Le bilan énergétique est écrit en régime stationnaire.
- La température des matériaux solides est supposée homogène selon le rayon r et l'angle de déchargement δ . En effet, le modèle est destiné aux fours rotatifs équipés de releveurs augmentant le mouvement granulaire.
- Le gaz est supposé comme parfait et sa température est supposée homogène selon le rayon r et l'angle de déchargement δ .
- Enfin, la température de la paroi du four est aussi supposée homogène selon le rayon r et l'angle de déchargement δ .

2.3. Mise en équations

Le schéma général d'un four rotatif co-courant est présenté en Figure 2.3. Les matériaux froids sont introduits dans le four légèrement incliné à une température $T_s(0)$ en $z = 0$, et sont chauffés jusqu'à une température $T_s(L_{four})$ en $z = L$ par les gaz chauds entrants dans le four à une température $T_g(0)$. Les bilans énergétiques sont établis dans des sections transversales du four, de taille dz , divisées en trois volumes de contrôle pour le gaz, les matériaux et la paroi (Figure 2.3). Les transferts de chaleur sont ensuite estimés à partir de la forme simplifiée de la conservation de l'énergie pour chaque phase γ , et intégrés dans un volume élémentaire donné par l'équation suivante :

$$\int_0^{L_{kiln}} \rho_\gamma u_\gamma(z) c_{p_\gamma} \frac{\partial T_\gamma(z)}{\partial z} A_\gamma dz = \sum d\dot{Q} \quad (2.1)$$

Les bilans énergétiques entre le gaz, le solide et la paroi sont réalisés en régime stationnaire dans les volumes de contrôle $A_\gamma dz$, impliquant l'intégration des équations différentielles 2.2 et 2.3. Ce système d'équations est résolu par la méthode numérique de Runge-Kutta du solveur *ode45* de Matlab[®], avec l'utilisation des températures $T_g(0)$ et $T_s(0)$ comme conditions initiales :

Phase gazeuse :

$$\begin{aligned} \dot{m}_g c_{p_g} \frac{dT_g}{dz} = & \underbrace{h_{gp} l_{gp} (T_p - T_g)}_{\dot{Q}_{gp}^C} + \underbrace{\sigma E_{gp} F l_{gp} (T_p^4 - T_g^4)}_{\dot{Q}_{gp}^R} \\ & + \underbrace{(h_{lg} l_{lg} + h_{rg} l_{rg}) (T_s - T_g)}_{\dot{Q}_{lg}^C + \dot{Q}_{rg}^C} + \underbrace{\sigma E_{gs} F (l_{lg} + l_{rg}) (T_s^4 - T_g^4)}_{\dot{Q}_{lg}^R + \dot{Q}_{rg}^R} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Phase solide :

$$\begin{aligned} \dot{m}_s c_{p_s} \frac{dT_s}{dz} = & \underbrace{h_{sp} l_{sp} (T_p - T_s)}_{\dot{Q}_{sp}} + \underbrace{(h_{lg} l_{lg} + h_{rg} l_{rg}) (T_g - T_s)}_{\dot{Q}_{lg}^C + \dot{Q}_{rg}^C} \\ & + \underbrace{\sigma E_{gs} F (l_{lg} + l_{rg}) (T_g^4 - T_s^4)}_{\dot{Q}_{lg}^R + \dot{Q}_{rg}^R} + \sum \dot{n}_i \Delta H \end{aligned} \quad (2.3)$$

Où h_i (avec $i = s, g, p, e$ respectivement pour la phase solide (l , pour le lit et r pour le rideau) gaz, la paroi et l'extérieur) est le coefficient de transfert, l_i la longueur de transfert, $\dot{m}_i$ le débit massique de la phase i , Cp_i correspondant à la chaleur spécifique, et $\dot{n}_i$ est le taux de production des différents espaces chimiques impliqués dans la réaction chimique, si elle existe, tandis que ΔH correspond à l'enthalpie de réaction. Cependant, la réaction chimique est négligée pour des matériaux considérés inertes.

Une équation supplémentaire (Eq. 2.4) est nécessaire pour fermer le système d'équations différentielles en supposant qu'il n'y a pas d'accumulation d'énergie dans la paroi.

L'équation de conservation d'énergie en paroi :

$$\underbrace{h_{pe} dS_{pe}(T_p - T_e) + \sigma \varepsilon_p F dS_{pe}(T_p^4 - T_e^4)}_{\dot{Q}_{pe}} = \underbrace{h_{sp} dS_{sp}(T_s - T_p)}_{\dot{Q}_{sp}} + \underbrace{h_{gp} dS_{gp}(T_g - T_p)}_{\dot{Q}_{gp}^C} + \underbrace{\sigma E_{gp} F dS_{gp}(T_g^4 - T_p^4)}_{\dot{Q}_{gp}^R} \quad (2.4)$$

La longueur du volume de contrôle et le nombre de secteur angulaire sont déterminés à partir des paramètres physiques du problème. En effet, le paramètre dz ne peut pas être inférieur au diamètre de particules des matériaux et supérieur à la taille du releveur.

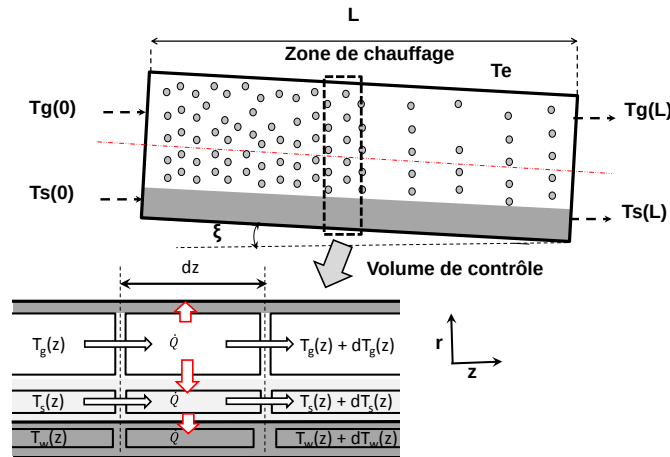


Figure II-3 Schéma d'un four rotatif co-courant. Le modèle physique de four est discrétisé selon dz .

3. Transferts thermiques en four rotatif

3.1. Transferts radiatifs

Pour les transferts de chaleur par rayonnement, l'importance des échanges dépend fortement du niveau de la température. Les transferts de chaleur par rayonnement thermique sont liés aux ondes caractéristiques et à la direction de l'émission. Tous les corps rayonnent. Cependant l'être humain peut « ressentir » que le rayonnement des longueurs d'ondes comprises entre 0.1 et 100 μm . Ces longueurs d'ondes correspondent au domaine du visible appelées plus communément lumière. Elles sont comprises entre 0.4 et 0.7 μm englobant une partie du domaine infrarouge (0.7 et 100 μm). La part relative des transferts radiatifs augmente en fonction de la température.

Le rayonnement est un mode d'échange de chaleur par émission et absorption de radiation électromagnétique. La détermination des flux de chaleur échangés par rayonnement nécessite la connaissance des propriétés radiatives, et plus particulièrement les émissivités, des solides, de la paroi du tambour et des gaz ainsi que le choix d'un modèle de rayonnement.

Dans la littérature, il existe de nombreux travaux sur la description complète des transferts par rayonnement Gorog *et al.*, (1981); Barr *et al.*, (1989). Ils donnent une description détaillée des transferts de chaleur entre les gaz, les matériaux et la paroi du four en employant la méthode de décomposition par zone proposée par Hotell, (1968). Ces auteurs ont montré que la majorité des transferts par rayonnement sont localisés dans une section transversale du four. La plupart des équations proposées dans la littérature définissent les transferts par rayonnement de la façon suivante :

$$dQ_{gs}^R = \sigma E_{gs} (T_s^4 - T_g^4) l_{sg} dz \quad (2.5)$$

$$dQ_{gp}^R = \sigma E_{gp} (T_p^4 - T_g^4) l_{gp} dz \quad (2.6)$$

$$dQ_{sp}^R = \sigma E_{sp} (T_p^4 - T_s^4) l_{sp} dz \quad (2.7)$$

Où, dQ_{ij}^R est le flux par rayonnement par unité de longueur de four dz ; l_{ij} est la surface par unité de longueur ; σ est la constante de Stefan ; T_g , T_s et T_p sont respectivement les températures des gaz, des matériaux solides et de la paroi intérieure du tambour exposée au gaz ; et les coefficients E sont fonction de l'émissivité des gaz, des solides, et de la paroi.

Il existe dans la littérature des modèles radiatifs complets Gorog *et al.*, (1981). Ils sont lourds à mettre en œuvre et nécessitent la connaissance de nombreux paramètres souvent

inaccessibles comme par exemple l'influence des fines $\varepsilon_{\text{fines}}$ se trouvant dans la phase gazeuse sur l'émissivité des gaz.

Dans ce modèle, les transferts par rayonnement sont estimés par une modélisation simplifiée proposée par Manitus *et al.*, (1974) et souvent utilisée par les auteurs dans la description des transferts radiatifs en four tournant (Patisson, *et al.*, (2000); Debacq, (2001); Le Guen, (2012)).

$$E_{gs} = \varepsilon_g \varepsilon_s \quad (2.8)$$

$$E_{gp} = \varepsilon_g \varepsilon_p \quad (2.9)$$

$$E_{sp} = \varepsilon_p \varepsilon_s (1 - \varepsilon_g) \quad (2.10)$$

Dans la littérature, le modèle de Manitus *et al.*, (1974) a été comparé par Patisson *et al.*, (2000) au modèle radiatif plus rigoureux de Gorog *et al.*, (1981). Cette étude montre une faible différence entre les deux modèles, moins de 5%.

L'évaluation de l'émissivité des corps mise en jeu au cours de l'échange thermique dépend de leur nature physico-chimique et de l'état de surface. Elle peut varier avec la longueur d'onde, la direction et la température. L'émissivité des solides durant leur phase de chauffage est difficile à déterminer. Dans les fours rotatifs, les gaz chauds sont souvent fournis par la combustion de gaz naturel ou de fioul, ε_g dépend principalement de la concentration des espèces chimiques susceptibles d'être absorbantes telles que H_2O , CO_2 , CO et CH_4 , ou des fines particules présentes dans les gaz chauds. Dans le cas d'un mélange $H_2O + CO_2$, l'émissivité du mélange est calculée à partir de la formule présentée par Hottel (1968) :

$$\varepsilon_g = C_{CO_2} \varepsilon_{CO_2} + C_{H_2O} \varepsilon_{H_2O} - \Delta\varepsilon \quad (2.11)$$

Où l'émissivité de chaque composant ε_{CO_2} et ε_{H_2O} est déterminée à partir des pressions partielles et corrigée par les coefficients C_{CO_2} et C_{H_2O} , et $\Delta\varepsilon$ correspondant à la correction due au chevauchement des spectres de radiation des deux gaz.

Une connaissance précise de l'émissivité des matériaux ε_s au cours du chauffage est difficile à définir. Dans la littérature, Le Guen, (2012) l'a estimée à 0,9. Les parois du four en acier peuvent être assimilées à un corps gris (Gorog *et al.*, (1981)). L'émissivité de l'acier ε_p a donc été estimée à 0,6.

3.2. Transferts convectifs

Comme pour la conduction, les transferts de chaleur par convection résultent d'une différence de température mais ne dépendent pas du niveau de température. L'étude des transferts de chaleur par convection permet de caractériser les échanges entre un fluide et un solide. Quel que soit le régime d'écoulement du fluide, le flux de chaleur transmis est établi par la loi de Newton :

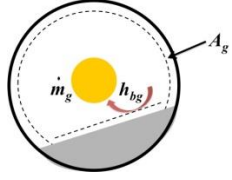
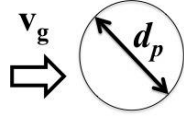
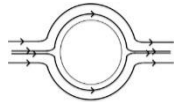
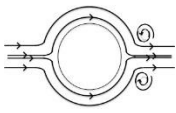
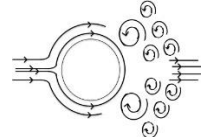
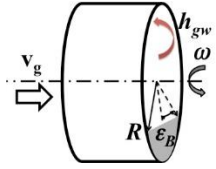
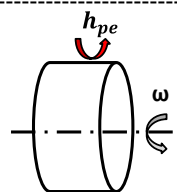
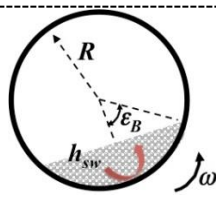
$$\frac{dQ}{dt} = h(T_s - T_\infty)dS \quad (2.12)$$

Cette loi permet de quantifier la chaleur échangée par unité de temps. Cette quantité de chaleur est liée à plusieurs paramètres : la différence de température entre le solide et le fluide ($T_s - T_\infty$), la surface d'échange dS , et un coefficient d'échange h . L'un des problèmes majeurs dans la détermination du flux convectif consiste à déterminer ce coefficient d'échange h qui est le résultat de différents mécanismes de transfert à l'interface liés à de nombreux paramètres tels que : la température, la vitesse du fluide, la capacité thermique du fluide, l'état de surface du solide et la géométrie. Ces paramètres sont inclus dans le coefficient d'échange, déterminé à partir du nombre sans dimension de Nusselt :

$$Nu = \frac{hL_c}{\lambda} \quad (2.13)$$

Dans la littérature, de nombreuses corrélations empiriques permettent de déterminer le nombre de Nusselt. La corrélation de McAdams $h = 0.023(\lambda_g/D_h)Re^{0.8}Pr^{0.3}$ est l'une des plus classiques pour un écoulement turbulent établi dans une conduite fixe. Cependant, cette corrélation n'est pas la plus adaptée pour la détermination des coefficients de transfert dans les fours rotatifs. Dans les fours rotatifs, les transferts thermiques convectifs sont représentés par quatre coefficients de transfert : h_{lg} entre les gaz et les solides contenus dans le lit, h_{rg} entre les gaz et les matériaux contenus dans la suspension de solide, h_{gp} entre les gaz et la paroi du four exposée, et h_{pe} entre la paroi extérieure du four et l'environnement extérieur.

Tableau II-1 Coefficients de transferts utilisés dans la modélisation 1-D des fours rotatifs.

Corrélation	Domaine de validité	Schéma des transferts de chaleur
$h_{lg} = 0.4 \left(\frac{3600 \dot{m}_g}{A_g} \right)^{0.62}$	Selon Gorog <i>et al.</i> (1982) la valeur de h_{lg} doit être comprise entre 50 à 100 W/m ² /K	
$h_{rg} = \frac{\lambda_s}{d_p} \left(2 + \alpha_F^n A Re_p^c Pr^d + \alpha_F^n B Re_p^e Pr^f \right)$	La valeur des coefficients dépend du $Re_p \left(= \frac{v_g d_p}{v_g} \right)$ selon Li et Mason, (2000)	
$A = 0.6 ; c = \frac{1}{2} ; d = \frac{1}{3}$ $B = e = f = 0$	$Re_p < 200$	
$A = 0.5 ; c = \frac{1}{2} ; d = 0$ $B = 0.02 ; e = 0.8 ; f = \frac{1}{3}$	$200 < Re_p < 1500$	
$A = 4.5 \times 10^{-5} ; c = 1.8 ;$ $d = 0$ $B = e = f = 0$	$Re_p > 1500$	
$h_{gp} = \frac{\lambda_g}{D_h} \left(0.02 Re_{a, four}^{0.93} + 8.5 \cdot 10^{-6} Re_t^{1.45} \right)$	Cette corrélation de Seghir_Ouali <i>et al.</i> , (2006) peut être utilisée pour : $1.1 \times 10^3 < Re_t(\omega) < 5.8 \times 10^4$ $0 < Re_{a, four}(v_g) < 3 \times 10^4$	 $D_h = \frac{R(2\pi - \epsilon_B + \sin \epsilon_B)}{\pi - \frac{\epsilon_B}{2} + \frac{\sin \epsilon_B}{2}}$
$h_{pe} = 0.135(0.5 Re_t^2 + Re_\infty^2 + Gr)^{1/3}$	Cette corrélation de Kays et Bjorklung, (1958) peut être utilisée pour : $1.1 \times 10^3 < Re_t(\omega) < 5.8 \times 10^4$	
$h_{sp} = \frac{\lambda_s}{2\epsilon_B R} 11.6 \left(\frac{2\epsilon_B R^2 \omega}{a_s} \right)^{0.3}$	Selon Tscheng & Watkinson, (1979) la valeur de ω doit être comprise entre 3.5 rad.s ⁻¹ à 10 rad.s ⁻¹ . Avec $a_s = \lambda_s / \rho_s C p_s$	

3.2.1. Transferts thermiques entre le lit de solide et les gaz

La quantité de chaleur échangée par convection entre les gaz et la phase solide du lit exposé est représentée dans une section transversale dz par $d\dot{Q}_{lg}^c = h_{lg}l_{lg}dz(T_s - T_g)$. Le coefficient de transfert entre le lit de solides et les gaz a été défini par les auteurs Gorog *et al.*, (1982). Les auteurs ont conduit une série d'expérimentations afin de décrire l'influence de l'écoulement des gaz de combustion et du taux de remplissage du four sur les transferts de chaleur convectifs entre le lit et la phase gazeuse. L'analyse des résultats expérimentaux a conduit à la corrélation suivante :

$$h_{lg} = 0.4 \left(\frac{3600\dot{m}_g}{A_g} \right)^{0.62} \quad (2.14)$$

Où, A_g représente la section transversale du four et $\dot{m}_g$ le débit massique des gaz de combustion dans le four. Selon les études expérimentales de Gorog *et al.*, (1982) réalisées sur un four rotatif industriel, h_{lg} doit être compris dans une gamme de 50 à 100 W/m²/K. Cette approche a largement été utilisée dans la littérature par (Barr *et al.*, (1989), Ding *et al.*, (2001), Boateng *et al.*, (2008)) pour décrire les transferts de chaleur entre le lit granulaire et les gaz dans des fours rotatifs industriels.

3.2.2. Transferts thermiques entre le rideau et les gaz

La quantité de chaleur échangée par convection entre les gaz et la phase aérée de solide est représentée dans une section transversale dz par $d\dot{Q}_{rg}^c = h_{rg}(T_s - T_g)l_{rg}dz$. La relation la plus communément rencontrée dans la littérature au sujet du transfert de chaleur convectif entre une particule en mouvement et un fluide est celle de Ranz et Marshall, (1952).

$$Nu_{rg} = \frac{h_{rg}d_p}{\lambda_s} = 2 + 0.6Re_p^{1/3}Pr^{1/3} \quad (2.15)$$

Cette corrélation a été développée à partir d'une étude sur l'évaporation de l'eau et ensuite utilisée par Li et Mason, (1998) pour étudier les transferts de chaleur dans un écoulement tubulaire gaz/solide. Cependant, cette corrélation semble précise pour des particules possédant un faible nombre de Reynolds de particules Re_p , mais ne convient pas pour celles ayant fort nombre de Reynolds. Ainsi, une étude complémentaire pour des nombres de Reynolds de particules plus importants a été réalisée par Li et Mason, (2000) afin de compléter la corrélation de Ranz et Marshall, (1952) :

$$\begin{aligned}
Nu_{rg} &= \frac{h_{rg} d_p}{\lambda_s} = 2 + \alpha_F^n 0.6 Re_p^{1/3} Pr^{1/3} & Re_p < 200 \\
Nu_{rg} &= \frac{h_{rg} d_p}{\lambda_s} = 2 + \alpha_F^n 0.5 Re_p^{1/2} + \alpha_F^n 0.02 Re_p^{0.8} Pr^{1/3} & 200 < Re_p < 1500 \\
Nu_{rg} &= \frac{h_{rg} d_p}{\lambda_s} = 2 + \alpha_F^n 4.5 \cdot 10^{-5} Re_p^{1.8} & Re_p > 1500
\end{aligned} \tag{2.16}$$

Avec un nombre de Reynolds de particules défini par $Re_p = u_g d_p / \nu_g$ où u_g représente la vitesse des gaz, d_p le diamètre de particule et ν_g la viscosité cinématique du gaz.

3.2.3. Transferts thermiques entre la paroi intérieure et les gaz

Ensuite, la quantité de chaleur échangée par convection entre la paroi intérieure et les gaz est représentée dans une section transversale dz par $d\dot{Q}_{pg}^c = h_{pg}(T_p - T_g)l_{pg}dz$. Les transferts de chaleur convectifs entre la paroi intérieure en rotation et les gaz chauds ont été étudiés par Seghir-Ouali *et al.*, (2006). En effet, les auteurs ont réalisé un ensemble d'expérimentations dans le but d'étudier l'influence de la rotation du tube sur le coefficient de transferts entre la paroi intérieure en rotation et les gaz. Ainsi, la relation de Seghir-Ouali *et al.*, (2006) est valable pour des nombres de Reynolds tournant compris entre 2.3×10^4 et 4.3×10^5 et pour un nombre de Reynolds axial dans le four $Re_{a,four}$ compris entre 0 et 3×10^4 :

$$Nu_{pg} = \frac{h_{pg} D_h}{\lambda_g} = 0.02 Re_{a,four}^{0.93} + 8.5 \cdot 10^{-6} Re_t^{1.45} \tag{2.17}$$

Le Reynolds axial est défini par $Re_{a,four} = u_g D_h / \nu_g$, où D_h représente le diamètre hydraulique du tube ($D_h = 4S/P$). Le nombre de Reynolds tournant est défini par $Re_t = \omega D_h / \nu_g$ avec ω la vitesse de rotation du tube. Cette corrélation est couramment utilisée dans la littérature pour déterminer le coefficient de transfert entre un débit d'air turbulent et un tube tournant (Bottazi *et al.*, (2013)).

3.2.4. Transferts thermiques entre la paroi extérieure et l'environnement

Enfin, la quantité de chaleur échangée par convection entre la paroi extérieure et les gaz est représentée dans une section transversale dz par $d\dot{Q}_{pe}^c = h_{pe}(T_p - T_e)l_{pe}dz$. Les auteurs Kays et Bjorklung, (1958) ont caractérisé une corrélation tenant compte des effets combinés de la rotation, de la vitesse de l'air environnant et de la convection libre. Ces données sont

corrélées, pour un nombre de Reynolds tournant compris entre 1.1×10^3 et 5.8×10^4 par l'équation suivante :

$$Nu_{pe} = h_{pe} D / \lambda_a = 0.135(0.5Re_t^2 + Re_\infty^2 + Gr)^{1/3} \quad (2.18)$$

Cette corrélation a plus récemment été utilisée par Labraga *et al.*, (2004) pour déterminer expérimentalement le transfert de masse en paroi d'un cylindre tournant. Elle a aussi été utilisée par Le Guen *et al.*, (2013) dans l'analyse des transferts convectifs sur la paroi extérieure d'un four rotatif industriel.

3.3. Transferts thermiques entre la paroi et les matériaux

La quantité de chaleur échangée entre la paroi recouverte et le lit de solide est représentée dans une section transversale dz par $dQ_{sp}^c = h_{sp}(T_p - T_s)l_{ps}dz$. Le coefficient de transfert h_{sp} joue un rôle important dans la modélisation des transferts de chaleur dans les fours rotatifs. Dans la littérature, la détermination de ce coefficient de transfert h_{sp} est basée sur des modèles de pénétration développés par Schlünder, (1971) et utilisés par de nombreux auteurs. Les auteurs Wes *et al.*, (1976) ont été les premiers à introduire une équation semi-empirique pour une large gamme de données. Schlünder, (1971) introduit une fine couche limite de gaz entre le point de contact du solide et la paroi glissante au modèle de pénétration afin de déterminer précisément les transferts de chaleur dans un lit fluidisé ou un milieu poreux. Récemment, une étude expérimentale Herz *et al.*, (2012) compare plusieurs modèles disponibles dans la littérature. Il en ressort que le modèle de Wes *et al.*, (1976) semble mieux adapté pour de faibles vitesses de rotation ($\omega < 6 \text{ tr/min}$) tandis que le modèle de Tscheng et Watkinson (1979) semble adapté à des vitesses de rotation plus importantes $3.5 < \omega < 10 \text{ tr/min}$.

Ainsi, le modèle de Wes *et al.*, (1976) est donné par :

$$h_{sp} = 2\lambda_s \left(\frac{1}{a_s t_{contact}} \right)^{0.5} \quad (2.19)$$

Où le temps de contact dépend du taux de remplissage du lit de solide (angle du lit ε_l) et de la vitesse de rotation avec :

$$t_{contact} = \frac{2\varepsilon_l}{\pi\omega} \quad (2.20)$$

Tandis que le modèle de Tchen et Watkinson (1979) est donné par :

$$Nu_{sp} = \frac{h_{sp} 2\varepsilon_l R}{\lambda_s} = 11.6 Pe^{0.3} \quad (2.21)$$

$$Pe = 2\varepsilon_B R^2 n / a_s$$

Où, Pe représente le nombre de Péclet, n la vitesse de rotation du four en $tr.s^{-1}$ et a_s la diffusivité thermique des granulats avec $a_s = \lambda_s / \rho_s C p_s$.

L'approche de Tchen et Watkinson (1979) est fréquemment utilisée dans la littérature. Elle se retrouve dans plusieurs modèles (Barr *et al.*, (1989) ; Patisson (2000) ; Ding *et al.*, (2001) ; Li *et al.*, (2005) ; Mujumdar et Ranade, (2006) ; Boateng *et al.*, (2008)) décrivant les transferts thermiques entre la paroi intérieure du tambour et les matériaux en mouvement.

4. Distribution transversale des matériaux

Le modèle de distribution des matériaux décrit le transport des matériaux par les releveurs dans une section transversale du four. Le principal objectif de ce modèle est l'estimation des phases actives et passives de la phase solide dans le but de calculer les surfaces de transferts mises en jeu entre les matériaux, les gaz et la paroi. Dans un premier temps, une détermination du temps de séjour des matériaux τ dans le four est nécessaire afin d'estimer le taux de remplissage total du four f_T .

$$f_T = \frac{\tau(m_s/\rho_a)}{V_{four}} \quad (2.22)$$

Où, τ est le temps de séjour déterminé à partir de la vitesse d'avancement des matériaux u_s dans le four.

$$\tau = \int_0^L \frac{dz}{u_s(z)} \quad (2.23)$$

Le taux de remplissage du four peut aussi être estimé à partir d'une loi de déchargement en fonction de la distribution transversale des matériaux dans le four :

$$f_T = f_l + f_R + f_C \quad (2.24)$$

Où, f_l représente le taux de remplissage du lit, f_R le taux de remplissage des releveurs et f_C le taux de remplissage du rideau.

4.1. Transport axial des matériaux solides

Dans la littérature, de nombreux travaux ont été publiés à propos du mouvement axial de la charge solide dans les fours rotatifs. La plupart des auteurs s'accordent à dire que le transport axial des fours rotatifs sans releveurs est de type piston avec une faible dispersion axiale. Cependant, il ne faut pas oublier que le temps de passage τ pourrait ne pas refléter l'écoulement de solide, plus particulièrement quand il y a de la dispersion axiale dans l'écoulement. Cette dispersion axiale est augmentée dans les fours rotatifs avec l'ajout de releveurs. La plupart des auteurs proposent des relations en four rotatif lisse, pour une phase solide mono-dispersée. Ils considèrent que le temps de séjour moyen est fonction de la géométrie du four (diamètre D , longueur L , et inclinaison ξ), des paramètres opératoires (vitesse de rotation ω et des débits d'alimentation $\dot{m}$), ainsi que de la propriété des matériaux solides (angle de repos γ et la taille des particules d_p).

L'une des premières équations du temps de séjour des particules solides en four rotatif lisse sans releveurs, a été présentée par Sullivan *et al.*, (1927) :

$$\tau = \frac{1.77L\sqrt{\gamma}}{\xi D \omega} \times factor \quad (2.25)$$

Où D et $factor$ sont respectivement le diamètre intérieur du four et un paramètre d'ajustement intégrant les conditions opératoires égales à 1 pour un simple four sans obstructions.

Par la suite, Friedman and Marshall, (1949) ont proposé une corrélation dérivée du modèle de Sullivan *et al.*, (1927), avec un terme additionnel afin de prendre en compte la force de trainée de l'air exercée sur les particules solides. Cette équation a été obtenue par Friedman and Marshall, (1949) à partir d'une étude sur le taux de remplissage de différents matériaux dans un four rotatif surchargé :

$$\tau = L \left(\frac{0.23}{\xi D \omega^{0.9}} \pm \frac{3.6 \cdot 10^{-4} \dot{m}_g}{d_p^{0.5} \dot{m}_s} \right) \quad (2.26)$$

Le second terme de l'équation définit les forces de trainée de l'air sur les particules solides. Un signe négatif signifie une utilisation du four rotatif à contre-courant et un signe positif est utilisé pour les fours co-courants. Cette corrélation de temps de séjour a été utilisée pour estimer le transport axial des matériaux dans le modèle 1-D proposé dans ce chapitre.

En effet, la corrélation de Friedman and Marshall, (1949) est certainement la corrélation la plus couramment utilisée dans la littérature pour déterminer le temps de séjour des fours rotatifs (Bongo Njeng *et al.*, (2015)). Toutefois, les paramètres géométriques des releveurs ne sont pas pris en compte dans cette formulation.

Récemment, les auteurs Bongo Njeng *et al.*, (2015) ont essayé de développer un modèle semi-empirique permettant de déterminer le temps de séjour des particules solides dans des fours tournants, munis ou non de releveurs. Leur modèle est basé sur une analyse dimensionnelle du temps de séjour des particules solides dans les fours rotatifs :

$$\tau = k \frac{\rho_a L D^2}{\dot{m}_s} \left(\frac{\omega^2 D}{g} \right)^a \left(\frac{D_{open}}{D} \right)^b \theta^c \xi^d \left(\frac{\dot{m}_s}{\rho_a L \omega D^2} \right)^e \left(\frac{4 S_{lift}}{\pi D^2} \right)^f \left(\frac{\rho_a}{\rho_s} \right)^g \left(\frac{L}{D} \right)^h \quad (2.27)$$

Cette corrélation est constituée de plusieurs facteurs sans dimensions tels que les paramètres opérationnels du four rotatif, les propriétés des solides, la géométrie du four, la présence de releveurs et la hauteur du barrage en sortie de four. Les différents paramètres $a, b, c, \dots, h$, ont ensuite été déterminés à partir de données expérimentales.

Ainsi, du fait du nombre importants de paramètres mis en jeu dans la détermination du temps de séjour des fours rotatifs munis de releveurs, il n'est pas facile d'estimer le temps de séjour sans avoir réalisé quelques expérimentations. En effet, les modèles de temps de séjour présentés dans la littérature pour les fours rotatifs munis de releveurs sont soit empiriques, soit semi-empiriques. Par conséquent, dans le modèle, le temps de séjour a été estimé à partir de la corrélation de Friedman and Marshall, (1949) du fait de la difficulté à mettre en œuvre la corrélation développée par Bongo Njeng *et al.*, (2015).

4.2. Transport transversal des matériaux solides

Les régimes d'écoulement granulaire en four rotatif sans releveurs ont intéressé de nombreux auteurs Henein *et al.*, (1983); Mellmann *et al.*, (2001). Ces auteurs ont réalisé une classification des écoulements solides rencontrés dans les fours rotatifs. Ce classement est défini par un nombre sans dimension, le nombre de Froude Fr . Il caractérise l'importance de l'énergie cinétique des particules par rapport à l'énergie potentielle gravitationnelle.

$$Fr = \frac{\omega^2 R}{g} \quad (2.28)$$

Plusieurs régimes d'écoulement ont été observés en fonction de la vitesse de rotation, du taux de remplissage et de l'angle de repos des matériaux : slipping, slumping, rolling, cascading,

cataracting et centrifuging (Henein *et al.*, (1983) ; Mellmann *et al.*, (2001)) (Figure 2.4). Les régimes d'écoulement de type slumping ou rolling sont couramment utilisés dans l'industrie sur les fours rotatifs. Cependant, le mode d'écoulement rolling est privilégié pour les transferts de chaleur du fait du renouvellement de la région active de particules le long de la surface supérieure du lit granulaire Boateng, (1996). Par conséquent, pour les transferts de chaleur ou de masse, il est possible de distinguer deux zones : une zone active en surface du lit et au niveau de la paroi et une zone passive au cœur de l'écoulement.

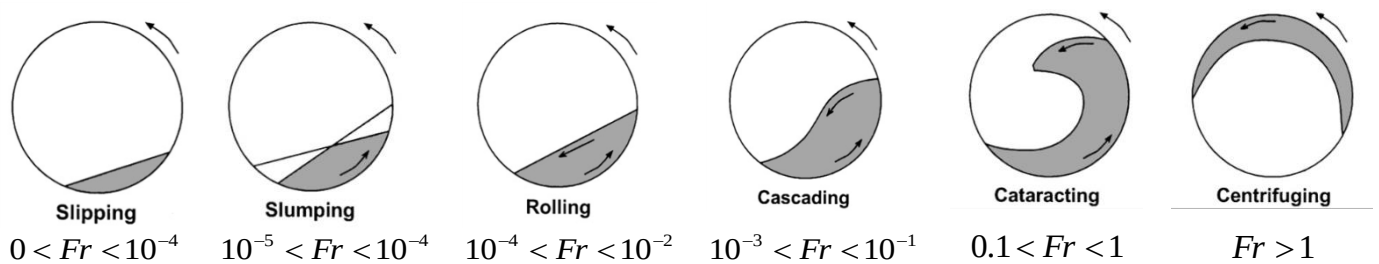


Figure II-4 Formes et comportements transversaux du lit de matériaux dans un tambour tournant lisse Mellmann *et al.*, (2001).

Une intensification de la phase active est réalisée sur certains procédés par l'ajout de releveurs au niveau de la paroi du four. Ainsi, les releveurs transportent les matériaux le long du four jusqu'à ce que l'angle du releveur dépasse l'angle de repos des matériaux, déclenchant le déchargement du releveur. Cette mise en mouvement des particules augmente la zone active, améliorant les transferts de chaleur ou de masse du procédé. La performance des fours rotatifs est fortement dépendante de la surface de contact gaz/solide, et est principalement contrôlée par la géométrie des releveurs. Dans la littérature, plusieurs modèles ont été développés afin de calculer la quantité de matériaux traversant la section de gaz en fonction de la géométrie des releveurs Sherrit *et al.*, (1993) ; Lee et Sheehan, (2010) ; Puyvelde, (2009) ; Sunkara *et al.*, (2013) ; Debacq *et al.*, (2013). Ces modèles décrivent le déchargement d'un releveur en fonction de sa position angulaire par rapport à celle horizontale dans une section droite du four. La validation de ces modèles a été réalisée à partir de mesures expérimentales par un suivi optique de l'évolution du remplissage et du déchargement dans un releveur.

Grâce à l'augmentation de la puissance des machines de calcul, l'utilisation de la méthode aux éléments distincts permet aussi de décrire le déchargement des releveurs. Les travaux numériques et expérimentaux de Chaudhuri *et al.*, (2010) ont permis d'étudier l'impact des releveurs sur la ségrégation des matériaux dans un four rotatif. Différentes configurations ont été étudiées par les auteurs. Elles ont permis de montrer que la présence de releveurs

favorisait l'homogénéisation thermique des particules (Figure 2.5). De plus, le mélange des matériaux des fours rotatifs munis de releveurs est réputé meilleur à ceux dépourvus de releveurs. Celui-ci se trouve amélioré pour une vitesse de rotation élevée, pour des releveurs de grande dimension perpendiculaire à la paroi ou pour des faibles taux de remplissage Debacq, (2001).

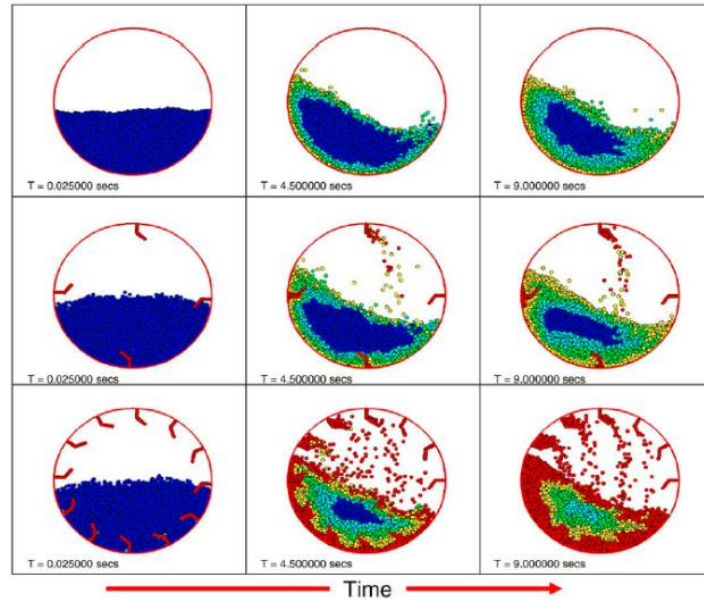


Figure II-5 Evolution de la température dans un tambour tournant, lisse, avec releveurs pour trois temps correspondant à 1,2 et 3 révolutions. Evolution de la température, en bleu pour 350K, cyan pour 350K-550K, vert pour 550K-750K, jaune pour 750K-950K et rouge pour 950K (Chaudhuri *et al.*, (2010)).

4.2.1. Loi de déchargement

Dans le modèle, la loi de déchargement donne une estimation de la quantité de matériaux contenue dans le rideau. Préalablement, il est essentiel de trouver la quantité de matériaux contenue dans un releveur $m_{R,i}(\delta)$ en fonction de sa position angulaire δ . La loi de déchargement utilise un modèle géométrique dans le but d'estimer le volume de matériaux contenu dans un releveur en fonction de sa position angulaire δ . Ensuite, la quantité de matériaux contenue dans un releveur $m_{R,i}(\delta)$ est estimée à partir de la masse volumique apparente des matériaux ρ_a . Enfin, la quantité de matériaux comprise dans le rideau $m_{C,i}(\delta)$ est calculée à partir de la différence de volume de matériaux contenu dans le releveur entre deux positions δ .

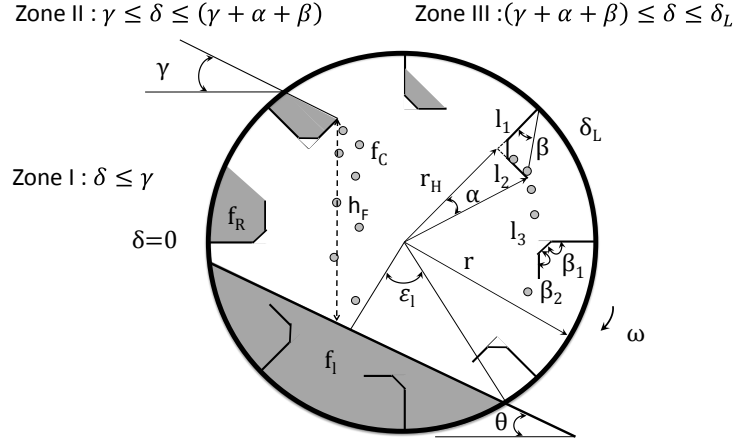


Figure II-6 Paramètres géométriques de déchargement des releveurs.

Dans un premier temps, la quantité de matériaux contenue dans un releveur $m_{R,i}(\delta)$ est évaluée par le taux de remplissage du releveur $f_{R,i}(\delta)$. Le taux de remplissage $f_{R,i}(\delta)$ est le ratio du volume occupé par les matériaux dans un releveur sur le volume de contrôle du four de taille dz :

$$\frac{m_{R,i}(\delta)}{\rho_a \pi R^2 dz} = \frac{A_{R,i}(\delta)}{\pi R^2} = f_{R,i}(\delta) \quad (2.29)$$

D'après Gliking, (1978), il est compliqué de développer une simple relation pour modéliser le taux de remplissage d'un releveur $f_{R,i}(\delta)$ durant la période de déchargement. Par conséquent, à partir des travaux de Sunkara *et al.*, (2013a), le four a été divisé en trois zones (Figure 2.6).

La première zone se trouve dans un intervalle compris entre la pointe du releveur sortant du lit de matériaux et la position angulaire δ supérieure à l'angle dynamique de repos des matériaux ($\delta \leq \gamma$) (Figure 2.6).

$$f_{R,i}(\delta) = \frac{1}{2\pi} \left[(\gamma + \varepsilon^* - \phi) - \left(\frac{r_H}{R} \right) \frac{\cos(\kappa - \gamma)}{\cos \alpha} - \frac{\sin(\gamma + \varepsilon^* - \phi)}{\cos(\phi - \gamma)} - \left(\frac{l_2}{R} \right)^2 \tan(\phi - \gamma) - \left(\frac{l_3}{R} \right)^2 \cos(\pi - \beta_1) \cos(\pi - \beta_2) \right] \quad (2.30)$$

Contrairement à la première région où le releveur est surchargé, dans la seconde zone, la quantité de matériaux contenue dans le releveur est inférieure à la capacité volumique du releveur ($\gamma \leq \delta \leq (\gamma + \alpha + \beta)$) (Figure 2.6).

$$f_{R,i}(\delta) = \frac{1}{2\pi} \left[(\gamma + \varepsilon^* - \phi) - \sin \varepsilon^* \cos \varepsilon^* - \frac{(\cos \varepsilon^*)^2}{\tan(\delta - \gamma)} - \left(\frac{r_H}{R}\right) \left(\frac{l_2}{R}\right) - \left(\frac{l_3}{R}\right)^2 \cos(\pi - \beta_1) \cos(\pi - \beta_2) \right] \quad (2.31)$$

Enfin, la dernière zone débute quand les matériaux ne sont plus en contact avec la paroi du four. Cette zone se termine quand le releveur arrive à la position angulaire δ_L . Ceci correspond à l'angle de déchargement final où le releveur ne contient plus de matériaux $((\gamma + \alpha + \beta) \leq \delta \leq \delta_L)$ (Figure 2.6).

$$f_{R,i}(\delta) = \frac{1}{2\pi} \left[\left(\frac{l_2}{R}\right)^2 \frac{1}{\tan(\delta - \gamma - \alpha)} - \left(\frac{l_3}{R}\right)^2 \cos(\pi - \beta_1) \cos(\pi - \beta_2) \right] \quad (2.32)$$

Les équations 2.30-2.32 utilisent des coordonnées auxiliaires telles que ε^* , ϕ et κ . L'angle auxiliaire ε^* formé par la surface de matériaux est déterminé par :

$$\varepsilon^* = \cos^{-1} \left[\left(\frac{r_H}{R}\right) \frac{\cos(\kappa - \gamma)}{\cos \alpha} \right] \quad (2.33)$$

Les paramètres ϕ et κ sont calculés de la façon suivante, $\phi = 180^\circ - \varepsilon^*$ et $\kappa = 90^\circ - \delta$.

Le débit de matériaux s'échappant des releveurs forme une avalanche continue de particules. Ce débit est déterminé à partir de la différence de masse de matériaux contenue dans un releveur entre deux positions angulaires δ .

$$\dot{m}_{F,i} = - \frac{dm_{R,i}(\delta)}{dt} = \left(- \frac{df_{F,i}(\delta)}{d\delta} \right) \frac{d\delta}{dt} \quad (2.34)$$

D'après les travaux de Sunkara *et al.*, (2013b) la vitesse de rotation est égale à : $\frac{d\delta}{dt} = \omega$. Ainsi, le débit est estimé par l'équation suivante :

$$\frac{\dot{m}_{F,i}}{\rho_a \omega \pi R^2 dz} = \left(- \frac{df_{F,i}(\delta)}{d\delta} \right) \quad (2.35)$$

Néanmoins, pour déterminer la quantité de matériaux renfermée dans le rideau, il est indispensable d'estimer le temps de séjour des particules dans le rideau. Celui-ci est évalué par le temps de chute de la particule t_C . Le temps de déplacement de la particule t_C est calculé à partir de la hauteur de chute de la particule h_C , estimée depuis le point de déchargement

jusqu'au point d'impact, et du nombre de Froude Fr (Sherrit, (1993) ; Debacq, (2013) ; Sunkara *et al.*, (2013)).

$$t_c = \frac{1}{\omega} \sqrt{2Fr \frac{h_c(\delta)}{R}} \quad (2.36)$$

La hauteur de chute $h_c(\delta)$ dépend principalement de l'angle ε_l du lit de matériaux et de la position du releveur δ . Cette hauteur de chute est estimée géométriquement par Sunkara *et al.*, (2013b) :

$$\frac{h_c(\delta)}{R} = \frac{\cos \varepsilon_l}{\cos \theta} + \left(\frac{r_H}{R} \right) \frac{\sin \delta - \tan \theta \cos \delta}{\cos \alpha} \quad (2.37)$$

Ainsi, la quantité de particules présente dans le rideau $m_{c,i}(\delta)$ en fonction de la position angulaire du releveur est évaluée par le temps de séjour des matériaux dans le rideau :

$$\frac{2}{3} \frac{dN_p}{dz} \frac{d^3}{D^2} = \frac{m_{c,i}(\delta)}{\rho_a \pi R^2 dz} = \sqrt{2Fr \frac{h_F(\delta)}{R}} \left(\frac{df_{F,i}(\delta)}{d\delta} \right) = f_{c,i}(\delta) \quad (2.38)$$

Avec, N_p le nombre de particules contenues dans le rideau et $f_{F,i}(\delta)$ le taux de remplissage du rideau de matériaux.

La loi de déchargement a été validée à partir des résultats expérimentaux de Sunkara *et al.*, (2013b) disponibles dans la littérature (Figures 2.7 et 2.8). Les auteurs ont effectué leurs mesures à l'aide d'une caméra rapide de haute définition et d'un tambour de 500 mm de diamètre et de 150 mm de long. Des billes de verre de 5 mm de diamètre ont été utilisées sur quatre géométries de releveurs rectangulaires différentes, pour un ratio de longueur l_2/l_1 de 1, 0.75, 0.375, et 0. Pour définir ce ratio l_2/l_1 , la longueur tangentielle l_2 a été réduite et le paramètre géométrique l_1/R a été maintenu à 0.2 durant les expérimentations. Afin d'obtenir des releveurs rectangulaires semblables à ceux de Sunkara *et al.*, (2013a), la longueur l_3 des releveurs a été considérée comme nulle.

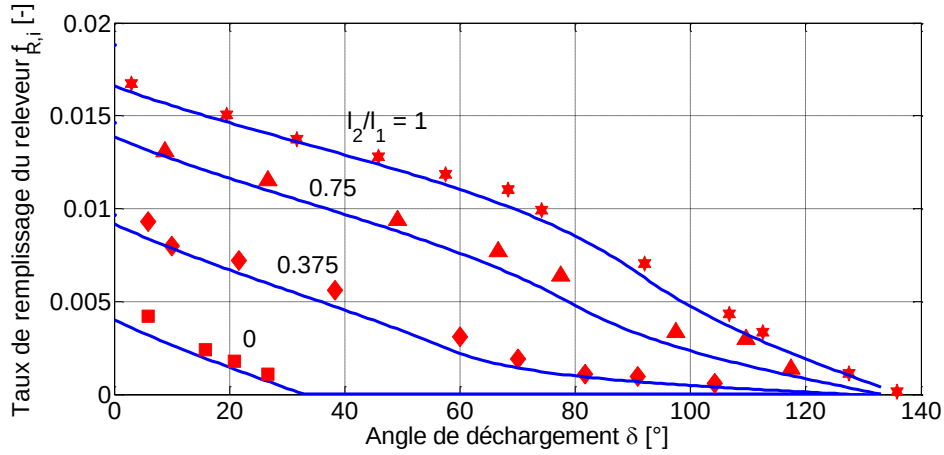


Figure II-7 Evolution du taux de remplissage $f_{R,i}$ dans un releveur en fonction de sa position angulaire δ pour différentes géométries de releveurs l_2/l_1 . L'estimation du modèle (courbe bleu) est comparée aux points expérimentaux (points rouges) des travaux de Sunkara et al., (2013)a.

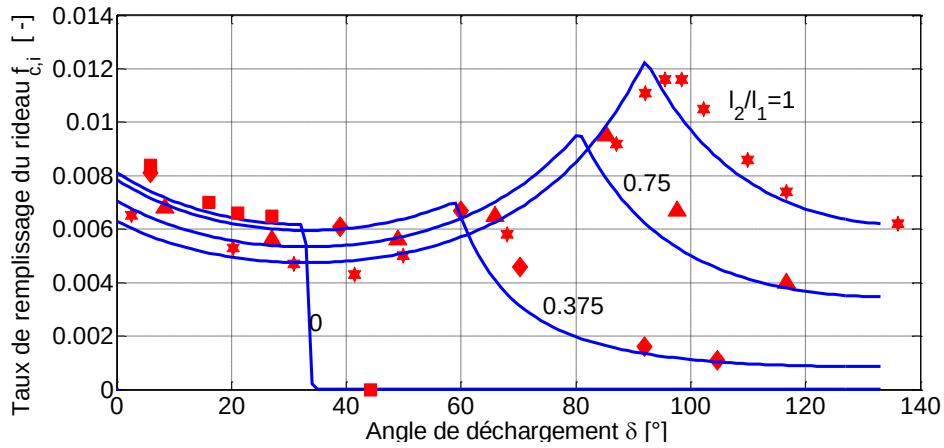


Figure II-8 Evolution du taux de remplissage $f_{C,i}$ dans un releveur en fonction de la position angulaire δ du releveur pour différentes géométries de releveurs l_2/l_1 . L'estimation du modèle (courbe bleu) est comparée aux points expérimentaux (points rouges) des travaux de Sunkara et al., (2013)a.

4.2.2. Taux de remplissage du four

Comme expliqué précédemment, le taux de remplissage total f_T du four est estimé par le temps de séjour τ des matériaux de Friedman and Marshall, (1949) dans le four mais aussi par la somme des taux de remplissage du lit f_l , des releveurs f_R et la phase aérée f_C .

Le taux de remplissage du lit f_l est évalué à partir de l'angle ε_l formé par le lit de matériaux au fond du four :

$$f_l = \frac{1}{\pi} (\varepsilon_l - \sin \varepsilon_l \cdot \cos \varepsilon_l) \quad (2.39)$$

Ensuite, les taux de remplissage des releveurs f_R et du rideau de matériaux f_C sont estimés par :

$$f_R = n_{R,a} \bar{f}_{R,i} \quad (2.40)$$

$$f_C = n_{R,a} \bar{f}_{C,i} \quad (2.41)$$

Avec, $\bar{f}_{k,i} = 1/\delta_L \int_0^{\delta_L} f_{k,i}(\delta) d\delta$, et $n_{R,a}$ est le nombre de releveurs actifs estimés par :

$$n_{R,a} = \frac{\delta_L}{2\pi} n_R \quad (2.42)$$

Le terme n_R représente le nombre de releveurs contenus dans une section du four.

Pour résoudre ces équations, il est supposé que le releveur est toujours rempli au maximum et que le déchargement débute dès que la pointe du releveur est à la position 0° . Enfin, ce modèle de déchargement est utilisable pour un four surchargé, à savoir quand la hauteur du lit est supérieure à la hauteur du releveur.

4.3. Surfaces de transferts

Sur les fours rotatifs, les surfaces de transferts dépendent principalement de la répartition des matériaux. Différentes surfaces de transferts sont observées, incluant la surface de transfert entre la paroi et les matériaux dS_{sp} , entre le lit et les gaz dS_{lg} , entre le rideau et les gaz dS_{rg} , et entre la paroi et les gaz dS_{pg} .

La présence de matériaux divise les surfaces d'échange avec la paroi en deux régions. Une partie de la paroi est en contact avec le lit. Cette surface est déterminée par une longueur caractéristique l_{sp} correspondant aux transferts de chaleur dans un élément de longueur dz :

$$dS_{sp} = l_{sp} dz = 2\varepsilon_l R dz \quad (2.43)$$

La seconde partie de la paroi est en contact avec le flux gazeux. Elle est aussi déterminée par une longueur caractéristique l_{pg} :

$$dS_{pg} = l_{pg} dz = (2\pi - \varepsilon_l) R dz \quad (2.44)$$

Cependant, le transfert de chaleur dans les fours rotatifs est principalement contrôlé par la surface de la phase active de matériaux dS_a qui est en contact avec le flux gazeux.

$$dS_a = dS_{cg} + dS_{bg} \quad (2.45)$$

Pour déterminer la surface de transfert du rideau à partir du modèle de déchargement une première étape consiste à supposer que tous les matériaux sont de formes sphériques. Ainsi, la surface de transfert du rideau à chaque position angulaire $dS_{cg,i}(\delta)$ est fournie par l'équation suivante :

$$dS_{rg,i}(\delta) = \frac{6m_{c,i}(\delta)}{d_p \rho_s} \quad (2.46)$$

L'estimation de la surface totale du rideau dS_{rg} est obtenue à partir des équations 2.35 et 2.46 amenant à l'expression suivante :

$$dS_{rg} = l_{rg} dz = 3\pi \left(\frac{\rho_a}{\rho_s} \right) \left(\frac{D}{d_p} \right) f_c R dz \quad (2.47)$$

Où l_{rg} représente une longueur caractéristique correspondant au transfert de chaleur du rideau dans un élément de longueur dz . La surface de transfert du rideau dépend du volume de matériaux transporté par les releveurs f_c durant la rotation. Par conséquent, la quantité de matériaux contenue dans le rideau dépend de la géométrie du releveur et des propriétés physiques des matériaux.

De la même manière, la surface de transfert entre le lit et les gaz dépend d'une longueur caractéristique l_{lg} estimée à partir de l'angle ε_l formé par le lit dans le tambour, et déterminée par l'équation 2.39.

$$dS_{bg} = l_{bg} dz = 2 \sin(\varepsilon_l) R dz \quad (2.48)$$

5. Application du modèle

5.1. Validation sur four industriel

Le modèle numérique a été validé sur un four rotatif industriel utilisé pour la fabrication d'enrobé bitumineux (Figure 2.9). Au cours du processus de fabrication, les matériaux granulaires sont transportés des trémies de stockage au four rotatif où ils sont chauffés dans une gamme de températures comprises entre 150°C et 200°C. Ensuite, les matériaux sont mélangés à un liant bitumineux afin de produire un enrobé maniable prêt à être appliqué sur la

chaussée. Pour obtenir plus d'informations sur le procédé d'élaboration de l'enrobé, il faut se référer au paragraphe 3.3 du chapitre 1.

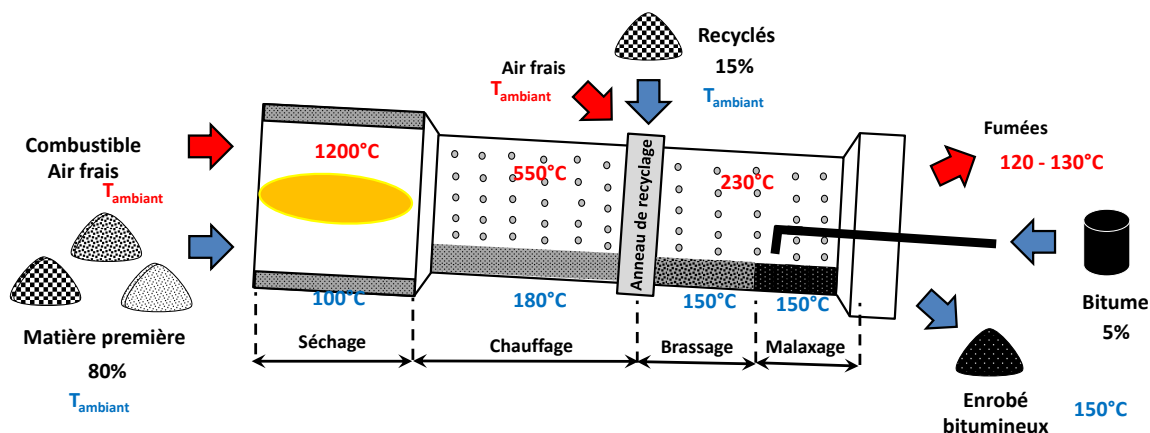


Figure II-9 Schéma d'une unité de production Tambour-Sécheur-Enrobeur co-courant.

5.1.1. Géométrie

Les données expérimentales ont été extraites de précédents travaux présentés par Le Guen *et al.*, (2013) et Le Guen *et al.*, (2014). Le four rotatif utilisé par les auteurs au cours de leurs expérimentations disposait d'un diamètre de 1.7 m et d'une longueur de chauffage de 4 m. La particularité de ce four rotatif réside dans la diversité des relevés utilisés. En effet, le four présenté par Le Guen *et al.*, (2013) est caractérisé par deux zones séparées d'un anneau de recyclage (Figure 2.10). La première zone est équipée de nombreux relevés dont la géométrie permet de transporter une grande quantité de matériaux, et ainsi accroître les transferts de chaleur entre les gaz et les particules. La seconde zone contient moins de relevés de tailles plus importantes. Ils sont utilisés pour mélanger les granulats chauds avec les matériaux recyclés additionnés au niveau de l'anneau de recyclage.

L'anneau de recyclage est composé d'une trappe pour l'injection dans le procédé de matériaux recyclés provenant de la déconstruction des chaussées. Néanmoins, la formulation de l'enrobé produit lors des expérimentations, ne contenait pas de matériaux recyclés. Ainsi, le jour des expérimentations, une importante infiltration d'air fût observée au niveau de cet anneau de recyclage situé au milieu du tambour. Celle-ci a ensuite été estimée à environ 62% du débit volumique des fumées mesurées en sortie de centrale Le Guen *et al.*, (2013). Cette infiltration a donc été ajoutée au modèle au niveau de l'anneau de recyclage.

Un inventaire des paramètres géométriques du four industriel est présenté dans le Tableau 2.2 tandis que les propriétés physiques des matériaux sont résumées dans le Tableau 2.3.

Tableau II-2 Paramètres géométriques du four rotatif industriel.

Paramètres géométriques				
Four		Releveurs	Zone 1	Zone 2
L [m]	4	n_R	15	14
D [m]	1.7	l_1 [m]	0.23	0.25
f_T [-]	0.24	l_2 [m]	0.14	0.05
ξ [°]	3	l_3 [m]	0.10	0.00

Dans le four industriel utilisé pour la validation du modèle, les matériaux évoluent dans le sens de circulation des gaz de chauffage. L'avantage de ce procédé est sa large gamme d'utilisation avec des cadences de production comprises entre 90 et 170 T/h. Le taux de remplissage f_T de ce type de four est de l'ordre de 24%. Celui-ci dépend principalement de la vitesse d'avancement des matériaux dans le four.

Dans les conditions d'utilisation du four, c'est-à-dire une vitesse de rotation ω de 9 tr/min et d'un angle d'inclinaison de $\xi = 3^\circ$, le constructeur indique une vitesse d'avancement des matériaux de l'ordre de 50 mm/s. Cette vitesse d'avancement a été observée par Madani, (2005) au cours de ses travaux de thèse sur les temps de séjour de ce même four.

Tableau II-3 Propriétés physiques des matériaux.

Propriétés physiques		
Masse volumique des matériaux	[kg.m ⁻³]	$\rho_s = 2300$
Masse volumique apparente des matériaux	[kg.m ⁻³]	$\rho_a = 1150$
Angle de repos des matériaux	[°]	$\gamma = 32$
Masse volumique de gaz	[kg.m ⁻³]	$\rho_g = \frac{pM}{RT_g} = 3.5337 \cdot 10^2 / T_g$
Capacité calorifique des matériaux	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]	$Cp_s = 880$
Capacité calorifique de gaz	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]	$Cp_g = a - b T_g + c T_g^2 - d T_g^3$ $a = 1.0575 \cdot 10^3, \quad b = 4.4890 \cdot 10^{-1},$ $c = 1.1407 \cdot 10^{-3}, d = 7.9999 \cdot 10^{-7}.$
Diffusivité thermique	[m ² .s ⁻¹]	$a_s = 0.97 \cdot 10^{-6}$

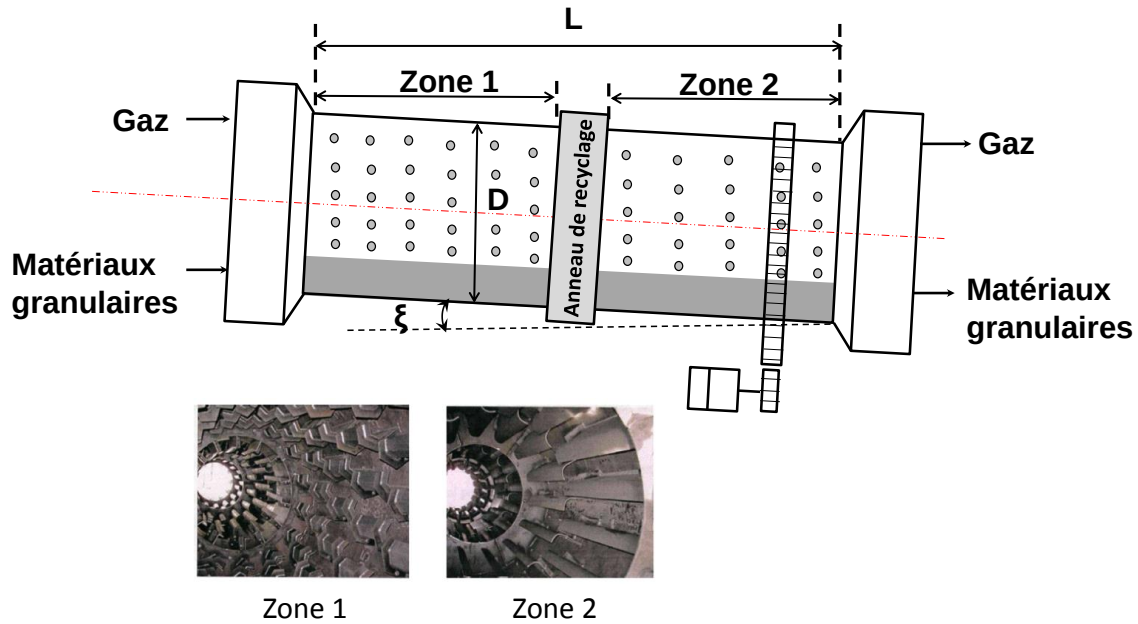


Figure II-10 Paramètres géométriques du four industriel utilisé par Le Guen *et al.*, (2013). Ce four est divisé en deux zones : dans la première, les releveurs sont utilisés pour créer une large surface de transferts et les releveurs présents dans la seconde zone sont utilisés pour le mélange.

5.1.2. Moyens de mesure

Les auteurs Le Guen *et al.*, (2013), exposent une unité de production d'enrobé bitumineux contrôlée. La Figure 2.11 présente la position des capteurs de température utilisés pour la caractérisation des phases solide et gazeuse durant le procédé de fabrication.

Parmi l'instrumentation du four industriel, Le Guen *et al.*, (2013) ont utilisé sept thermocouples de type K, localisés sur une canne le long de l'axe longitudinal du four afin de mesurer la température des gaz, T_g . Pour protéger les thermocouples de la chute des matériaux provenant du rideau granulaire, ils ont été recouverts par une demi-coque en acier. Enfin, les capteurs ont été isolés du support afin d'éviter de mesurer les transferts par conduction dans la canne. La mesure de température des gaz dans la zone de combustion n'a pas pu être effectuée du fait de la présence d'une flamme de combustion et de températures supérieures à 1000°C dans cette zone du four.

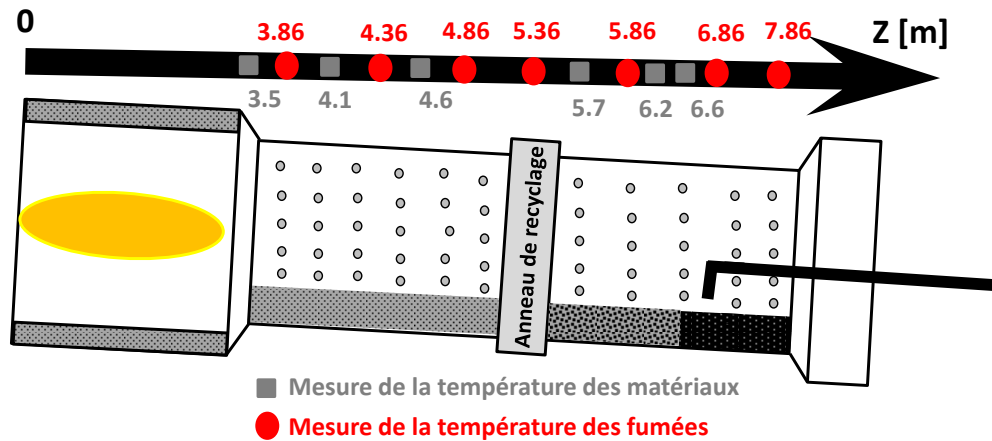


Figure II-11 Instrumentation du four rotatif de la centrale d'enrobage de Blois Le Guen *et al.*, (2013).

La mesure de température des matériaux contenus dans le four a été effectuée à partir de quatre thermocouples de type K, insérés dans le tambour pendant un arrêt en charge grâce aux inserts situés en paroi. Ces mesures ont ensuite été comparées à des analyses infrarouges sur des prélèvements de matériaux au niveau de la mesure de température.

Les températures de la paroi extérieure du four ont été obtenues à partir d'une analyse infrarouge de la paroi. Deux caméras infrarouges ont été utilisées, une FLIR A320 pour l'étude globale du four, et une FLIR E30 pour des portions localisées correspondant à l'emplacement des mesures de température in-situ.

5.1.3. Validation

La géométrie des relevurs joue un rôle important dans la distribution des matériaux dans le four et par conséquent, sur les surfaces de transfert gaz solide. La Figure 2.12 présente l'évolution du taux de remplissage d'un relevur et de la surface du rideau en fonction de la position δ du relevur dans les deux zones du four. Dans ce cas d'étude, la Figure 2.12 indique que le taux de remplissage du relevur dépend de sa géométrie. Dans la première zone, le taux de remplissage du relevur diminue lentement en fonction de sa position δ , jusqu'à atteindre la position $\delta_L = 124^\circ$, où le relevur se retrouve totalement vide. Dans la seconde zone, le relevur de taille moins importante contient moins de matériaux. Dans cette partie du four, le taux de remplissage diminue rapidement dans la première zone de déchargement du four $0^\circ < \delta < 48^\circ$. Ensuite, le taux de remplissage décroît lentement jusqu'à ce que le relevur atteigne sa position finale de déchargement $\delta_L = 124^\circ$.

$$l_{cg(i)} = 3\pi \left(\frac{\rho_a}{\rho_s} \right) \left(\frac{D}{d_p} \right) f_{c,i} R \quad (2.49)$$

Dans le modèle, la surface de transfert du rideau est calculée pour un releveur à partir du taux de remplissage du rideau $f_{c,i}$ pour chaque position δ du releveur. La Figure 2.12 montre que la surface augmente jusqu'à atteindre un maximum dans la troisième zone du modèle de déchargement (Figure 2.6). Ensuite, la surface décroît plus ou moins rapidement selon la géométrie des releveurs jusqu'à atteindre la position δ_L . La surface moyenne d'échange l_{cg} par releveur dans une tranche dz de rideau est de $4.39 \text{ m}^2/\text{m}$ dans la première zone du tambour et de $2.34 \text{ m}^2/\text{m}$ dans la seconde.

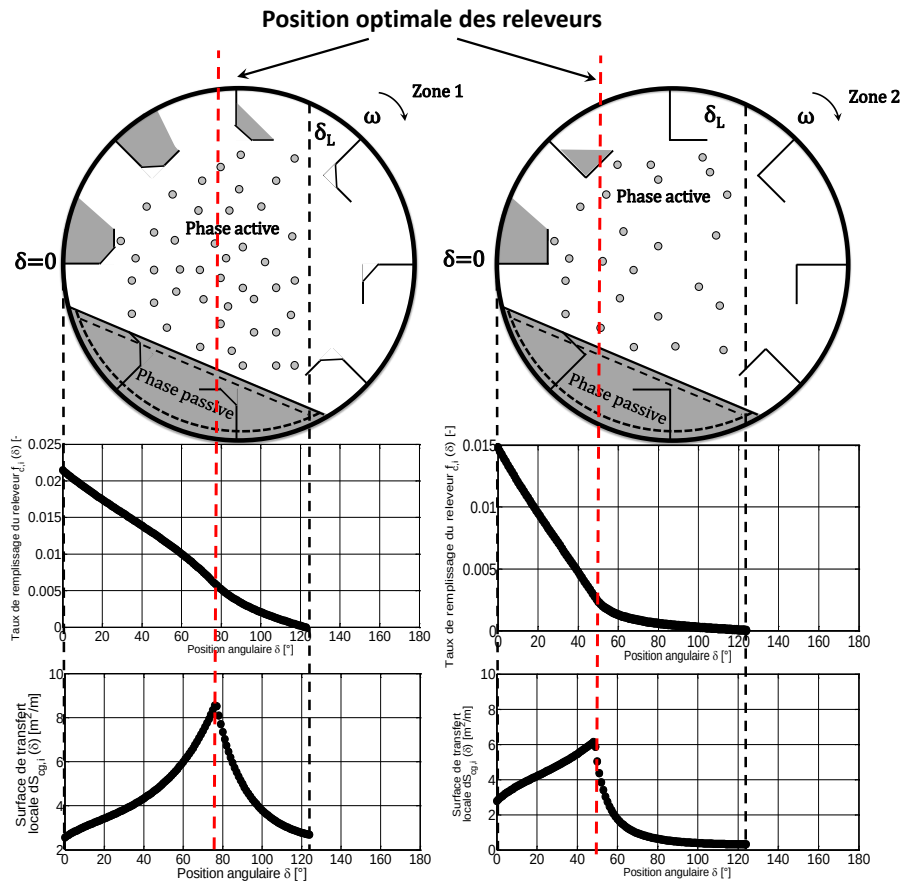


Figure II-12 Evolution du taux de remplissage des releveurs et des surfaces de transferts du four rotatif industriel en fonction de la position angulaire du releveur. Comme attendu, la géométrie affecte la quantité de matériaux dans le releveur et par conséquent augmente ou diminue la phase active. Répartition des matériaux dans les différentes zones du tambour.

Le nombre de releveurs n_R dans la section transversale du four joue aussi un rôle important dans la détermination de la surface de transfert du rideau. Il va impacter le nombre de

releveurs actifs $n_{R,a}$ essentiels dans la détermination de la surface. Le nombre de releveurs n_R est cependant limité par la taille du releveur et par la géométrie du four. La distance minimum entre deux releveurs doit respecter le critère de Gliking, (1978), afin de pouvoir remplir totalement le premier releveur à la position $\delta = 0$.

$$r_{Hs} \tan\left(\frac{360^\circ}{n_R} - \alpha\right) > l_1 \tan \gamma \quad (2.50)$$

Tableau II-4 Distribution des matériaux dans les deux zones du four rotatif.

Zones	Distribution des matériaux [%]		
	f_I/f_T	f_R/f_T	f_C/f_T
1	76	19	5
2	94	4	2

Pour la validation du modèle, quatre conditions opératoires du four industriel ont été comparées aux modèles. Les paramètres opérationnels sont regroupés dans le tableau 2.5 :

Tableau II-5 Conditions opératoires du four industriel étudié pour la validation du modèle.

Conditions opératoires		1	2	3	4
Température gaz $T_g(0)$	[K]	1028	1060	1043	1024
Température solides $T_s(0)$	[K]	386	393	404	408
Débit de matériaux $\dot{m}_s$	[kg.s ⁻¹]	25.7	29.6	30.8	34.0
Débit de gaz $\dot{m}_g$	[kg.s ⁻¹]	2.7	3.1	3.0	3.3
Vitesse de gaz dans le four u	[m.s ⁻¹]	3.00	3.16	3.19	3.32
Diamètre des particules d_p	[m]	0.005	0.005	0.005	0.005
Vitesse provoquant le transport des particules u_{lim}	[m.s ⁻¹]	22.04	22.93	22.92	22.88
Vitesse angulaire du four ω	[tr.min ⁻¹]	9	9	9	9
Nombre de Froude Fr	[-]	0.077	0.077	0.077	0.077

Dans le modèle, une vitesse limite d'entraînement des particules u_{lim} est calculée à partir de la loi de Stokes. La vitesse des gaz doit être inférieure à cette vitesse limite afin d'éviter le transport des matériaux par la phase gazeuse.

Les profils de température des gaz et des matériaux sont comparés aux données expérimentales en Figure 2.13. Comme mentionné dans le paragraphe précédent, le four rotatif industriel utilisé pour la validation du modèle possède une entrée d'air secondaire caractérisée par $\dot{m}_{inf}$, au niveau de l'anneau de recyclage. Par conséquent, une température moyenne d'infiltration $T_{g,inf}$ a été établie à la position $z = 1.4 \text{ m}$ à partir des mesures expérimentales du débit d'infiltration $\dot{m}_{inf}$.

$$\dot{m}_{g,inf} = \dot{m}_g + \dot{m}_{inf} \quad (2.51)$$

$$T_{g,inf}(1.4) = \frac{\dot{m}_g C p_g T_g(z) + \dot{m}_{inf} C p_{air} T_e}{\dot{m}_g C p_g + \dot{m}_{inf} C p_{air}} \quad (2.52)$$

Ensuite, les simulations numériques sont réalisées à partir des conditions initiales expérimentales présentées dans les tableaux 2.3 et 2.4 et exposées par la Figure 2.14. Cette figure présente l'erreur relative moyenne. Cette erreur est égale à 0.97% pour la température des solides, à 5.60% pour la température des gaz et à 4.19% pour la température de paroi.

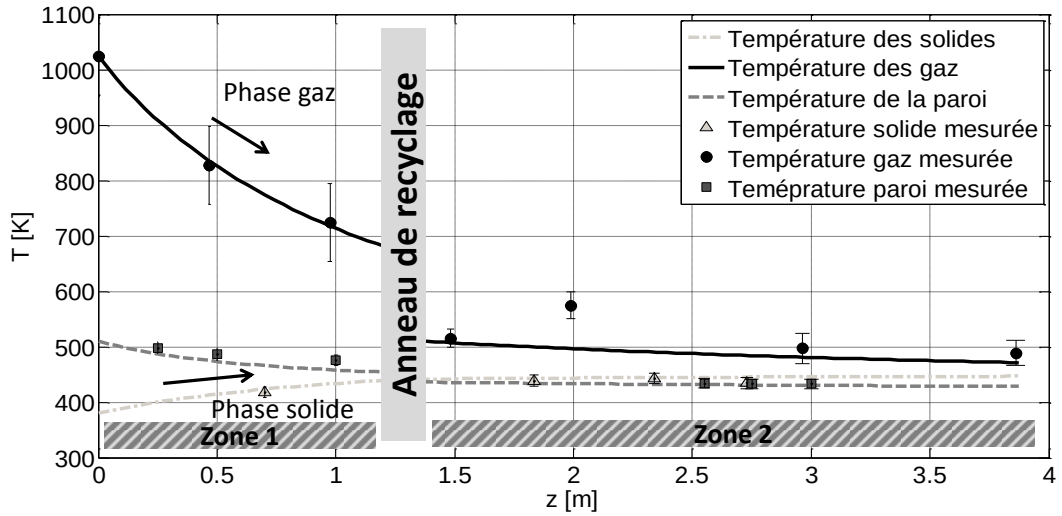


Figure II-13 Evolution de la température des gaz, des solides et de la paroi en fonction de la position z le long du four. Les résultats numériques sont comparés aux mesures expérimentales publiées par Le Guen *et al.*, (2013). Les températures initiales des gaz et des solides sont respectivement égales à 1005 K et 370 K.

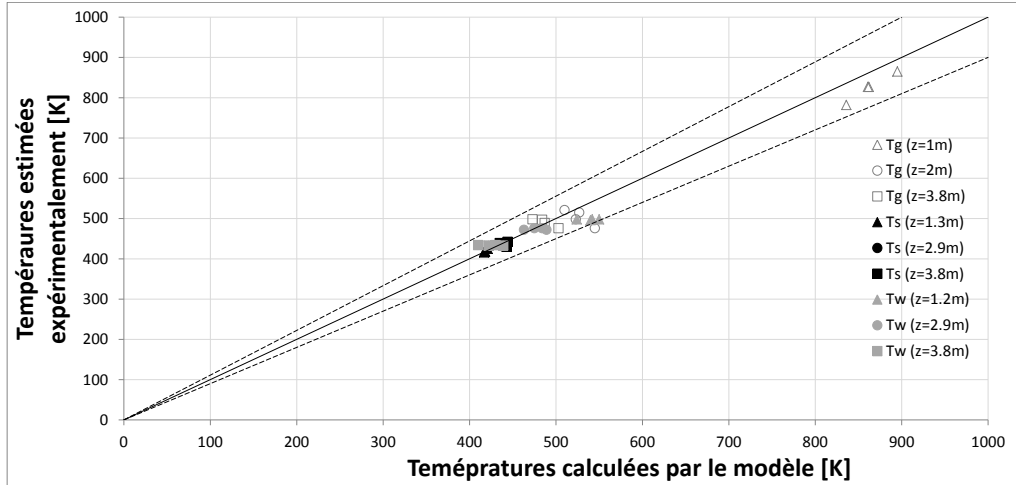


Figure II-14 Comparaison des températures expérimentales et numériques des gaz, des solides et de la paroi du four rotatif.

5.2. Expérimentation numérique des fours rotatifs

5.2.1. Etude de la répartition des transferts de chaleur dans le four

Après une validation du modèle sur un four industriel, le modèle est utilisé pour étudier la distribution des transferts de chaleur dans les fours rotatifs munis de relevateurs. Les transferts sont divisés en trois types d'échanges : convection, rayonnement et résistances de contact entre les matériaux solides et la paroi tournante. Ces échanges sont regroupés dans le tableau 2-6 suivant :

Tableau II-6 Flux de chaleurs échangées dans le four (Figure 2.2).

Convection	Transfert solide/paroi	Rayonnement
$\dot{Q}_{rg}^c = A(T_s - T_g)$	$\dot{Q}_{sp} = C(T_p - T_s)$	$\dot{Q}_{gp}^R = \sigma E_{gp} F l_{gp} (T_p^4 - T_g^4)$
$\dot{Q}_{lg}^c = B(T_s - T_g)$		$\dot{Q}_{lg}^R = \sigma E_{lg} F l_{lg} (T_s^4 - T_g^4)$
$\dot{Q}_{gp}^c = D(T_p - T_g)$		$\dot{Q}_{rg}^R = \sigma E_{rg} F l_{rg} (T_s^4 - T_g^4)$

Avec, $A = h_{rg} l_{rg}$, $B = h_{lg} l_{lg}$, $C = h_{sp} l_{sp}$, $D = h_{gp} l_{gp}$.

Les Figures 2.15 et 2.16 présentent les profils de température (a) gaz, solide, paroi et la répartition des échanges dans le four (b) selon l'axe z du four. Ces figures sont présentées pour deux répartitions de matériaux différentes. La Figure 2.15 présente les échanges pour un fort taux de remplissage du rideau renfermant 4.4% des matériaux et la Figure 2.16 pour un faible taux de remplissage contenant 1.2% des matériaux. Ces deux figures montrent que quelle que soit la répartition des matériaux dans le four, les trois principaux échanges de

chaleur sont effectués entre les matériaux et les gaz par convection $\dot{Q}_{rg}^C$, $\dot{Q}_{lg}^C$ et par rayonnement $\dot{Q}_{sg}^R$. En diminuant la densité de matériaux, les transferts convectifs dans le rideau se réduisent, conduisant à une augmentation des transferts par convection entre le lit et les gaz, et entre le lit et la paroi en mouvement $\dot{Q}_{sp}$.

Dans les fours rotatifs, une partie de l'énergie des gaz est transmise à la paroi $\dot{Q}_{gp}$. Du fait de la rotation du tambour, quand la température de paroi T_p est supérieure à la température de matériaux T_s , une partie de cette énergie reçue par les gaz en paroi est fournie aux matériaux $\dot{Q}_{sp}$. Ce transfert, par cycle de régénération au niveau de la paroi du four, a déjà été observé dans la littérature par Gorog *et al.*, (1982). Toutefois, quand la température des matériaux T_s dépasse la température de paroi T_p , le cycle de régénération disparaît et l'énergie cédée en paroi par les gaz et les matériaux en mouvement est perdue vers le milieu extérieur.

$$\begin{cases} T_p > T_s \rightarrow \text{Régénération } \dot{Q}_{sp} > 0 \\ T_p < T_s \rightarrow \text{Pertes } \dot{Q}_{sp} < 0 \\ T_s = T_{s,max} \rightarrow Z_{optimal} \end{cases} \quad (2.53)$$

Ce phénomène de régénération est visible sur les Figures 2.15-2.16. Il intervient dans la première partie du four rotatif entre 0 m et 2.2 m pour une densité du rideau en matériaux de 4.4% et entre 0 m et 5.8 m pour une densité de 1.2%. Ensuite, quand la température des matériaux dépasse la température de paroi, les pertes vers le milieu extérieur augmentent jusqu'à atteindre la longueur optimale du four $Z_{optimale}$, c'est-à-dire quand la température des matériaux T_s atteint sa valeur maximale $T_{s,max}$.

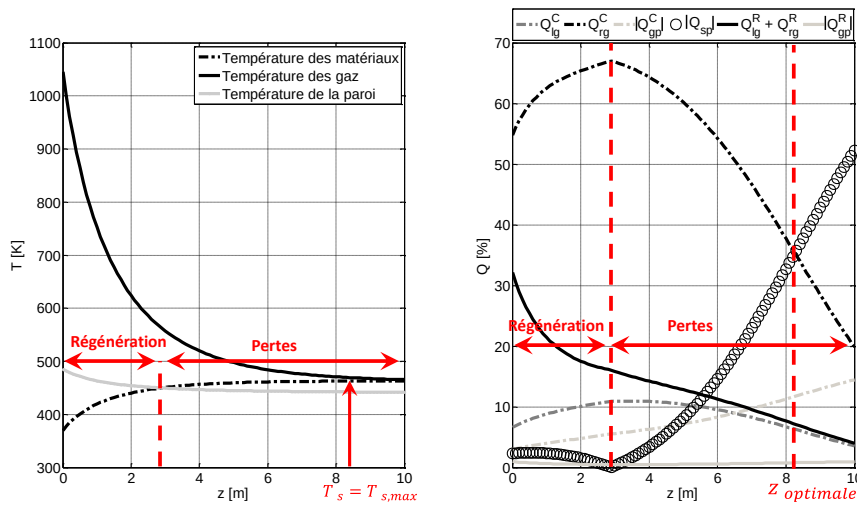


Figure.II-15 Répartition des échanges dans un four rotatif pour un taux de remplissage du rideau en matériaux de 4.4% et un débit de gaz $\dot{m}_g = 3.40 \text{ kg.s}^{-1}$ ($m_{gi} C_{p_g} / m_{si} C_{p_s} = 0.1316$).

La contribution du rayonnement entre les gaz et les matériaux Q_{sg}^R représente elle aussi une part importante des transferts. Cependant, les transferts de chaleur par rayonnement sont principalement influencés par la température des gaz dans le four. Plus la température est importante dans le four, plus la contribution des transferts par rayonnement est importante. Ainsi, les transferts de chaleur par rayonnement représentent une part significative des transferts de chaleur dans la première partie du four où la température de gaz est élevée, mais celle-ci diminue rapidement selon z avec la température des gaz T_g .

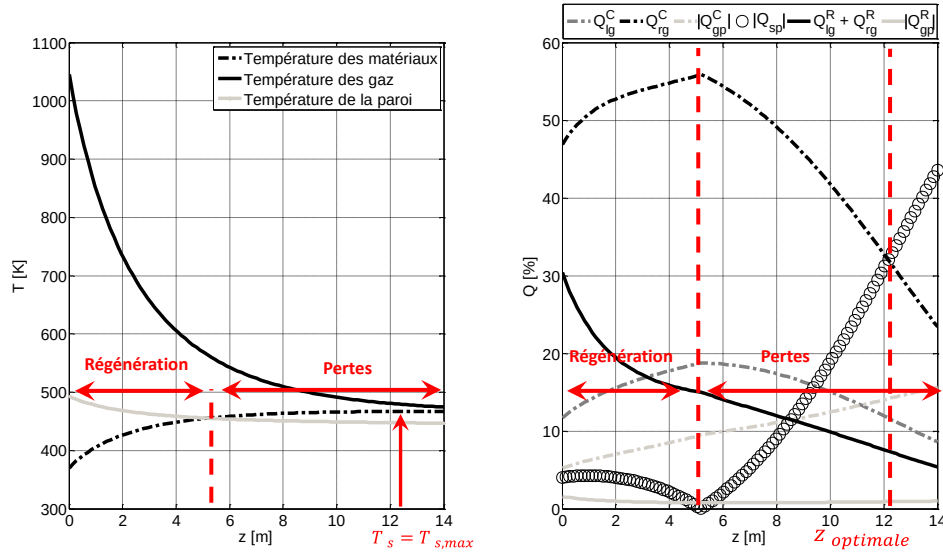


Figure II-16 Répartition des échanges dans un four tournant pour un taux de remplissage du rideau en matériaux de 1.2%, et un débit de gaz $\dot{m}_g = 3.40 \text{ kg.s}^{-1}$ ($m_{gi} C_{p_g} / m_{si} C_{p_s} = 0.1316$).

Enfin, quand la longueur du four augmente, les transferts de chaleur entre les gaz et les matériaux se réduisent jusqu'à atteindre une température d'équilibre $T_s \approx T_g$. A cet instant, les transferts par convection entre les matériaux et les gaz Q_{rg}^C et Q_{lg}^C tendent vers zéro et les transferts sont principalement orientés vers la paroi Q_{sp} , augmentant ainsi les pertes vers le milieu environnant. Ce dernier phénomène limitant les performances globales du procédé.

Dans le modèle thermique, l'impact des transferts de chaleur est principalement contrôlé par les paramètres A , B , C , D . Ces paramètres regroupent le coefficient de transfert h_i , et la surface d'échange l_i des principaux flux échangés dans le four (Tableau 2.3). D'après la Figure 2.17, les paramètres A et C décrivant respectivement les échanges entre le rideau et les gaz et les échanges entre le lit et la paroi, ont beaucoup d'influence sur les transferts dans les fours rotatifs munis de releveurs. Le paramètre A est particulièrement sensible au débit de gaz

et à la répartition des matériaux dans le four. Cependant, il paraît plus sensible à la quantité de matériaux contenue dans le rideau et il augmente également avec le débit. Tandis que le paramètre C va diminuer quand la densité de matériaux s'intensifie et reste indépendant du débit de gaz. Toutefois, les transferts thermiques semblent moins sensibles aux paramètres B et D du fait de leurs faibles poids comparés aux paramètres A et C . Les paramètres B et D sont fortement dépendants du débit de gaz dans le four et une augmentation de la densité de matériaux dans le rideau conduit à une baisse du paramètre B .

Néanmoins, les coefficients de transfert et les surfaces d'échanges ne sont pas les seuls paramètres ayant un effet sur les flux de chaleur. Ils sont aussi influencés par la différence de température entre les deux corps.

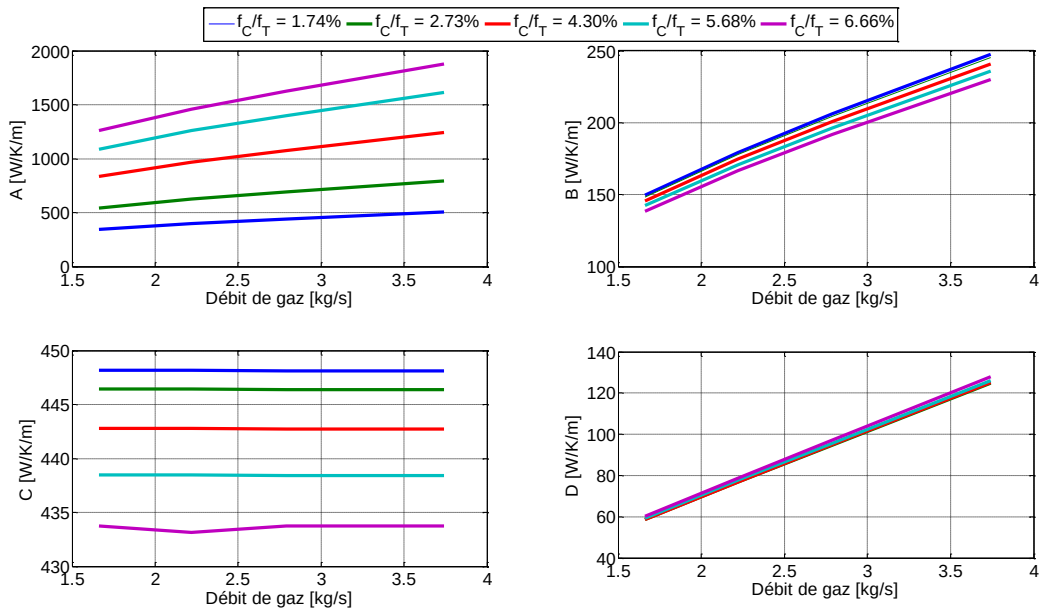


Figure II-17 Paramètres de transfert A , B , C , D en fonction du débit de gaz dans le four pour différentes densités de matériaux.

La Figure 2.18 reporte la variation de température en fonction de z pour différents taux de remplissage du rideau f_C/f_T . Pour un four isolé en paroi et une longueur z tendant vers l'infini, les températures atteignent un équilibre. Cet équilibre de température ne dépend pas des paramètres A , B , C , D . Ces paramètres ont seulement une influence sur la dynamique des transferts et bien évidemment sur la distance $Z_{optimale}$ nécessaire pour atteindre la température d'équilibre. Cette distance va bien entendu diminuer pour des surfaces de transfert importantes.

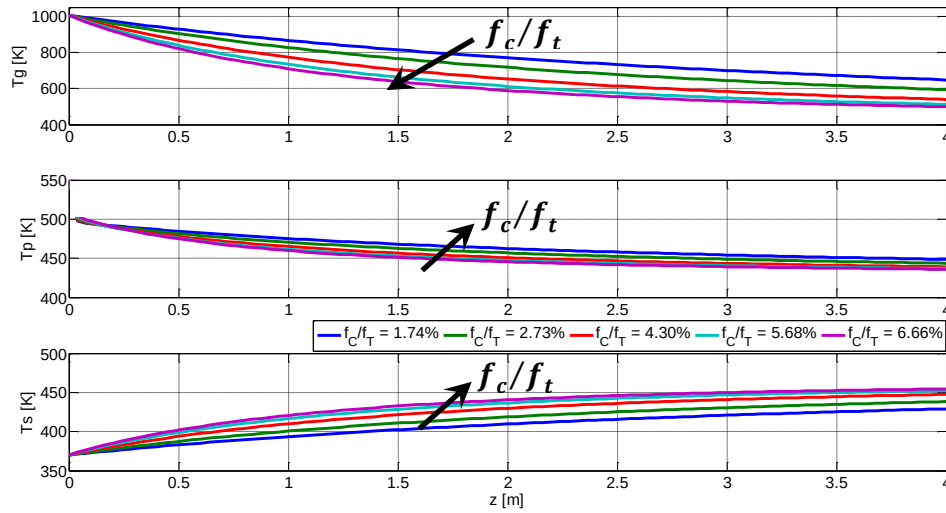


Figure II-18 Profils de température selon z des gaz (a), de la paroi (b) et des solides (c) en fonction de la densité de matériaux dans le rideau granulaire. Les courbes ont été obtenues pour différents taux de remplissage $f_c/f_T = 1.74\%$, 2.73% , 4.30% , 5.68% , 6.66% .

5.2.2. Etude de la longueur optimale

La recherche de la longueur optimale $z_{optimale}$ des fours rotatifs pour $T_s = T_{s,max}$ est un paramètre important afin de limiter au maximum les pertes énergétique entre les matériaux et le milieu extérieur. La Figure 2.19 donne une estimation de la longueur optimale, pour les caractéristiques géométriques et les propriétés physiques des postes d'enrobage présentées dans les tableaux 2.2 et 2.3. Cette figure évalue la longueur optimale $z_{optimale}$ en fonction du taux de remplissage du rideau f_c/f_T pour une gamme de débit de gaz m_g comprise entre 2 et 3.7 Kg.s^{-1} . La longueur optimale semble diminuer avec le débit de gaz. Ceci s'explique par une réduction de la vitesse et, par conséquent, du paramètre A décrivant les échanges entre le rideau et les gaz. Une augmentation du débit induit une augmentation du paramètre A , de la longueur du four et de la température de sortie des matériaux. L'autre paramètre important influençant la longueur optimale du four est la densité du rideau en matériaux. En effet, l'augmentation du taux de remplissage du rideau, permet d'élever les transferts dans les matériaux et les gaz (paramètre A) et de diminuer les transferts entre la paroi et les matériaux (paramètre C).

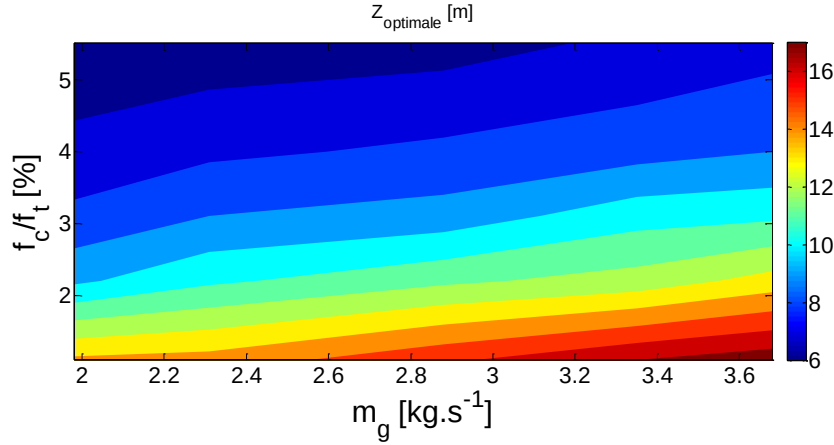


Figure II-19 Longueur optimale du four rotatif en fonction de la densité de matériaux contenue dans le rideau et du débit de gaz, pour un débit de matériaux de $\dot{m}_s = 31.1 \text{ kg.s}^{-1}$, des températures initiales $T_g(0) = 1045 \text{ K}$ et $T_s(0) = 370 \text{ K}$.

5.2.3. Etude de l'efficacité énergétique du four en fonction de la géométrie des releveurs

L'influence de la géométrie des releveurs est étudiée à partir de deux paramètres de contrôle basés sur les ratios l_1/l_2 et l_1/D . Pour chaque géométrie de releveur le nombre maximum de releveurs est calculé $n_{R,a}$. Deux critères méritent d'être examinés : le taux de remplissage f_c du rideau et l'efficacité énergétique ε du procédé donnée par :

$$\varepsilon = \frac{\dot{Q}}{\dot{Q}_{max}} = \frac{\dot{m}_g C p_g (T_{g,(0)} - T_{g(L)})}{\dot{m}_g C p_g (T_{g,(0)} - T_{s(0)})} \quad (2.54)$$

Le taux de remplissage f_c et l'efficacité énergétique ε augmentent jusqu'à atteindre $l_1/l_2 = 1$. Au-dessus de la valeur $l_1/l_2 = 1$, l'efficacité et le taux de remplissage du rideau diminuent. Ainsi, la géométrie optimale des releveurs est obtenue pour un ratio l_1/D élevé et pour un ratio l_1/l_2 compris entre 0.75 et 1.25 (Figure 2.20). Cependant, la longueur l_1 doit être plus faible que la hauteur du lit afin de pouvoir remplir complètement chaque releveur.

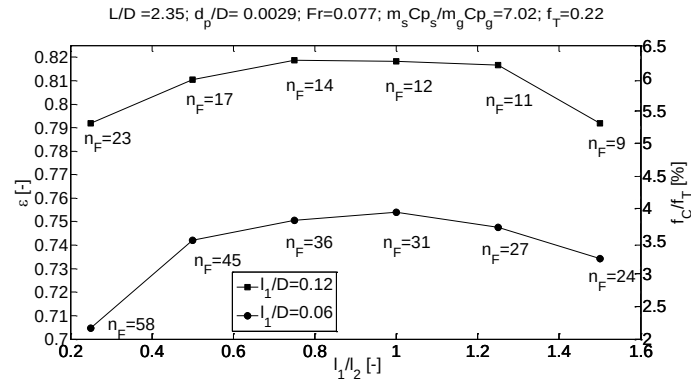


Figure II-20 Taux de remplissage du rideau et efficacité énergétique du procédé en fonction de la taille des relevés. Pour chaque taille de relevé, le nombre maximum de relevés est indiqué.

5.2.4. Etude de l'efficacité énergétique du four en fonction de la vitesse de rotation

La vitesse de rotation a aussi un effet sur la répartition des matériaux dans le four, et par conséquent, sur l'efficacité énergétique du procédé. La figure 2.21 présente le taux de remplissage f_i et l'efficacité du procédé ε en fonction du nombre de Froude Fr . Une augmentation de la vitesse de rotation à débit constant conduit à une chute du taux de remplissage total du four f_t , réduisant le taux de remplissage du lit f_l et augmentant le taux de remplissage du rideau f_c . Cette réduction du remplissage total du four f_t s'explique par l'augmentation de la vitesse d'avancement de matériaux.

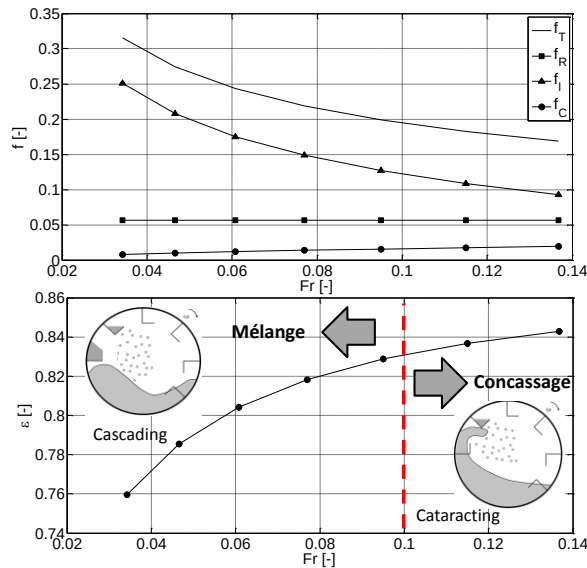


Figure II-21 (a) Evolution du taux de remplissage du four f_t , des relevés f_R , du rideau f_c en fonction du nombre de Froude Fr . (b) Evolution de l'efficacité énergétique ε en fonction du nombre Froude Fr . Une augmentation du nombre de Froude conduit à un changement du mouvement des solides dans le four, augmentant les transferts thermiques.

Néanmoins, il existe une vitesse de rotation optimum maximisant le taux de remplissage du rideau et évitant l'entraînement des particules. En effet, quand le nombre de Froude excède la valeur de 0.1, les matériaux commencent à être centrifugés, et ce comportement n'est pas favorable aux transferts thermiques dans les fours rotatifs. La Figure 2.21 présente aussi l'augmentation de l'efficacité énergétique du procédé du fait de l'augmentation de la vitesse de rotation. Cette élévation de l'efficacité énergétique est significative jusqu'à l'observation du régime d'écoulement des matériaux de type « cataracting » dans le four. Les résultats obtenus montrent que le régime d'écoulement de type « cascading » est la forme dominante dans les fours rotatifs car ce mouvement fournit des conditions de mélange dans le lit favorable pour les transferts thermiques, lui assurant une température uniforme.

6. Conclusion

Le modèle 1-D de four rotatif permet une simulation des transferts de chaleur entre une phase de matériaux mis en mouvement par des releveurs et une phase gaz. Le modèle présenté a été validé sur un four rotatif utilisé dans le domaine du génie civil pour l'élaboration de l'enrobé bitumineux.

Le modèle de déchargement permet d'estimer les surfaces de transfert en fonction de la géométrie des releveurs, du taux de remplissage du four et des propriétés physiques des matériaux dans chaque tranche dz du four. Ce modèle a été validé expérimentalement sur les travaux de Sunkara *et al.*, (2013) et Le Guen *et al.*, (2013).

Ensuite, le modèle thermodynamique est basé sur un bilan énergétique prenant en compte tous les phénomènes de transfert, incluant les transferts convectifs et radiatifs entre les matériaux et les gaz chauds. La validation du modèle a été réalisée à partir de données expérimentales obtenues sur un four rotatif industriel composé de deux géométries de releveurs et dédié à la fabrication de l'enrobé bitumineux (Le Guen *et al.*, (2013)). L'erreur relative entre les résultats numériques et les mesures industriels a été évaluée à 1.0% pour la température des matériaux, 5.6% pour la température des gaz et de 4.2% pour la température de paroi, prouvant la pertinence du modèle. D'un point de vue thermique, les releveurs sont apparemment plus efficaces dans la première zone du four que dans la seconde. En effet, la distribution des matériaux dans la phase active du four est respectivement égale à 5% et 2% tandis que la part des transferts convectifs entre le rideau de matériaux et les gaz s'étend de 57% à 38%. La part des autres échanges de chaleur se trouvent réduite. Toutefois, une réduction de la phase active du rideau conduit à une augmentation des transferts entre la paroi

et les matériaux solides, et par conséquent, des pertes en paroi (Figures 2.15 et 2.16). La chaleur fatale dissipée au niveau de la paroi et au niveau des gaz en sortie a respectivement été évaluées à 5% et 30% de l'énergie fournie en entrée.

Plusieurs simulations ont aussi été conduites afin d'effectuer une étude sur le design de four. Le rôle de la taille de rehausseurs, de la longueur de four et de la vitesse de rotation ont permis de dégager les conclusions suivantes :

- L'augmentation de la vitesse de rotation participe au changement du régime d'écoulement et du mélange des matériaux par une diminution du taux de remplissage du four. Il en résulte une augmentation de l'efficacité énergétique du procédé jusqu'à ce que le régime d'écoulement des matériaux évolue vers un régime de type « cataracting » ($Fr = 0.1$). Au dessus d'un nombre de Froude de 0.1, une stabilisation de l'efficacité énergétique est observée. En effet, avec un régime d'écoulement de type « cascading », les transferts de chaleur sont augmentés tandis qu'une augmentation de la vitesse de rotation conduit à une baisse de l'efficacité énergétique du procédé.
- La taille des rehausseurs est importante. Plus la longueur du rehausseur est proche de la hauteur du lit, plus la phase active contenue dans le rideau granulaire sera importante. Une efficacité maximum du four est obtenue pour une taille de rehausseurs possédant un ratio l_1/l_2 compris entre 0.75 et 1.25.
- L'étude de sensibilité sur les quatre paramètres A , B , C , et D montre que le paramètre le plus influent sur les transferts de chaleur est le paramètre A . En effet, il décrit les transferts convectifs entre le rideau de matériaux et les gaz chauds. Une diminution de ce paramètre conduit à une augmentation du paramètre C et des transferts entre la paroi et les matériaux. Ainsi, l'intensification des transferts thermiques dans les fours rotatifs passe principalement par une augmentation de la surface de transferts du rideau de matériaux.
- La longueur optimale du four est principalement impactée par le taux de remplissage du rideau en matériaux. Plus le taux de remplissage f_C/f_T est faible, plus la taille du four est importante. La longueur dépend aussi du débit de matériaux. En effet, pour de forts débits, la longueur du four est augmentée. La détermination de la longueur optimale est aussi un paramètre crucial dans l'intensification de l'efficacité énergétique des fours rotatifs.

Pour conclure ce chapitre, une augmentation de la longueur optimale conduit à une augmentation de la surface de contact entre la paroi et l'environnement, et par conséquent, des pertes énergétiques. Pourtant, ces pertes peuvent être limitées par le développement de la zone de régénération en augmentant la température en paroi. Toutefois, la paroi ne peut pas être isolée. En effet, la température de paroi ne peut pas atteindre des températures trop importantes afin d'éviter une dégradation au niveau des matériaux et de la paroi du four. Par conséquent, l'ajout d'une seconde enveloppe sur la paroi du four jouant le rôle d'un échangeur de chaleur permettrait de maintenir une température de paroi proche de celle observée sans échangeur, et de récupérer la chaleur fatale perdue en paroi. La chaleur fatale perdue en paroi dépend principalement des conditions opératoires et de la longueur du four rotatif. Dans le cas étudié, la longueur du four est optimale et la quantité de chaleur dissipée en paroi est de l'ordre de 60 à 70 kW. Cette chaleur est dite de « qualité moyenne » avec des températures de paroi T_p comprises entre 450 et 500 K.

Dans le prochain chapitre, l'étude d'un échangeur de chaleur appliqué en paroi de four rotatif est proposée afin de récupérer la chaleur fatale observée en paroi et dans les fumées. Dans ce chapitre, le développement d'un pilote semi-industriel est présenté afin d'étudier les transferts de chaleur et d'estimer le nombre de Nusselt de l'équipement.

Chapitre 3

Caractérisation des transferts thermiques dans l'échangeur de chaleur

1. Introduction

Le principal objectif de ce chapitre est de présenter le matériel et les méthodes utilisées pour l'étude des transferts de chaleur dans un échangeur thermique, dédié à la récupération de la chaleur fatale des fours rotatifs. Ce chapitre se concentre sur le développement d'un pilote d'essai et sur le transfert des données expérimentales vers le modèle 1-D de four rotatif présenté dans le chapitre 2. Le développement du pilote d'essai a été décomposé en plusieurs étapes : une première de conception et d'élaboration, une seconde d'instrumentation et de mises aux points, et enfin une dernière d'expérimentations.

Le pilote expérimental instrumenté permet de déterminer le nombre de Nusselt Nu caractérisant les transferts de chaleur entre la paroi et le fluide. L'utilisation de paramètres sans dimension permet d'effectuer une extrapolation de l'échangeur sur un cas industriel. A la fin de ce chapitre, une extrapolation de l'échangeur sur un four utilisé en centrale d'enrobage est proposée à partir du modèle énergétique 1-D développé précédemment.

Dans l'échangeur, la paroi du four est mise en contact par un fluide en mouvement, conduisant à des transferts de chaleur par convection. La quantité de chaleur échangée par convection est établie par la loi de Newton et dépend de plusieurs paramètres :

- la différence de température entre le fluide et la surface solide ($T_s - T_\infty$),
- la surface d'échange dS ,
- le coefficient de transfert h , incluant les propriétés physiques du fluide, la vitesse du fluide, l'état de surface de la paroi ou encore ses caractéristiques géométriques.

$$\frac{d\dot{Q}}{dt} = h(T_s - T_\infty)dS \quad (3.1)$$

Le principal problème dans la détermination du flux de chaleur pariétal réside dans l'estimation du coefficient de transfert de chaleur h . Ce coefficient d'échange dépend principalement de la vitesse moyenne $\bar{U}$ du fluide et de ses propriétés physiques telles que sa masse volumique ρ , sa chaleur spécifique Cp , sa conductivité thermique λ ou sa viscosité cinématique ν . La géométrie de la paroi est un acteur important à ne pas omettre dans l'estimation du coefficient de transfert.

$$h = h(\bar{U}, \nu, \rho, Cp, \lambda, D_h); (W.m^{-2}.K^{-1}) \quad (3.2)$$

Afin de répondre à l'exigence de tous ces paramètres, l'analyse dimensionnelle semble être la méthode la plus appropriée dans la détermination de l'expression du coefficient de transfert h . La résolution des équations aux dimensions permet de déterminer des nombres adimensionnels tels que le nombre de Reynolds Re , le nombre de Nusselt Nu ou encore le nombre de Prandtl Pr utiles à la caractérisation des phénomènes de transfert convectif. Le principal objectif des expérimentations est de déterminer un nombre de Nusselt Nu , caractérisant le phénomène de transfert pour la géométrie et les conditions opératoires de l'échangeur.

2. Banc d'essai expérimental

2.1. Présentation générale du banc d'essai

La détermination du coefficient de transfert h de l'échangeur de chaleur a été réalisée à partir d'expérimentations effectuées sur un four rotatif pilote instrumenté à échelle semi-industrielle.

Le pilote est composé de deux cylindres concentriques. Un premier est en acier de 5 mm d'épaisseur décrit un four rotatif, avec son rayon R_i de 170 mm et sa longueur L_{four} de 1750 mm (Figure 3.1). Ce cylindre est mis en mouvement par un moteur asynchrone permettant au four d'atteindre une vitesse de rotation comprise entre 0 et 74 $tr.min^{-1}$.

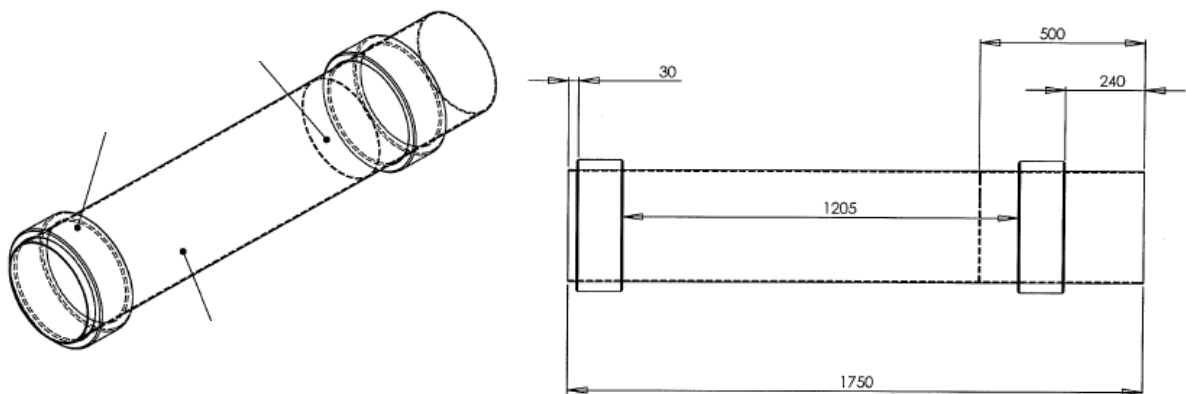


Figure III-1 Schéma du cylindre intérieur décrivant le four.

Le second cylindre, placé au-dessus du four, est composé de deux demi-coques en acier, formant un échangeur, de rayon R_e de 210 mm et d'une longueur L de 905 mm (Figures 3.2 et 3.3). Ces deux cylindres composent un entrefer d'épaisseur $e = (R_e - R_i)$ de 40 mm, où est imposé un flux d'air compris entre 20 et 250 $m^3.h^{-1}$. A l'intérieur du four, le chauffage de la paroi s'effectue grâce à un dispositif de résistances électriques d'une puissance totale de

10.2 kW. Ainsi, cette méthode permet de mimer l'énergie fournie par un brûleur fonctionnant au gaz naturel ou au fioul dans le cas industriel. En effet, le banc d'essai est équipé d'un chauffage électrique par résistance pour des raisons pratiques et de sécurité imposées par le laboratoire. Ces résistances permettent d'obtenir l'énergie nécessaire au chauffage du four et de la paroi. Le pilotage des organes de puissance (moteur, résistances) et l'acquisition des mesures de température et de vitesse sont accomplis par un logiciel développé sous DasyLab®. Afin de simplifier l'étude des transferts de chaleur, aucune circulation de matériaux ou de gaz dans le four n'est effectuée. Le flux de chaleur est ainsi contrôlé dans l'enceinte fermée du four afin d'obtenir un flux de chaleur constant en paroi.

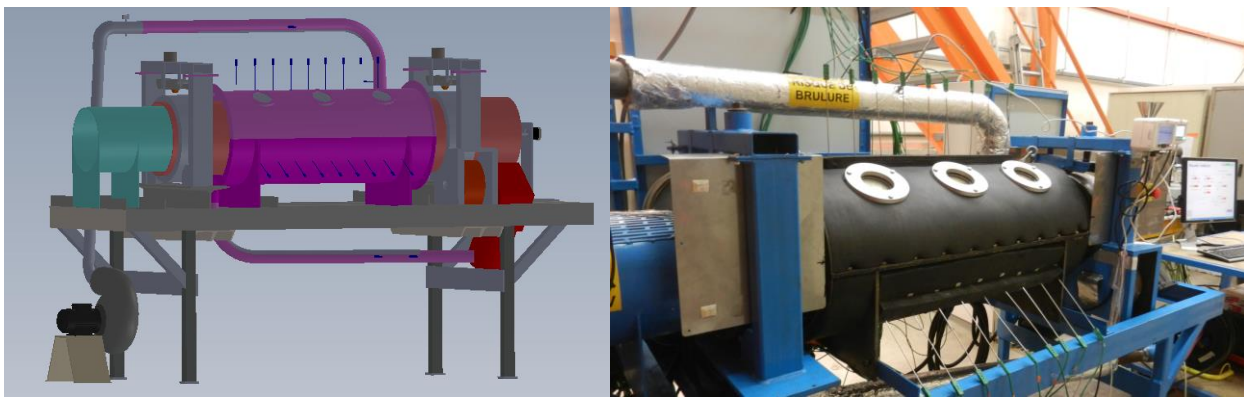


Figure III-2 La figure de gauche représente schématiquement l'échangeur pilote développé et la figure de droite présente le pilote de laboratoire.

2.2. Echangeur de chaleur

L'échangeur de chaleur est constitué de deux demi-coques en acier de 5 mm d'épaisseur. Ces deux demi-coques viennent entourer le four pour créer un espace annulaire entre les deux cylindres (Figures 3.3 et 3.4). Ces deux demi-coques sont liées entre elles par une dizaine de boulons fixés à chaque extrémité, assurant l'étanchéité à ce niveau.

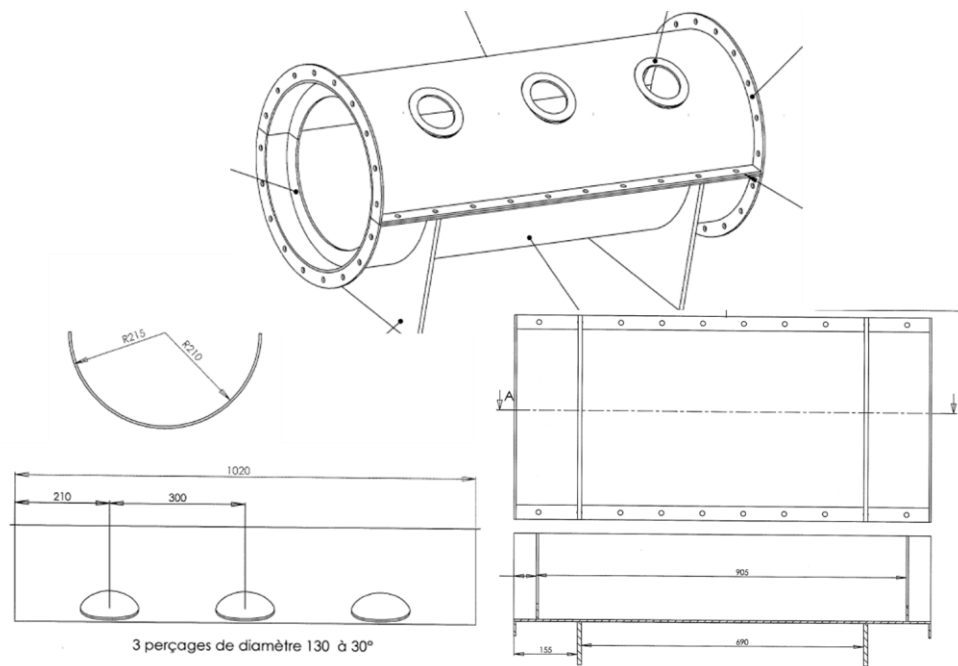


Figure III-3 Schémas des deux demi-coques formant l'échangeur de chaleur.

L'une des difficultés majeures rencontrées fut la conception d'un dispositif d'étanchéité aux extrémités de l'échangeur, entre la partie fixe de l'échangeur et la partie mobile du four. Ce dispositif doit réduire au maximum les pertes de débit dans l'échangeur. Les contraintes étaient multiples du fait des conditions d'utilisation de l'échangeur appliqué sur une paroi en mouvement et chauffée (température de paroi au niveau du four comprise entre 150 et 200°C). La solution retenue pour accomplir l'étanchéité de l'échangeur fut un joint en silicone et un joint bavette, résistant aux fortes températures et tous deux fixés sur la partie fixe de l'échangeur.

Ouvertures pour les
mesures thermiques
en paroi de four

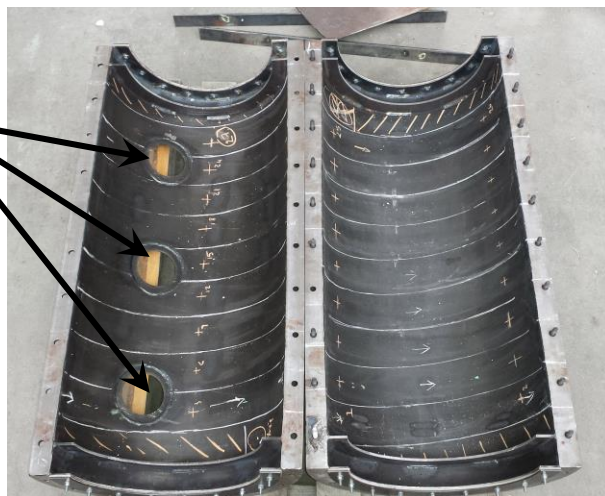


Figure III-4 Présentation des demi-coques de l'échangeur de chaleur avec ses trois cavités permettant l'ajout de hublots pour les mesures I-R.

La demi-coque supérieure de l'échangeur est équipée de trois cavités munies de hublots laissant apparaître une partie de la paroi intérieure du four en rotation (Figure 3.4). Ces trois fenêtres laissent un champ de vision pour la caméra infrarouge utilisée lors de l'estimation de la température en paroi du four rotatif. Ces hublots sont fabriqués en borosilicate, un matériau donnant accès aux longueurs d'onde comprises entre 7 et 14 μm essentielles pour l'utilisation d'une caméra infrarouge. Enfin, les pertes vers le milieu extérieur sont réduites au minimum par l'ajout d'un isolant de 50 mm d'épaisseur en surface de l'échangeur, sauf au niveau des trois hublots de mesure.

2.3. Dispositif de chauffage

Le flux de chaleur fourni en paroi de four est délivré par quatre résistances électriques à ailettes confinées dans un volume de 0.082 m^3 à l'intérieur du cylindre (Figure 3.5). Ces résistances sont fixées sur un support en acier et insérées au niveau de l'entrée du four (Figure 3.6). Deux types de résistances électriques sont utilisés, une première référence délivrant une puissance de 4 kW mesurant 920 mm et une seconde délivrant 1.5 kW mesurant 770 mm.

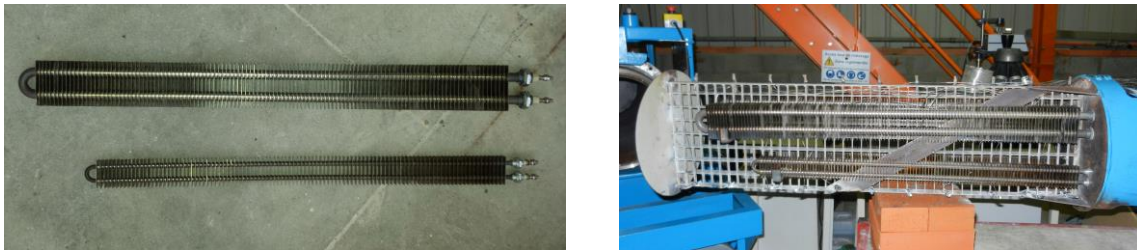


Figure III-5 Résistances électriques permettant d'obtenir le flux de chaleur désiré en paroi.

La puissance délivrée par les résistances électriques dans le four est contrôlée manuellement par deux potentiomètres situés sur le logiciel de supervision du pilote d'essai. La résolution des résistances est de 80 W pour les résistances de 4 kW et de 30 W pour les résistances de 1.5 kW.

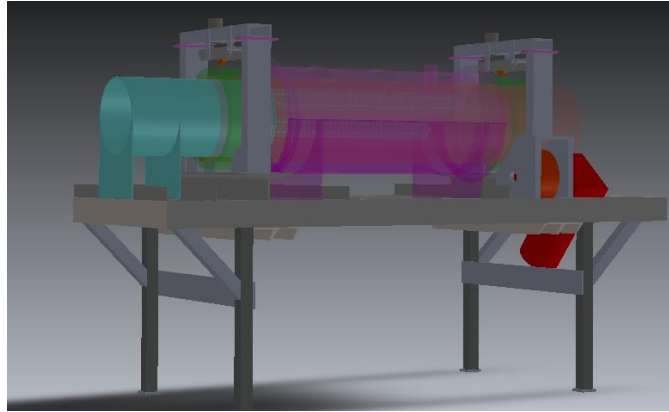


Figure III-6 Implantation du porte résistance sur le pilote d'essai.

La puissance matérielle délivrée par les résistances électriques a été estimée à partir de mesures réalisées sur la tension U et sur le courant I traversant les câbles d'alimentation des résistances. Les mesures effectuées ont été reportées sur la Figure 3.7. Elle présente la puissance électrique délivrée en fonction de la valeur indiquée par le potentiomètre sur le logiciel de supervision.

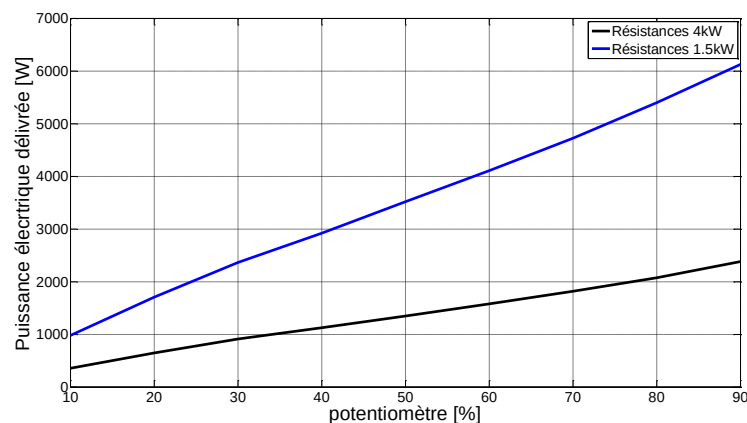


Figure III-7 Puissance des résistances.

2.4. Dispositif d'entrée et d'extraction de l'air

Sur le pilote, le flux d'air est mis en mouvement par un ventilateur situé en amont de l'échangeur (Figure 3.8). Le débit d'air, de $250 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, délivré par le ventilateur, est ajusté par une vanne positionnée en aval de l'échangeur, et contrôlé par un anémomètre à fils chauds placé sur une conduite possédant 1 mètre de longueur droite. Le principe de l'anémomètre à fils chauds consiste à chauffer un fil métallique en y faisant traverser un courant électrique. Avec l'augmentation de la vitesse de l'air, le fil est refroidi et la résistance électrique diminue. Une évaluation de la résistance électrique donne une estimation de la vitesse pour un point

précis de la section. Le débit d'air traversant l'échangeur est ensuite estimé par une intégration sur plusieurs points de mesure de la section.

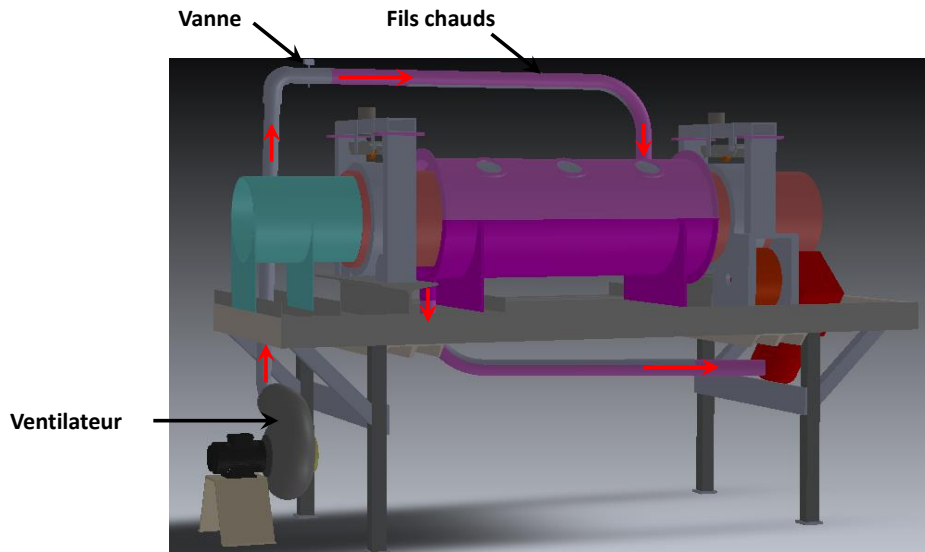


Figure III-8 Dispositif d'entrée de l'air dans l'échangeur, avec sa sonde à fils chauds mesurant la vitesse d'entrée de l'air dans l'échangeur.

Après une estimation du débit, l'air est injecté au niveau de la demi-coque supérieure de l'échangeur de façon tangentielle à l'aide d'une conduite en acier de 53 mm de diamètre. Après une circulation dans l'entrefer autour de la paroi du four, l'air chaud est évacué en partie basse de l'échangeur. L'entrée de l'air est tangentielle afin de faciliter le développement de l'écoulement vers un écoulement turbulent dès l'entrée de l'air dans l'échangeur, en diminuant au maximum la région de transition.

2.5. Système d'entraînement

Le four est entraîné par un moteur électrique asynchrone d'une puissance de 2.2 kW, tournant à une vitesse de 1500 tr.min^{-1} . Le moteur est muni d'un motoréducteur réduisant sa vitesse d'un rapport 11.6. Ensuite, le four est monté sur ce galet métallique de 230 mm de diamètre afin d'y être entraîné par contact. Etant donné le rapport entre les rayons du galet et du four qui est de 1.7, la vitesse maximum atteinte par le four est de 74 tr.min^{-1} . L'ajustement de la vitesse de rotation du four s'effectue par un variateur de vitesse placé sur le moteur. L'axe de rotation du four est maintenu par cinq autres petits galets fixés sur roulement afin de guider le cylindre dans sa rotation (Figure 3.9).



Figure III-9 Système d'entrainement du four rotatif.

2.6. Pilotage et supervision

La commande des potentiomètres activant les puissances électriques des résistances, du moteur et du ventilateur est effectuée à partir d'un programme de supervision (Figure 3.10). Ce programme réalisé sous DasyLab® par la société MD electronics permet d'exécuter et de contrôler les équipements de puissance à l'aide des boutons marche/arrêt et de consigne.

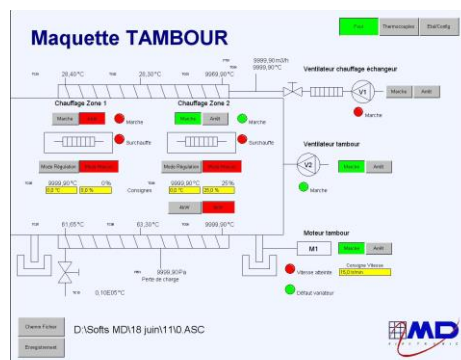


Figure III-10 Programme de supervision du banc d'essai.

3. Moyens de mesure

Afin d'étudier les transferts de chaleur au cours des expérimentations, l'échangeur a été équipé de nombreux moyens de mesure (Figure 3.11). La température de la paroi du four en rotation est évaluée par le biais d'une caméra infrarouge au niveau des trois hublots situés sur la demi-coque supérieure de l'échangeur. La température de l'air est évaluée à partir de 49 thermocouples reliés à une centrale d'acquisition lente (1 Hz). Ces thermocouples sont implantés dans différentes zones du pilote : au niveau de l'entrée et de la sortie de l'échangeur, dans l'entrefer et à l'intérieur du four. Le débit et l'humidité de l'air circulant dans l'échangeur sont contrôlés par une sonde anémométrique. Enfin, la vitesse de rotation du four est contrôlée par une caméra.

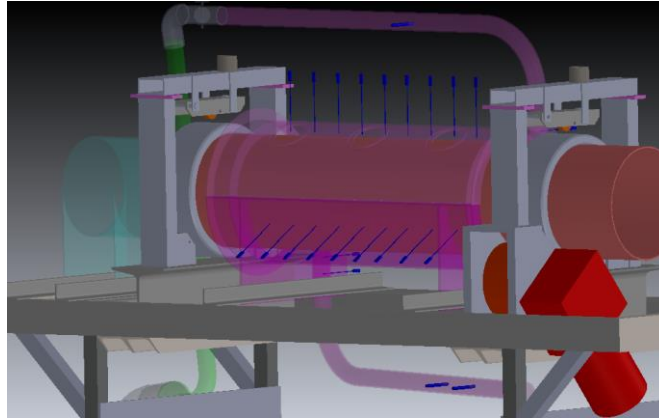


Figure III-11 Pilote d'essais instrumenté de ses thermocouples schématisés en bleu sur le plan.

3.1. Thermographie infrarouge

La mesure de la température de la paroi du four confinée dans l'échangeur est effectuée à l'aide d'une caméra infrarouge. Elle vise les trois hublots de mesure fixés sur la demi-coque supérieure de l'échangeur. Dans un premier temps, la caméra infrarouge a été calibrée sur un corps noir placé derrière le hublot. La calibration de la caméra infrarouge est une étape importante car le rayonnement enregistré par la caméra se compose de l'émission, de la transmission et de la réflexion des objets se trouvant dans le champ de la caméra. La transmission d'un matériau décrit sa capacité à laisser passer les rayons infrarouges. Pour nos trois hublots, une transmission de 0.77 a été déterminée. Cette transmission élevée indique que la mesure infrarouge est réalisée sur l'objet situé derrière le hublot, dans ce cas la paroi du four. L'émission d'un matériau décrit sa capacité à émettre des rayons infrarouges. Cette capacité est indiquée par l'émissivité. Afin de contrôler et d'assurer une émissivité uniforme de la paroi du four, elle a été peinte en noir ($\varepsilon_{int} = 1$).

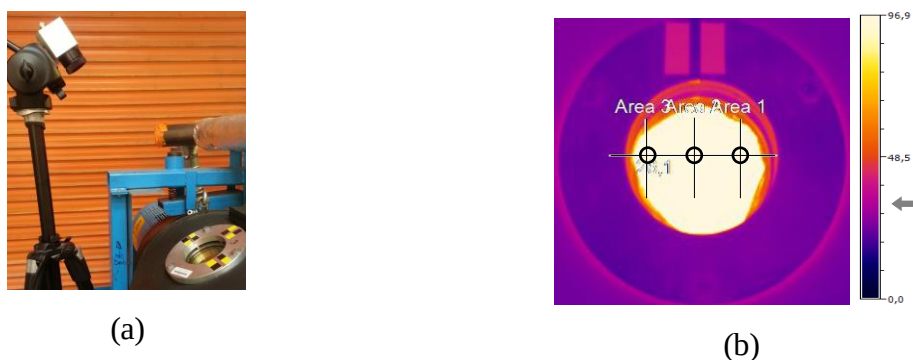


Figure III-12 Mesure de la température de paroi du four confinée dans l'échangeur à partir d'un hublot et d'une caméra infrarouge PI450. La figure (a) présente la caméra infrarouge installée sur son pied visant un hublot de mesure. La figure (b) présente les trois zones de mesure de la température à travers le hublot. La position des zones de mesure est présentée dans le tableau 2.

La caméra infrarouge utilisée lors des expérimentations est une PI450 de la marque optris. Elle possède une résolution infrarouge de 382/288 pixels, une sensibilité de 0.1 K , et une fréquence d'acquisition de 80 Hz . La résolution de la caméra est importante car elle décrit le nombre de points de mesure de température enregistrés. D'après les données fournies par le fabricant, la caméra infrarouge peut être utilisée dans une gamme de températures comprises entre 0 et 900°C avec une erreur relative de $\pm 2\%$.

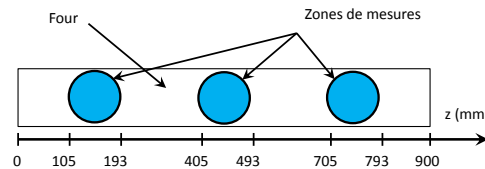
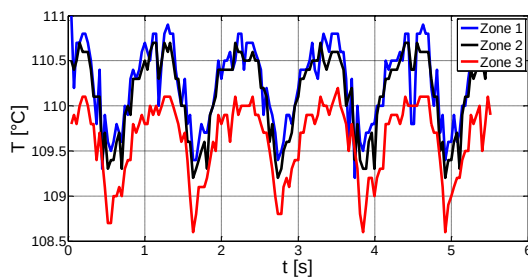


Figure III-13 Zones visibles par la caméra infrarouge au niveau du four.

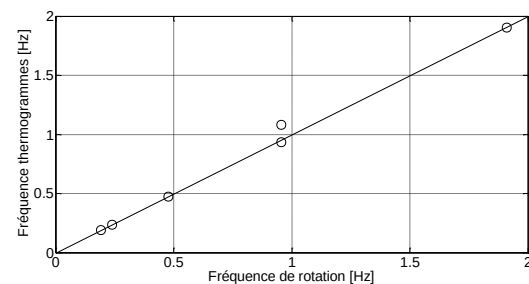
Tableau III-1 Position suivant l'axe z des zones de mesure de la température de paroi.

hublot	1			2			3		
$T_{p,i}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$z\text{ (mm)}$	131	158	190	432	458	490	731	758	790

Au cours des mesures, la caméra est inclinée de 45° et positionnée face aux hublots de mesure à une distance de 500 mm . Cette distance a été estimée à partir des propriétés optiques de l'objectif afin de visualiser la totalité du hublot dans le champ de vision. Les mesures sont effectuées individuellement hublot par hublot pour les trois zones d'étude (Tableau 3.1) d'une surface $S_{IR} = 0.28\text{ cm}^2$ (Figure 3.13). La caméra est fixée sur un trépied lui permettant de prendre trois positions différentes (Figure 3.13) afin de couvrir l'ensemble des hublots. Pour chaque hublot, les mesures de température sont enregistrées durant 60 secondes afin d'éliminer le bruit observé durant les mesures. Le bruit observé lors des mesures de température en fonction du temps est reporté sur la Figure 3.14a.



(a)



(b)

Figure III-14 Thermogrammes en fonction du temps obtenus à partir des mesures de température de paroi par thermographie IR à travers le hublot pour les trois surfaces d'étude. Confrontation de la fréquence des thermogrammes de la température de paroi en fonction de la fréquence de rotation du four.

Sur les mesures infrarouges reportées sur la Figure 3.14(a), des fluctuations de la température en paroi sont observées en fonction du temps. La fréquence d'oscillation des fluctuations de la température a été comparée à la fréquence de rotation du four (Figure 3.15(b)). Les résultats obtenus pour plusieurs vitesses de rotation indiquent que la fluctuation de la température en paroi est imputable à la rotation du four. Ces différences de température en paroi s'expliquent par l'observation d'un point chaud au niveau de la soudure du four.

3.2. Thermocouples

Durant les expérimentations, d'autres mesures de température ont été effectuées à partir de thermocouples. Deux thermocouples sont positionnés en amont de la section d'étude afin de mesurer la température d'injection de l'air $T_{entrée}$. La température de l'air à l'entrée est considérée homogène, la variation de température étant inférieure à 1 °C. En aval de la section d'étude, la température de sortie T_{sortie} est mesurée à l'aide de deux thermocouples installés à la sortie de l'échangeur. Dans l'échangeur, les mesures de température $T_{a,i}$ sont réalisées au centre de la veine fluide suivant l'axe r ($r = 190 \text{ mm}$) à l'aide de 27 thermocouples de type K suivant une hélicoïde autour du four, selon l'axe z . La position des thermocouples suivant l'axe z et θ du pilote est reportée dans le Tableau 3.2 et la Figure 3.15 avec i compris entre 42 et 59.

Les thermocouples de type K utilisés lors de l'acquisition de la température au centre de la veine fluide de l'échangeur se composent d'une gaine en acier réfractaire de 1.5 mm de diamètre et d'une longueur de 100 mm. La plage de mesure de ce type de thermocouple est comprise entre 0 et 1100°C.

Tableau III-2 Position des thermocouples dans la veine fluide de l'échangeur

$T_{a,i}$	42	43	44	45	46	47	48	49	50
z (mm)	45	82	120	137	176	205	227	273	294
θ (°)	330	210	90	330	210	90	330	210	90
$T_{a,i}$	51	52	53	54	55	56	57	58	59
z (mm)	313	354	383	398	441	469	482	533	558
θ (°)	330	210	90	330	210	90	330	210	90
$T_{a,i}$	60	61	62	63	64	65	66	67	68
z(mm)	572	621	647	662	708	739	752	800	821
θ (°)	330	210	90	330	210	90	330	210	90

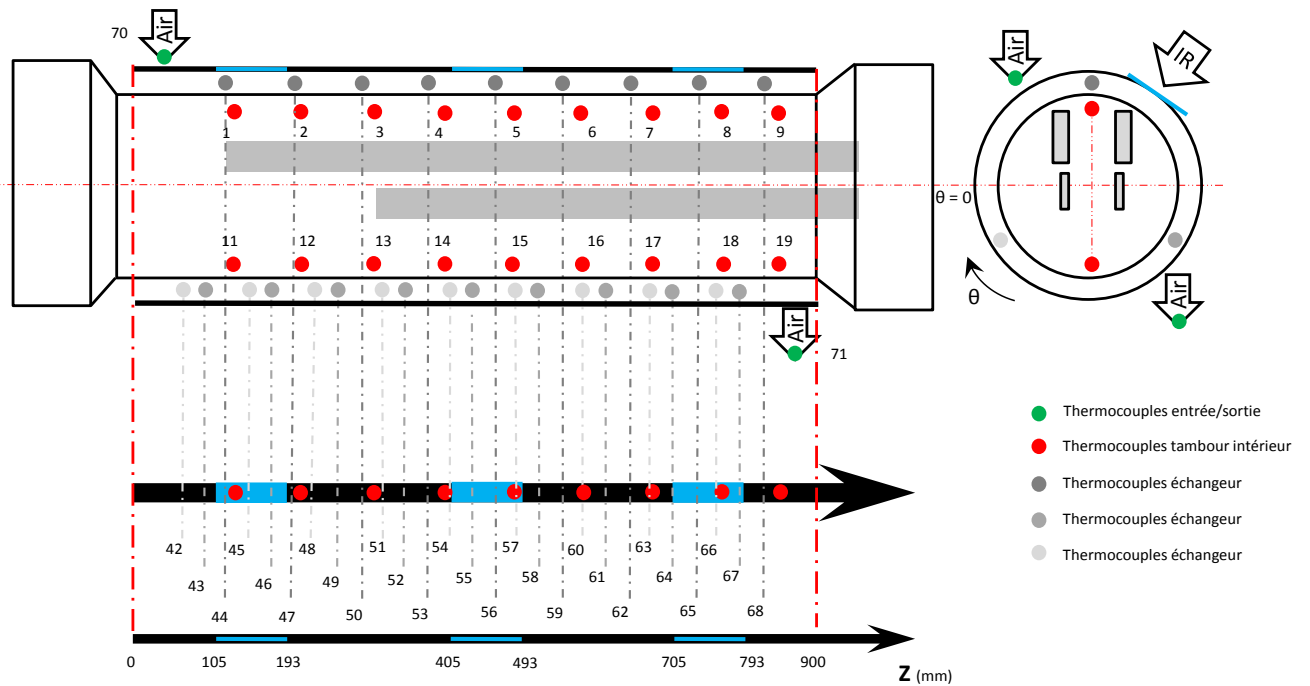


Figure III-15 Position des mesures thermiques sur le pilote.

L'acquisition des 27 thermocouples de mesure est accomplie par un système d'acquisition lent 1 Hz. Les données récoltées par la centrale d'acquisition sont ensuite transmises à un PC via une liaison USB 2.0.

Des mesures de température dans le four $T_{f,i}$ ont été effectuées en bas et au sommet de la paroi du four en $r = 160 \text{ mm}$ grâce à 18 thermocouples de type K identifiés par les indices i compris entre 1 et 19. Ces thermocouples permettent d'obtenir une information sur les températures observées en proche paroi intérieure du four. La position des thermocouples sur l'axe z et θ est reportée dans le Tableau 3.3 et la Figure 3.15

Tableau III-3 Position des thermocouples dans le four rotatif.

$T_{f,i}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$z \text{ (mm)}$	125	215	305	385	485	575	665	755	845
$\theta \text{ (}^\circ\text{)}$	90	90	90	90	90	90	90	90	90
$T_{f,i}$	11	12	13	14	15	16	17	18	19
$z \text{ (mm)}$	125	215	305	385	485	575	665	755	845
$\theta \text{ (}^\circ\text{)}$	270	270	270	270	270	270	270	270	270

La chaîne d'acquisition composée de thermocouple a été étalonnée à partir de deux thermocouples étalons fournis par le service métrologie de l'IFSTTAR. Ces thermocouples étalons ont été plongés dans une eau à température ambiante à 18°C et ensuite dans une eau à ébullition à 98°C . Ces deux thermocouples étalons ont permis d'étalonner la chaîne de mesure fournissant une précision de $\pm 2^{\circ}\text{C}$ sur la température dans une gamme d'étude comprise entre 18 et 100°C .

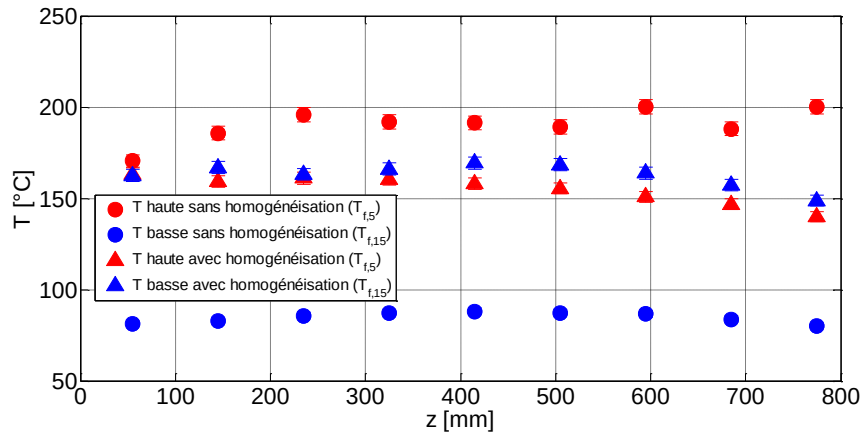


Figure III-16 Mesures de température dans le four.

Pour les thermocouples implantés dans le four, les premières expérimentations ont révélé un gradient important de température entre la partie basse et la partie haute du four. La convection naturelle formée à la base des résistances électriques à l'intérieur du four favorise le développement d'un important gradient de température suivant r (Figure 3.16). Afin de lutter contre ce gradient, une ventilation interne a été placée dans le four pour obtenir une température homogène suivant l'axe r .

3.3. Sondes à fils chauds

La détermination du débit d'air circulant dans l'échangeur s'effectue par une mesure anémométrique à fils chauds dans un écoulement établi en conduite (Figure 3.8). La longueur rectiligne nécessaire à l'établissement de l'écoulement dans une conduite est de 80 à 100 fois le diamètre de la conduite entre l'organe de mesure et la source de perturbation. Dans ce cas d'étude, ne disposant que d'un tube de 140 mm de long et de 53 mm de diamètre, l'anémomètre a été placé au $2/3$ de la longueur droite (Figure 3.17). Cette position permet de limiter au maximum les perturbations associées aux coudes situés en amont et en aval du tube. Cette mesure de la vitesse est associée à un thermocouple afin d'estimer la masse volumique de l'air, et ainsi déterminer le débit massique d'air parcourant l'équipement.

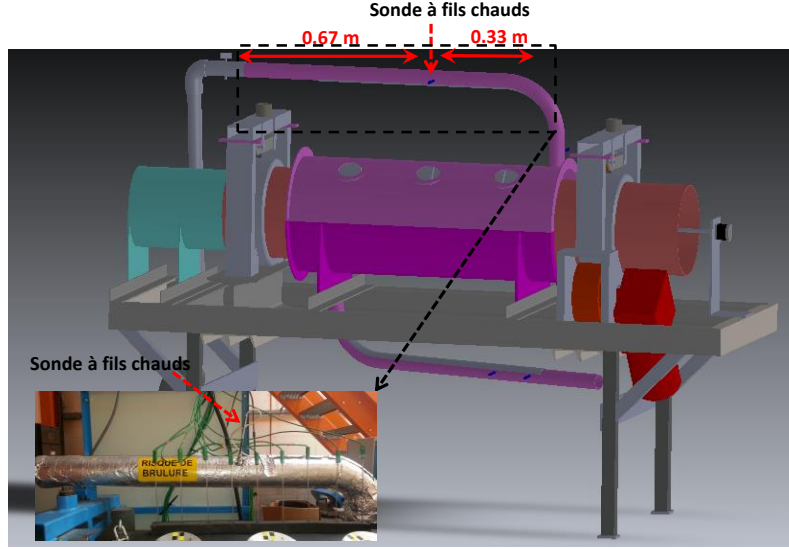


Figure III-17 Implantation de la sonde à fils chauds avant injection dans l'échangeur.

D'après le fabricant, l'échelle de mesure de la sonde à fils chauds utilisée est comprise entre 0 et $30 \text{ m.s}^{-1} \pm 0.1 \text{ m.s}^{-1}$ pour des températures d'air comprises entre 0 et $50^\circ\text{C} \pm 0.5^\circ\text{C}$. L'erreur relative des mesures de vitesse est de 3%.

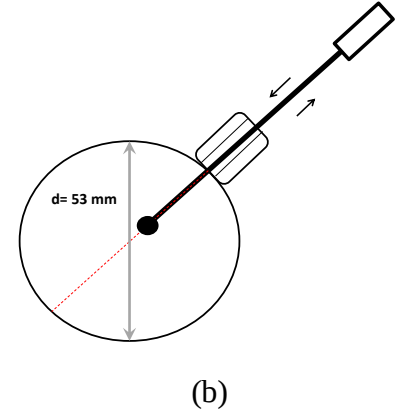
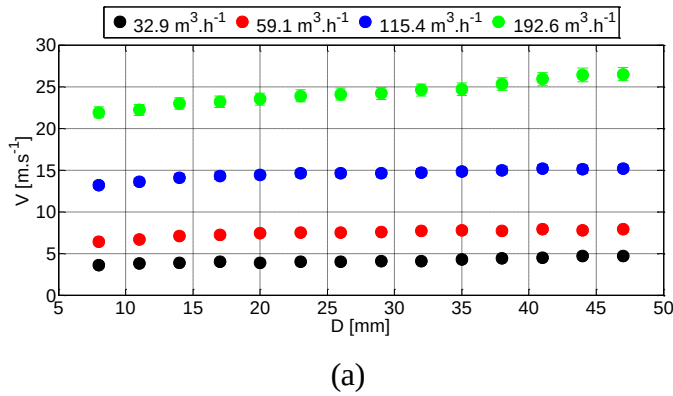


Figure III-18 La figure (a) présente les profils de vitesses estimés dans la conduite d'entrée de l'échangeur pour différents débits. La figure (b) est une coupe de la conduite d'entrée avec sa sonde à fils chauds se déplaçant dans la section d de la conduite.

Les profils de vitesse pour différents débits d'entrées ont été réalisés afin d'estimer le débit d'air transitant dans l'échangeur (Figure 3.18). Ces profils de vitesse semblent être uniformes avec une allure caractéristique des profils turbulents rencontrés en conduite. En proche paroi, la couche limite n'a pas été examinée du fait de la taille importante de la sonde de mesure. L'estimation du débit $\dot{m}_{air}$ est réalisée par une intégration des vitesses mesurées à différentes positions r dans la section droite de la conduite.

$$\dot{m}_{air} = \bar{v}_{conduite} S_{conduite} \rho_{air} \quad (3.8)$$

Avec, $\bar{v}_{conduite}$ la vitesse moyenne de la conduite obtenue par intégration, $S_{conduite}$ la section de la conduite, et ρ_{air} la masse volumique de l'air entrant dans l'échangeur. La masse volumique de l'air est estimée à partir de la température d'entrée de l'air, ainsi que de son humidité relative mesurée par une sonde hygrométrique.

$$\rho_{air} = \frac{P}{R_h T} \quad (3.3)$$

La masse volumique de l'air humide est déterminée à partir de la loi des gaz parfaits, avec P la pression de l'air estimée par les relevés météorologiques, T la température en K , et R_h la constante spécifique de l'air.

$$R_h = \frac{R/M_a}{1 - (HR P_{sat}/P)(1 - M_v/M_a)} \quad (3.4)$$

Avec, R la constante universelle des gaz parfaits, M_a et M_v , respectivement la masse molaire de l'air et de la vapeur d'eau, P_{sat} la pression de vapeur saturante estimée par la corrélation de Clapeyron, et HR l'humidité relative de l'air mesurée à l'aide d'une sonde hygrométrique.

La plage de fonctionnement de la sonde hygrométrique est comprise entre 5 et 95% avec une précision de 0.1 %. L'erreur relative sur les mesures d'humidité est estimée par le constructeur à 1.5%.

3.4. Vitesse de rotation du four

La vitesse de rotation du four est évaluée à partir d'une caméra de mesure. La caméra utilisée lors des expérimentations est une HERO4 black de la marque GoPro. Elle possède une résolution d'image de 1920/1080 pixels pour une fréquence d'acquisition de 120 Hz. Cette caméra permet d'obtenir une mesure de la vitesse du four dans une gamme comprise entre $0 - 74 \text{ tr.min}^{-1}$ avec une précision de 0.6 tr.min^{-1} et une erreur relative de 1% sur les mesures.

4. Méthode

4.1. Protocole expérimental

La première étape est la mise en fonctionnement de l'équipement. Elle regroupe l'alimentation électrique des quatre résistances électriques, le lancement du moteur assurant la rotation du four et le démarrage de la ventilation fournissant le débit d'air à l'échangeur. Avant d'effectuer une acquisition des mesures, le pilote doit atteindre son régime permanent.

Le régime permanent est considéré comme établi quand les températures $T_{a,i}$, $T_{f,i}$ et T_{sortie} enregistrées par la chaîne d'acquisition du pilote d'essai sont stabilisées. La stabilité des profils de température est obtenue quand $\Delta T = T_{i,t+1} - T_{i,t} < 1^\circ C$ (Figure 3.19).

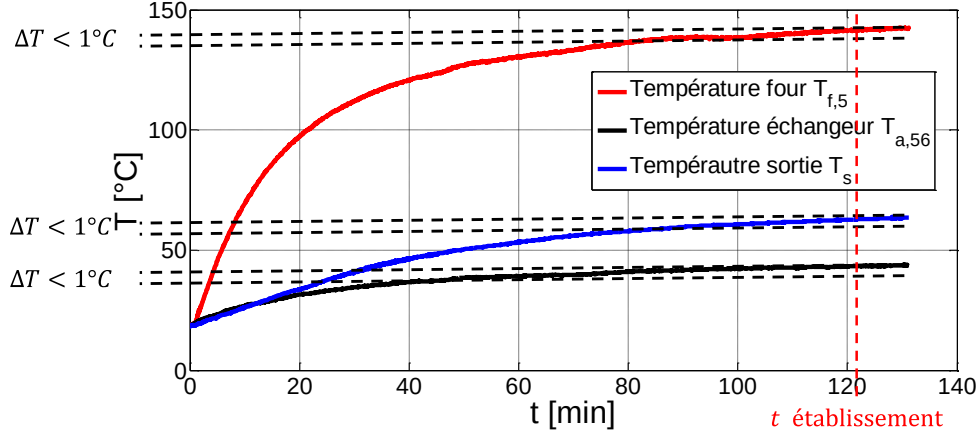


Figure III-19 Profils de température dans le four, l'échangeur et en sortie de l'échangeur en fonction du temps.

L'acquisition des températures dans l'échangeur, de la vitesse d'entrée de l'air et des températures de paroi est réalisée durant un temps $T_{aq} = 60$ s. Enfin, l'acquisition de la vitesse de rotation est accomplie par une capture des images du four en rotation.

4.2. Paramètres sans dimension

Les nombres sans dimensions interviennent particulièrement dans le domaine de la mécanique des fluides et des phénomènes de transferts pour exprimer la similitude entre différentes échelles.

Dans ce cas d'étude, un écoulement axial est confiné entre deux cylindres concentriques avec une paroi intérieure chauffée et en rotation. L'espace annulaire formé par les deux cylindres concentriques est alors caractérisé par deux paramètres géométriques : le rapport d'aspect $\Gamma = L/(R_e - R_i)$ et le facteur de forme $\eta = R_i/R_e$. Dans cette configuration, l'écoulement est connu sous le nom d'écoulement de Couette-Taylor-Poiseuille, et piloté par deux paramètres dynamiques : la vitesse de rotation du cylindre ω et la vitesse moyenne axiale du fluide $\bar{U}_z$ (Fenot *et al.*, (2011)). La structure de l'écoulement est le résultat de deux mécanismes. Le premier est lié à la rotation du cylindre intérieur et le second au débit d'air axial. La combinaison de ces deux mécanismes a largement été décrite dans la littérature et fait l'objet du quatrième chapitre.

Le pilote d'essai a ainsi été développé à partir de nombres sans dimensions appropriés. Pour la dynamique de l'écoulement étudiée, deux nombres de Reynolds sont pris en compte, un Reynolds axial Re_a et un Reynolds tournant Re_t .

Le nombre axial Re_a est défini à partir de la vitesse moyenne de l'écoulement $\bar{U}_z$ dans l'espace annulaire :

$$Re_a = \frac{\bar{U}_z D_h}{\nu_{air}} \quad (3.5)$$

Avec, D_h caractérisant le diamètre hydraulique $D_h = 4S/P$ et ν_{air} la viscosité cinématique à une température de référence T_{ref} .

Le nombre de Reynolds tournant Re_t permet de définir la stabilité de l'écoulement à partir de la vitesse de rotation ω :

$$Re_t = \frac{\omega R_1 D_h}{\nu_{air}} \quad (3.6)$$

Le nombre de Taylor est aussi couramment utilisé pour caractériser la stabilité de l'écoulement d'un fluide placé entre deux tubes concentriques. Il correspond au rapport des forces centrifuges sur les forces visqueuses.

$$Ta = \frac{\omega^2 R_1 (R_2 - R_1)^3}{\nu_{air}^2} \quad (3.7)$$

Enfin, la déstabilisation de l'écoulement de Taylor- Couette-Poiseuille peut être définie par la réunion des deux paramètres opérationnels de l'écoulement ; la vitesse de rotation ω et la vitesse débitante moyenne $\bar{U}_z$. Dans la littérature, ce paramètre de déstabilisation N est défini de la façon suivante :

$$N = \frac{\omega R_1}{\bar{U}_z} \quad (3.8)$$

Du point de vue de l'étude des transferts, conformément aux nombres de Reynolds, le diamètre hydraulique a été choisi pour déterminer le nombre de Nusselt. Il caractérise le rapport entre les transferts thermiques convectifs et les transferts thermiques conductifs à l'interface solide/fluide.

$$Nu = \frac{h D_h}{\lambda_{air}} \quad (3.9)$$

La conductivité thermique de l'air λ_{air} est calculée à partir de la température de référence.

La définition de ces paramètres sans dimensions permet de réaliser aisément un changement d'échelle. Ainsi, la géométrie et les paramètres opérationnels du banc d'essai ont été définis à

partir des paramètres sans dimensions évalués sur un four rotatif industriel, utilisé pour la fabrication de l'enrobé bitumineux.

4.3. Paramètres opérationnels

Les paramètres opérationnels de l'échangeur pilote ont été estimés à partir de données fournies par Le Guen, (2012) sur un four rotatif industriel utilisé en centrale d'enrobage. Ces données ont déjà été utilisées pour valider le modèle 1-D dans le chapitre 2. Sur le pilote d'essai, les propriétés géométriques de l'application de l'échangeur sur un four industriel caractérisées par η et Γ sont conservées (Tableau 3.4). La vitesse de rotation des fours rotatifs de centrales d'enrobage est comprise entre 2 et 9 tr.min⁻¹. Afin, de conserver les phénomènes physiques de l'écoulement dans l'échangeur liés à la rotation du four, la vitesse de rotation ω est adimensionnée par le nombre de Reynolds tournant Re_t . Enfin, le débit maximal $\dot{m}_{air}$ d'air circulant dans l'échangeur a été évalué à partir du débit maximal de fumées rencontrées en sortie de four par Le Guen, (2012). Les phénomènes physiques de l'écoulement liés au débit sont conservés par le nombre de Reynolds axial Re_a défini à partir de la vitesse axiale moyenne de l'écoulement $\bar{U}_z$ dans l'échangeur. Un inventaire des paramètres géométriques du four industriel et du pilote d'essai est présenté dans le Tableau 3.4 suivant :

Tableau III-4 Caractéristiques géométriques et conditions de fonctionnement du pilote expérimental.

	Cas industriel	Pilote d'essai
Facteur de forme (η)		0.809
Rayon du four rotatif (R_i) [m]	0.850	0.170
Rayon de l'échangeur (R_e) [m]	1.050	0.210
Epaisseur (e) [m]	0.200	0.040
Rapport d'aspect (Γ)		22.625
Longueur de l'échangeur (L) [m]	4.520	0.905
Nombre de Reynolds tournant (Re_t)	4450-20000	14-6980
Vitesse de rotation (ω) [tr/min]	2-9	0.1-74
Nombre de Reynolds axial (Re_a) [tr/min]	5500-16580	0-15000
Débit ($\dot{m}_a$) [m ³ /h]	100-300	0-250

La vitesse de rotation ω du banc d'essai est physiquement limitée à 74 tr.min⁻¹ afin d'éviter toute dégradation de l'équipement. Cette vitesse ne donne pas accès aux grands nombres de Reynolds tournants Re_t observés sur les fours industriels. Cette limitation est principalement

liée à la taille de l'équipement et à des questions de sécurité. En effet, pour atteindre un Re_t de 20000 observé sur le cas industriel, le pilote d'essai devrait tourner à une vitesse de 225 tr.min⁻¹.

Enfin, le flux thermique imposé dans le four a été maintenu à 1930W tout au long des expérimentations afin d'obtenir une température de paroi proche de celle rencontrée sur les fours rotatifs utilisés en centrale d'enrobage lors de l'élaboration de l'enrobé chaud. Cette énergie permet de conserver une température de paroi dans l'échangeur proche de 150°C pour de faibles nombres de Reynolds axiaux Re_a . Cette température de paroi T_p permet aussi d'éviter toute dégradation du banc d'essai.

4.4. Méthode expérimentale d'estimation du nombre de Nusselt

Les expérimentations effectuées sur le banc d'essai ont permis d'établir un nombre de Nusselt global $\overline{Nu}$ entre l'entrée et la sortie de l'échangeur, mais aussi un nombre de Nusselt local Nu_z au niveau de chaque hublot.

4.4.1. Nombre de Nusselt global

Le flux thermique ϕ_{recu} , transmis au débit d'air par la paroi du four et traversant l'échangeur, est lui estimé à partir de la quantité de chaleur échangée à pression constante. Cette quantité de chaleur échangée dépend du débit d'air $\dot{m}_{air}$ estimé à l'entrée de l'échangeur par une mesure de vitesse et des températures moyennes situées à l'entrée $T_{entrée}$ et à la sortie T_{sortie} .

$$\phi_{recu} = \dot{m}_a C_p (T_{sortie} - T_{entrée}) \quad (3.10)$$

Le flux thermique cédé $\phi_{cédé}$, par convection au niveau de la paroi du four est évalué à partir du coefficient de transfert h_{rotor} , des mesures de température en paroi $T_{p,i}$ et des mesures de température de l'air dans l'échangeur $T_{a,i}$.

$$\phi_{cédé} = h_{rotor} S_{rotor} (\langle T_p \rangle - \langle T_a \rangle) \quad (3.11)$$

Les demi-coques de l'échangeur en contact avec le milieu extérieur sont supposées adiabatiques. Par conséquent, l'énergie fournie au débit d'air dans l'échangeur ϕ_{recu} provient essentiellement de l'échange de chaleur avec la paroi du four $\phi_{cédé}$.

Ces deux estimations du flux thermique échangé au sein de l'équipement permettent une détermination du coefficient de transfert h_{rotor} entre la paroi du four en rotation et le flux d'air s'écoulant dans l'échangeur.

$$h_{rotor} = \frac{\dot{m}_{air} C_{p,air} (T_{sortie} - T_{entrée})}{S_{rotor} (\langle \bar{T}_p \rangle - \langle \bar{T}_a \rangle)} \quad (3.12)$$

Avec la température de paroi $\langle \bar{T}_p \rangle$ moyennée dans le temps et l'espace :

$$\langle \bar{T}_p \rangle = \frac{1}{N_{th,p}} \sum_1^{N_{th,p}} \bar{T}_{p,i} \text{ avec } 1 \leq i \leq N_{th,p} \text{ et } N_{th,p} = 9$$

S_{IR} est la surface d'acquisition de la caméra infrarouge et t_{aq} le temps d'acquisition de la température de paroi par la caméra infrarouge.

Et, $\langle \bar{T}_a \rangle$ la température moyennée dans le temps et l'espace :

$$\langle \bar{T}_a \rangle = \frac{1}{N_{th,p}} \sum_1^{N_{th,p}} \bar{T}_{a,i} \text{ avec } 1 \leq i \leq N_{th,p} \text{ et } N_{th,p} = 24 \quad (3.14)$$

L_a est la longueur d'acquisition des températures dans la veine fluide de l'échangeur et t le temps d'acquisition des thermocouples placés dans l'échangeur.

A partir du coefficient de transfert h_{rotor} , il est possible de calculer un nombre de Nusselt de l'équipement grâce au diamètre hydraulique de l'échangeur D_h et à la conductivité thermique de l'air λ_a déterminée à $\bar{T}_a$.

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{h} D_h}{\lambda_a} \quad (3.15)$$

4.4.2. Nombre de Nusselt local

Un nombre de Nusselt Nu_z a été estimé localement au niveau des trois hublots de mesure. La détermination du nombre de Nusselt local Nu_z se décompose en plusieurs étapes.

$$Nu_z = \frac{h_z D_h}{\lambda_{air}} \text{ avec } : h_z = \frac{\varphi_z}{(T_{p,i} - \langle T_{a,i} \rangle)} \quad (3.16)$$

Tout d'abord, la température de la paroi $\bar{T}_{p,i}$ est estimée à partir des mesures infrarouges sous chaque hublot. Ensuite, la température de l'air $\langle \bar{T}_{a,i} \rangle$ circulant dans la veine fluide de l'échangeur est mesurée au niveau de chaque hublot par trois thermocouples. Les indices i utilisés pour effectuer les moyennes spatiales de température de l'air $\bar{T}_{a,i}$ dans l'échangeur sont reportés dans le tableau 3.5.

Tableau III-5 Indices i utilisés lors de la moyenne spatiale de la température de l'air dans l'échangeur $\langle \bar{T}_{a,i} \rangle$.

i	Hublot 1	Hublot 2	Hublot 3
$\bar{T}_{p,i}$	1, 2, 3	4, 5, 6	7, 8, 9
$\langle T_{a,i} \rangle$	43, 44, 45, 46, 47	55, 56, 57, 58, 59	64, 65, 66, 67, 68

Enfin, une estimation de la densité de flux de chaleur fournie à la paroi φ_z au niveau des trois hublots est réalisée à partir de la densité de flux cédée en paroi $\varphi_{cédée} = \phi_{cédée}/S_{pa}$ et du profil de température en paroi T_p . Cette densité de flux de chaleur local φ_z fournie à la paroi est évaluée de la façon suivante (Figure 3.20) :

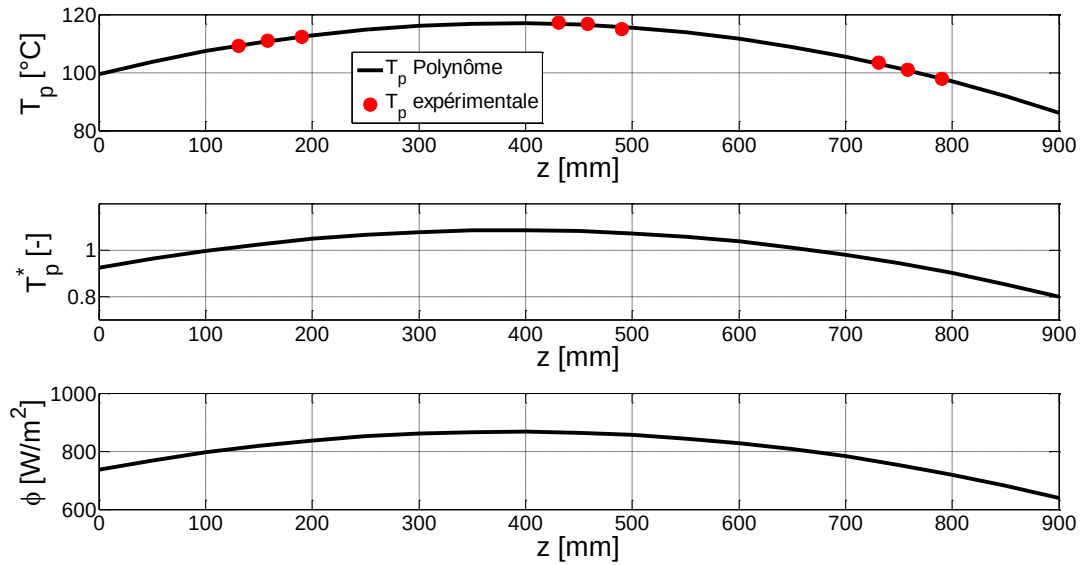


Figure III-20 Estimation de la densité de flux φ_z au niveau de la paroi du four.

Les neuf mesures de température infrarouge en paroi $\bar{T}_{p,i}$ ont permis d'estimer un polynôme d'ordre 2 décrivant le profil de température en paroi avec un coefficient de corrélation de 99 %. Le profil obtenu par le polynôme s'apparente au profil de température obtenu par les mesures effectuées en paroi sans échangeur de chaleur (Figure 3.22). Ensuite, une température moyenne spatiale en paroi $\langle \bar{T}_p \rangle$ du four est évaluée à partir du profil de température en paroi. Cette température moyenne $\langle \bar{T}_p \rangle$ permet de normaliser le profil de température T_p afin d'obtenir une répartition de la température $T_p^* = T_p / \langle \bar{T}_p \rangle$ au niveau de la paroi. Enfin, la densité de flux de chaleur φ_z est ainsi estimée grâce à la répartition de la température T_p^* au niveau de la paroi et à la densité de flux moyenne perdue en paroi $\varphi_{cédée}$. (Figure 3.20).

4.4.3. Incertitudes sur les mesures

Les mesures effectuées sur l'échangeur de chaleur sont exposées à des incertitudes liées aux appareils de mesure. L'incertitude sur les mesures du nombre de Nusselt a été déterminée à partir des incertitudes de mesures synthétisées dans le Tableau 3.6.

Tableau III-6 Incertitudes des appareils de mesure utilisés durant les expérimentations.

Mesures	Δ Mesures
T_a	$\Delta T = \pm 0.5 \text{ } ^\circ\text{C}$
T_p	$\Delta T = \pm 0.1 \text{ } ^\circ\text{C}$
v	$\Delta v = \pm 0.5 \text{ m/s}$
HR	$\Delta HR = \pm 0.1 \text{ \%}$
L	$\Delta L = \pm 0.001 \text{ m}$
D_h	$\Delta D_h = \pm 0.001 \text{ m}$

La propagation de l'erreur de mesure sur une variable générale découle de plusieurs paramètres $f = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$.

$$\Delta f = \left| \frac{\partial f}{\partial x_1} \right| \Delta x_1 + \left| \frac{\partial f}{\partial x_2} \right| \Delta x_2 + \dots + \left| \frac{\partial f}{\partial x_n} \right| \Delta x_n \quad (3.17)$$

Appliqué au nombre de Nusselt pour nos expérimentations, une incertitude relative moyenne de l'ordre de 6% est estimée.

$$\frac{\Delta Nu}{Nu} = \frac{\Delta h}{h} + \frac{\Delta D_h}{D_h} + \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \quad (3.18)$$

4.5. Plan d'expériences

Trois grandeurs peuvent varier indépendamment lors de nos essais : le débit d'air, la vitesse de rotation du four et la puissance de chauffe. Dans cette configuration d'étude, l'écoulement dépend principalement du débit axial et de la vitesse de rotation du four. Le nombre de Nusselt a ainsi été déterminé pour différents débits et différentes vitesses de rotation afin d'étudier l'impact de ces paramètres sur les transferts de chaleur. Les expérimentations ont été réalisées pour dix débits et cinq vitesses de rotation du four. Les paramètres étudiés expérimentalement sont présentés dans les tableaux suivants sous forme de nombres sans dimensions (Reynolds axial Re_a , et de Reynolds tournant Re_t). L'étude de la vitesse axiale sur les transferts de chaleur a ainsi été réalisée pour une large gamme de Reynolds axiaux.

Tableau III-7 Débits d'air étudiés lors des expérimentations avec son Reynolds axial équivalent.

$Q [m^3.h^{-1}]$	20	38	57	71	100	136	198	216	250
Re_a	1070	2270	3390	4221	5965	8119	11800	12900	15000

L'étude de la vitesse de rotation sur les transferts de chaleur a été effectuée dans une gamme assez restreinte de Reynolds tournants. Cette gamme d'étude est limitée par la partie rotor tournant à des vitesses de rotation bornées.

Tableau III-8 Vitesses de rotation étudiées lors des expérimentations avec le Reynolds tournant équivalent.

$\omega [tr.min^{-1}]$	0	13	26	52	74
Re_t	0	1280	2570	5125	6980

5. Résultats

5.1. Profils de température le long de l'échangeur

5.1.1. Influence des conditions opératoires

Les expérimentations ont été réalisées avec différentes conditions opératoires extérieures. La température et l'humidité relative de l'air mesurées à l'entrée de l'échangeur étaient, pour chaque expérimentation, légèrement différentes. Afin d'étudier l'impact de la température et l'humidité de l'air en entrée $T_{entrée}$ sur les résultats, les profils de température de l'échangeur normalisés $T_{n,i}^*$ ont été comparés pour des conditions de fonctionnement analogues, mais pour différentes conditions météorologiques.

$$T_{a,i}^* = \frac{(T_{a,i} - T_{entrée})}{(T_{sortie} - T_{entrée})} \quad (3.19)$$

$$T_{p,i}^* = \frac{T_{p,i}}{T_{entrée}} \quad (3.20)$$

La Figure 3.21 présente les profils de température dans l'échangeur mesurés dans la veine fluide et en paroi pour différentes conditions de températures et d'humidité extérieure. La superposition des profils de températures normalisés $T_{a,i}^*$ et $T_{p,i}^*$ indique que les résultats obtenus sont indépendants des conditions extérieures.

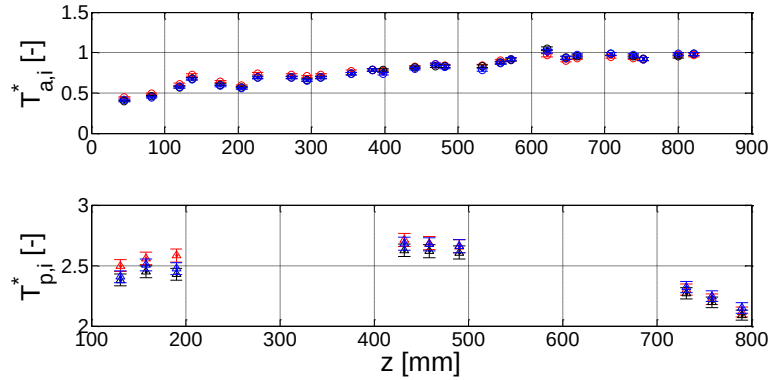


Figure III-21 Comparaison de la température adimensionnelle dans la veine fluide de l'échangeur $T_{a,i}^*$ avec i compris entre 42 et 68 (en haut), et en paroi $T_i / T_{entrée}$ avec i compris en 1 et 9 (en bas) dans l'échangeur pour différentes conditions extérieures. En rouge $T_{entrée} = 23.5^\circ\text{C}$, $HR = 47\%$; en noir $T_{entrée} = 27.5^\circ\text{C}$, $HR = 10\%$; et en bleu $T_{entrée} = 28.5^\circ\text{C}$, $HR = 55\%$.

5.1.2. Profil de température en paroi

Dans un premier temps, la température de la paroi du four a été mesurée sans échangeur afin d'établir la forme du profil de température au niveau de la paroi du four. Sur la Figure 3.22, la température de paroi a été adimensionnée par la température extérieure et tracée en fonction de la position axiale z du four. Le profil obtenu en Figure 3.22 dans la zone d'étude du four, indique que la température de paroi semble être constante au centre du four et décroissante aux extrémités. Cette décroissance aux extrémités du four s'explique par des pertes de chaleur par conduction aux deux extrémités du four. Ainsi, la distribution du flux de chaleur en paroi n'est pas rigoureusement uniforme.

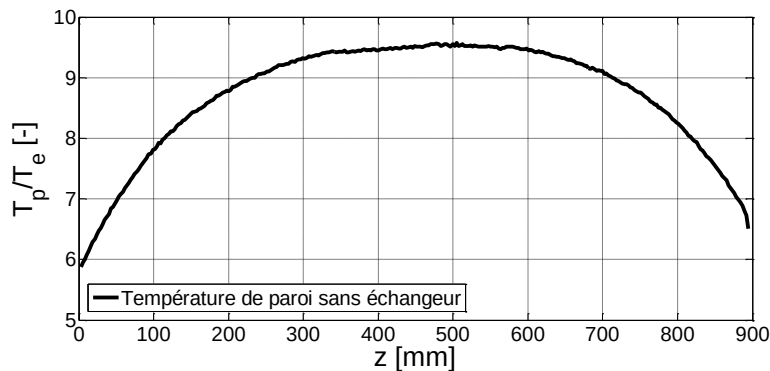


Figure III-22 Profil de la température adimensionnel en paroi du four normalisé par la température extérieure sans échangeur de chaleur pour un flux imposé de 1930 W (Température extérieure $T_e = 9.3^\circ\text{C}$).

Après application de l'échangeur, les profils de température observés sont semblables à ceux étudiés sans échangeur de chaleur (Figures 3.23 et 3.24). Toutefois, les mesures de

température en paroi n'ont pas été effectuées sur la totalité du four. Seules les températures de paroi $T_{p,i}$ situées en-dessous des hublots ont été évaluées. Ainsi, l'impact du Reynolds axial Re_a (Figure 3.23), et celui du Reynolds tournant Re_t (Figure 3.24) sur la température de paroi normalisée par la température d'entrée $T_{entrée}$ ont été étudiés en fonction de la position z dans l'échangeur pour chaque hublot. La Figure 3.24 présente six profils de température, à Reynolds tournant constant $Re_t = 6980$ et pour différents Reynolds axiaux compris entre $2234 \leq Re_a \leq 15149$. L'effet du Reynolds axial sur les profils de température en paroi est incontestable. L'augmentation du Reynolds axial conduit à une chute de la température de paroi et une augmentation du flux de chaleur récupérée par l'air débitante.

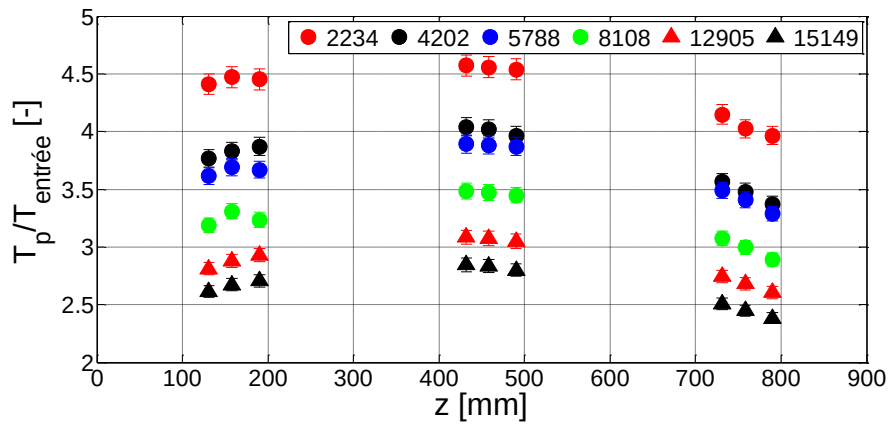


Figure III-23 Evolution de la température de paroi normalisée par la température d'entrée pour différents Reynolds axiaux, avec un nombre de Reynolds tournant $Re_t = 5965$.

L'impact de la vitesse de rotation du four sur la température de paroi du four a aussi été étudié. La Figure 3.24 présente cinq profils de température à nombre de Reynolds axial constant $Re_a = 5966$ pour différents nombres de Reynolds tournants compris entre $0 \leq Re_t \leq 6980$. Cependant, l'effet du nombre de Reynolds tournant sur les profils de température en paroi n'est pas perceptible dans cette gamme d'étude.

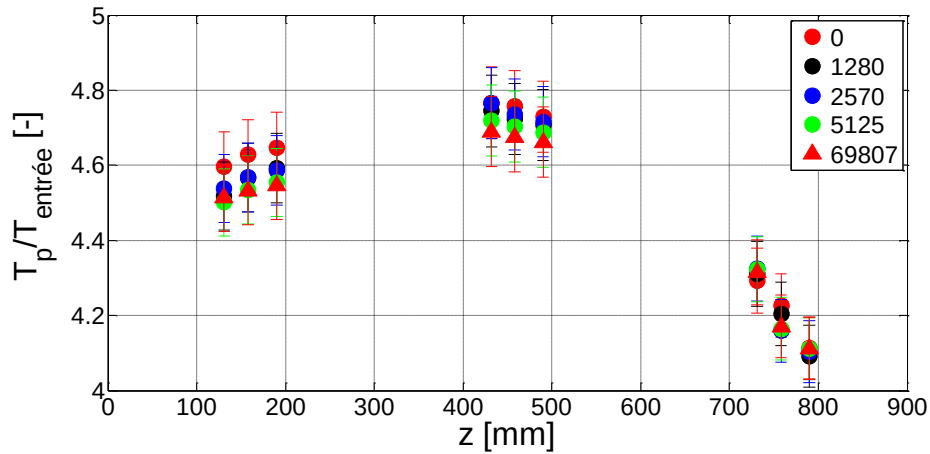


Figure III-24 Evolution de la température de paroi normalisée par la température d'entrée pour différents nombres de Reynolds tournants, avec un nombre de Reynolds axial, $Re_a = 5966$.

5.1.3. Profil de température dans l'échangeur

Les thermocouples $T_{a,i}$ situés entre la position i 42 et 59 et placés au centre de la veine fluide entre les deux cylindres, ont permis d'obtenir le profil de température suivant z dans l'échangeur. La température d'entrée de l'air n'étant pas contrôlée, les profils de température ont été adimensionnés par les températures de l'air mesurées en entrée et en sortie de l'échangeur, afin de former une température adimensionnée $T_{a,i}^*$ (Eq.3.17).

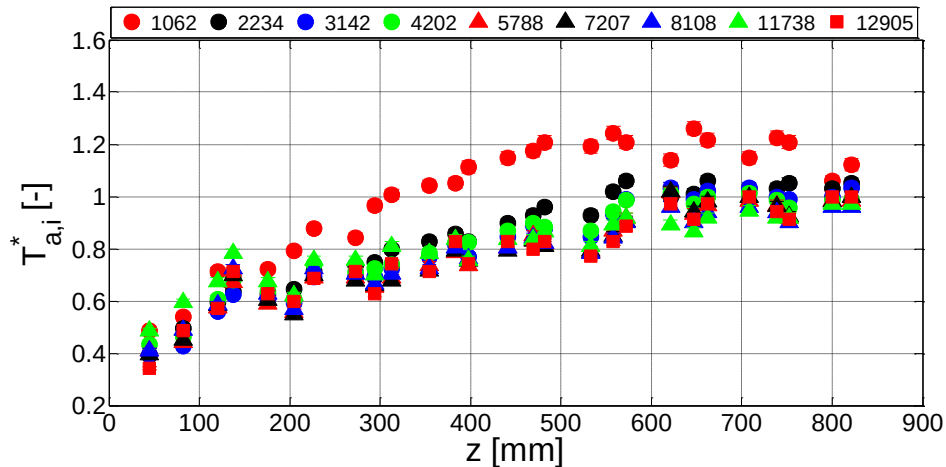


Figure III-25 Profils de température mesurés par les thermocouples situés dans la veine fluide pour plusieurs nombres de Reynolds axiaux compris entre Re_a 1000 et 15000 avec un nombre de Reynolds tournant Re_t de 6980.

Plusieurs profils de température $T_{a,i}^*$ sont présentés par la Figure 3.25 pour différents nombres de Reynolds axiaux compris entre $1000 \leq Re_a \leq 15000$. Les profils de température obtenus

sont identiques, avec une forte croissance dans les 150 premiers millimètres de l'échangeur. Ensuite, la progression des profils diminue légèrement avant de se stabiliser en fin d'échangeur à partir de $z = 600 \text{ mm}$. Pour de très faibles nombres de Reynolds axiaux, inférieurs à 1000, l'allure des profils de température est légèrement différente des autres profils de température. Pour $Re_a = 1000$, la température dans l'entrefer augmente nettement plus rapidement que pour les autres Reynolds axiaux, avant de se stabiliser en $z = 600 \text{ mm}$.

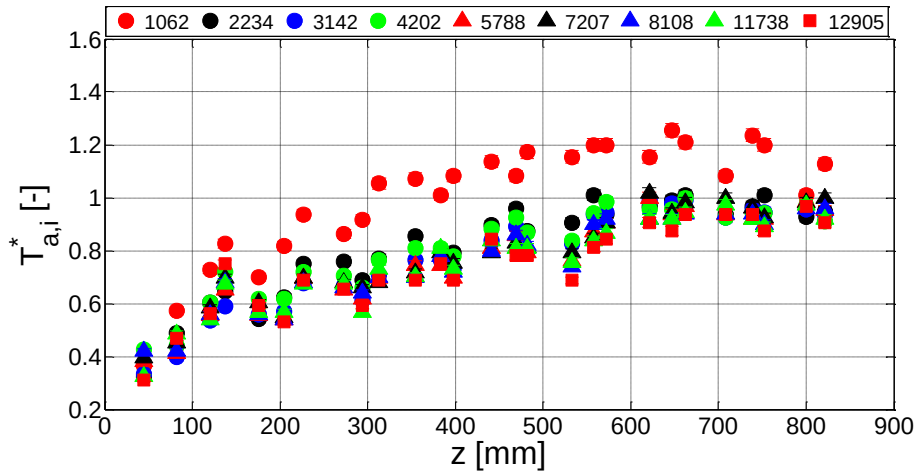


Figure III-26 Profils de température mesurés par les thermocouples situés dans la veine fluide pour plusieurs nombres de Reynolds axiaux compris entre Re_a 1000 et 15000 avec un nombre de Reynolds tournant Re_t de 0.

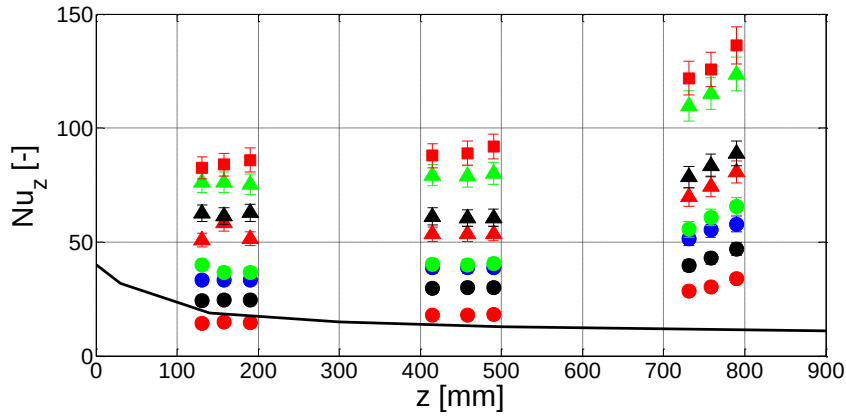
La Figure 3.25 expose des profils de température pour un nombre de Reynolds tournant $Re_t = 6980$. Ces profils de températures sont semblables à ceux observés sur la Figure 3.26 pour un nombre de Reynolds tournant nul. Les Figures 3.25 et 3.26 indiquent que la variation du nombre de Reynolds tournant et celle du nombre de Reynolds axial, n'ont aucun impact sur les profils de températures adimensionnés dans l'échangeur.

5.2. Estimation du nombre de Nusselt

5.2.1. Mesures expérimentales du nombre de Nusselt

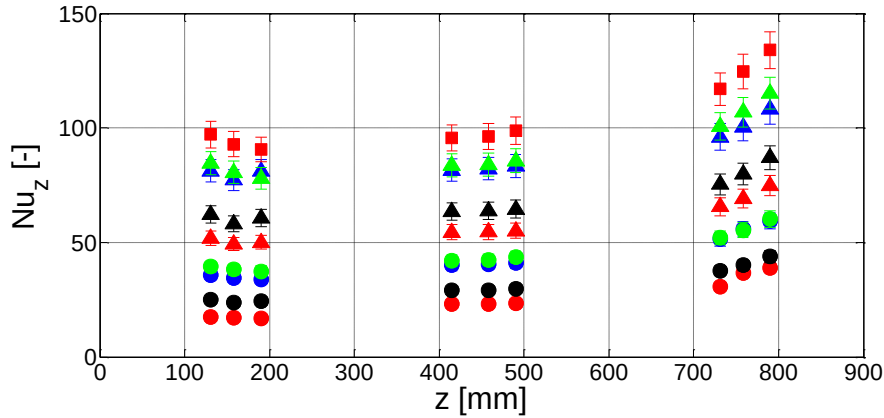
Dans ce paragraphe, les nombres de Nusselt local Nu_z et global $\overline{Nu}$ définissant les transferts de chaleur entre la paroi du four et l'air circulant dans l'échangeur ont été caractérisés. Ces nombres de Nusselt ont été définis expérimentalement dans une gamme de nombres de Reynolds axiaux comprise entre $1000 \leq Re_a \leq 15000$, et pour une gamme de nombres de Reynolds tournants comprise entre $0 \leq Re_t \leq 6980$.

● $Re_a = 1070$ ● $Re_a = 2270$ ● $Re_a = 3390$ ● $Re_a = 4221$ ▲ $Re_a = 5965$ ▲ $Re_a = 8119$ ▲ $Re_a = 11800$ ▲ $Re_a = 12900$ ■ $Re_a = 15000$



— Profil de Nusselt Nu_z théorique dans un espace annulaire en régime laminaire (Shah *et al.*, (1971) et Lundberg *et al.*, (1963)).

(a)



(b)

Figure III-27 Nombre de Nusselt local en fonction de z pour (a) $Re_t = 0$ et (b) $Re_t = 6980$.

Le nombre de Nusselt varie avec le nombre de Reynolds axial, mais aussi suivant la longueur z de l'échangeur. Ainsi, le nombre de Nusselt local Nu_z a été estimé pour neuf points de l'échangeur situés au niveau des trois hublots de mesure.

La Figure 3.27 indique une évolution axiale du nombre de Nusselt Nu_z pour différentes valeurs de débit et vitesse de rotation. La longueur d'entrée, région de forte décroissance observée généralement sur le profil de Nusselt, n'est pas perceptible sur nos expérimentations. Les profils ne présentent pas le caractère asymptotique d'un régime thermique établi. Ceci peut s'expliquer par une densité de flux inhomogène en paroi. Le flux de chaleur fourni par les résistances ne permet pas d'obtenir une distribution rigoureusement uniforme du flux pariétal du fait de la conduction axiale observée aux deux extrémités du four. De plus, en sortie de l'échangeur, les profils de Nusselt présentent une remontée, quel que soit le débit

pratiqué. Ce comportement est lié aux perturbations provoquées par le rétrécissement brusque de l'entrefêr en sortie.

Notons que le nombre de Nusselt local Nu_z augmente avec le nombre de Reynolds axial de la même manière que le nombre de Nusselt global $\overline{Nu}$. Les effets rotationnels décrits par le nombre de Reynolds tournant semblent impacter que légèrement les transferts de chaleur locaux pour des nombres de Reynolds axiaux inférieurs à 4200 (Figure 3.27b). Pour des nombres de Reynolds axiaux plus importants, les effets de la rotation semblent n'avoir aucun effet sur les transferts de chaleur locaux. Ce résultat apparaît aussi sur la Figure 3.28, estimant le nombre de Nusselt global $\overline{Nu}$, en fonction des nombres de Reynolds axiaux Re_a et rotationnels Re_t .

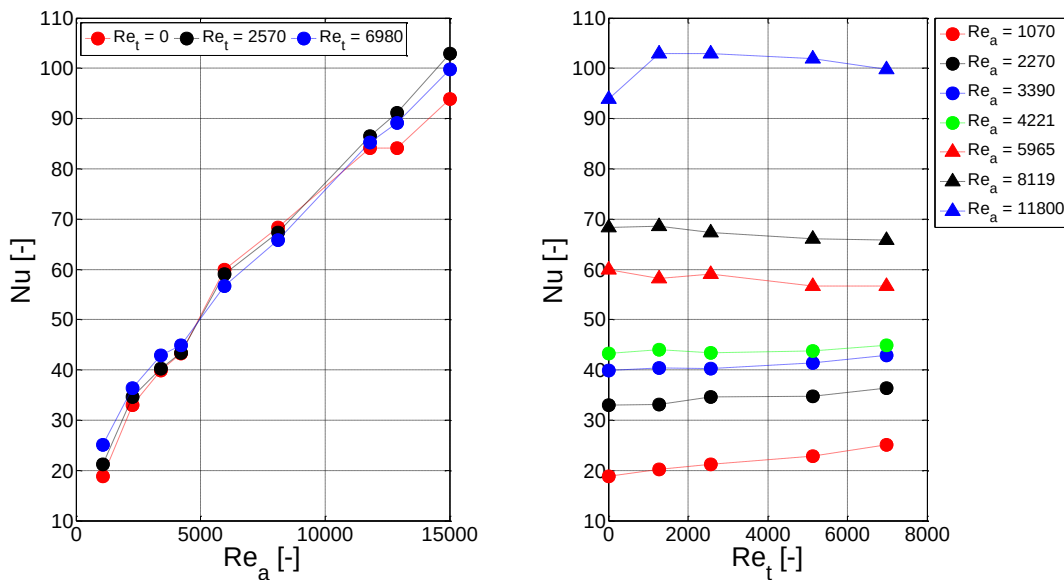


Figure III-28 Le nombre de Nusselt moyen $\overline{Nu}$ en fonction du nombre de Reynolds axial Re_a et nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds tournant Re_t .

Sur la Figure 3.28a, la variation du nombre de Nusselt moyen $\overline{Nu}$ en fonction du nombre de Reynolds axial Re_a , pour différents nombres de Reynolds tournants Re_t a été étudiée. Sur la Figure 3.28b, le nombre de Nusselt $\overline{Nu}$ en fonction du nombre de Reynolds tournant Re_t est présenté pour différents nombres de Reynolds axiaux Re_a . Les résultats indiquent que pour une très large plage de vitesse de rotation, la rotation n'a pratiquement pas d'influence sur le nombre de Nusselt $\overline{Nu}$. En effet, au-dessus d'un nombre de Reynolds axial de 4000, la vitesse de rotation n'a aucune influence sur les transferts de chaleur dans cette configuration géométrique et nos vitesses de rotation étudiées. Ainsi, dans ce cas d'étude la vitesse de

rotation semble peu affecter les transferts de chaleur et le nombre de Nusselt $\overline{Nu}$ dépend principalement du débit axial.

5.2.2. Estimation d'une corrélation du nombre de Nusselt

Dans la littérature, les auteurs Fénot *et al.*, (2011) montrent que cette dépendance de l'écoulement sur les transferts peut être approximée par une loi de puissance de la forme :

$$\overline{Nu}_{calc} = ATa^\alpha Re^\beta \quad (3.21)$$

Les coefficients ont été estimés par une minimisation des moindres carrés. Les valeurs de $A = 0.34$, $\alpha = 0.0032$ et $\beta = 0.5831$ ont été obtenues afin d'ajuster la corrélation aux mesures expérimentales. L'utilisation de ces coefficients a permis d'obtenir un coefficient de corrélation de 99.2% entre les mesures et la corrélation (Figure 3.29).

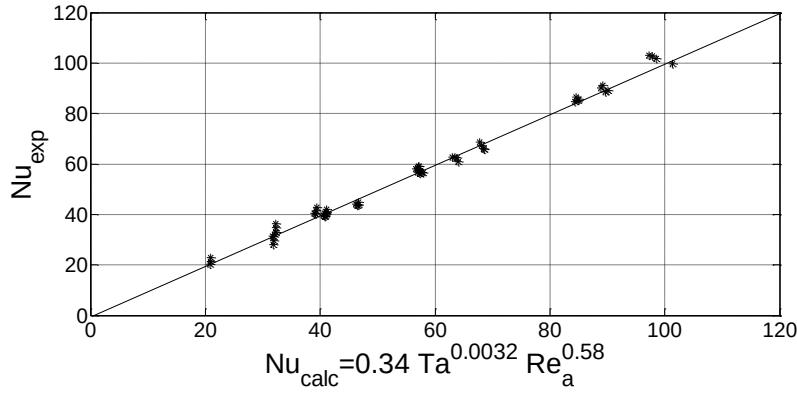


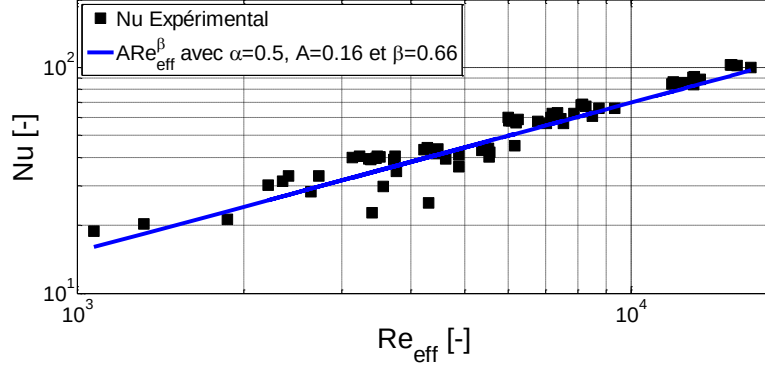
Figure III-29 Comparaison du nombre de Nusselt calculé $\overline{Nu}_{calc}$ par rapport au nombre de Nusselt expérimental $\overline{Nu}_{exp}$.

Cependant, il est important de noter que dans ce cas, l'exposant $\alpha = 0.0032$ du nombre de Taylor Ta est relativement éloigné des études précédentes, rapportant un coefficient α compris entre 0.10 et 0.15 (Fénot *et al.*, (2011) ; Poncet *et al.*, (2014). Cette faible valeur du coefficient α indique une faible influence de la rotation sur l'écoulement et sur le transfert de chaleur.

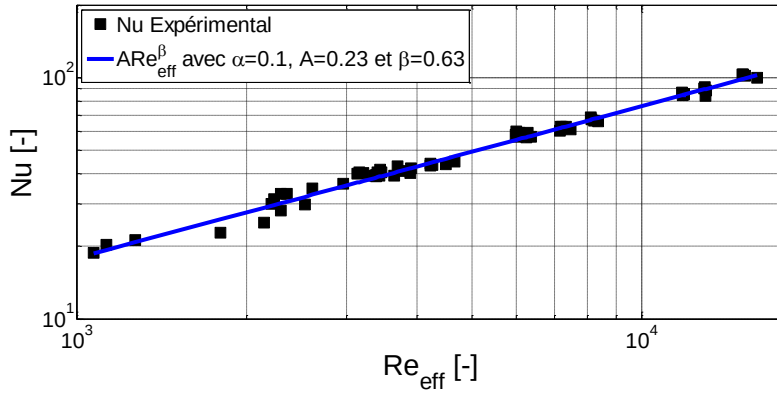
D'après les auteurs Boufia *et al.*, (1999), le nombre de Nusselt d'un écoulement confiné entre deux cylindres, avec une paroi intérieure en rotation, peut aussi s'exprimer sous la forme du Reynold efficace Re_{eff} :

$$\overline{Nu}_{calc} = ARe_{eff}^\beta \quad (3.22)$$

Où, $Re_{eff} = (V_{eff} \times D_h)/\nu$ est le nombre de Reynolds effectif basé sur une vitesse effective $V_{eff} = \left(U_z^2 + \alpha(\omega R_i^2)\right)^{1/2}$ tenant compte à la fois des effets axiaux et rotationnel de l'écoulement. Le coefficient α représente l'importance de la rotation sur l'écoulement axial. Il est usuellement et arbitrairement fixé à 0.5 (Fenot *et al.*, (2011)).



(a)



(b)

Figure III-30 Evolution du nombre de Nusselt moyen $\overline{Nu}$ selon le nombre de Reynold effectif Re_{eff} . Comparaison entre les expérimentations pour un $Pr = 0.7$ et l'interpolation linéaire de l'équation 18 obtenue en utilisant $\alpha = 0.5$, $A = 0.16$, et $\beta = 0.66$ et $\alpha = 0.1$, $A = 0.23$, et $\beta = 0.63$ pour la cas (b).

La Figure 3.30 présente l'évolution du Nusselt $\overline{Nu}$ en fonction du nombre de Reynolds efficace Re_{eff} pour un coefficient $\alpha = 0.5$ (Figure 3.29a) et un coefficient $\alpha = 0.1$ (Figure 3.29b) pour un ensemble de paramètres (Re_t, Re_a) différents. D'après la figure 3.30 les résultats expérimentaux semblent mieux interpolés par l'Eq. 3.22 utilisant un coefficient $\alpha = 0.1$ et des coefficients $A = 0.23$, et $\beta = 0.63$. La faible valeur du coefficient α indique que l'effet de la rotation sur les transferts de chaleur est faible, et que l'écoulement est principalement gouverné par le Reynolds axial. Ce résultat est aussi perceptible sur la Figure

3.31. La relation utilisant un coefficient $\alpha = 0.1$ possède un meilleur coefficient de corrélation que la relation utilisant un coefficient $\alpha = 0.5$. Dans la littérature, des coefficients α plus importants sont rencontrés. Toutefois, les auteurs se sont intéressés à des géométries d'entrefer plus confinées avec des vitesses de rotation plus importantes (Tableau 3.9).

Tableau III-9 Valeurs expérimentales des coefficients A et β utilisés dans l'équation 18 pour différent α .

	η	Γ	Re_a	Ta	α	A	β
Boufia <i>et al.</i> , 1998	0.956	22.5	$1.1 \times 10^4 - 3.1 \times 10^4$	$1800 - 4 \times 10^6$	0.5	0.05	0.8
Grosgeorge, (1983)	0.98	200	9900 – 26850	$1.4 \times 10^5 - 4.9 \times 10^6$	0.8	$f(Re_a)$	0.8
Présente étude	0.809	22.5	$1000 - 1.5 \times 10^4$	$0 - 1.5 \times 10^7$	0.1	0.23	0.62

Par ailleurs, le coefficient $\beta = 0.63$ est relativement proche des valeurs obtenues précédemment dans la littérature, reportant un β dans une gamme comprise entre 0.7 et 0.8 pour un écoulement de type Couette-Taylor-Poiseuille (Tableau 3.9).

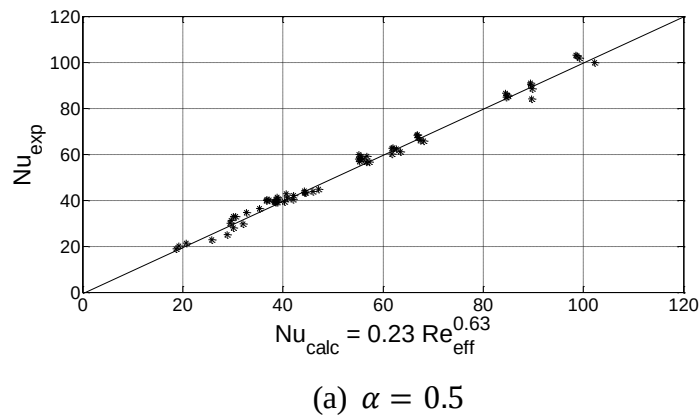
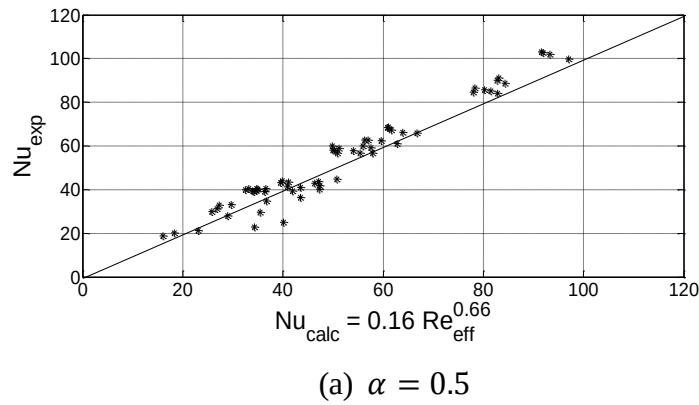
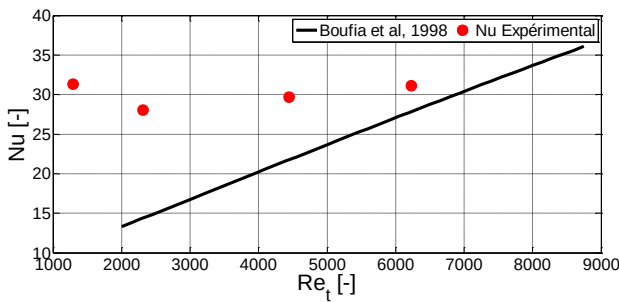


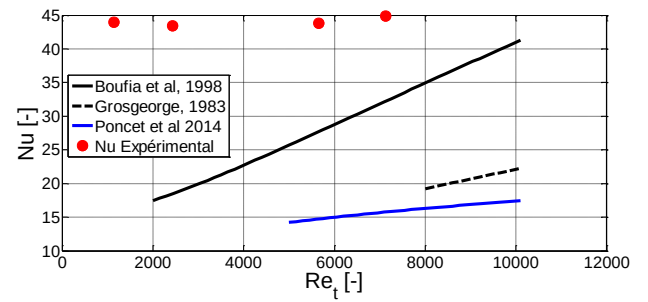
Figure III-31 Comparaison du nombre de Nusselt calculé $\overline{Nu}_{calc}$ par rapport au nombre de Nusselt expérimental $\overline{Nu}_{exp}$.

5.3. Discussion des résultats et comparaison avec la littérature

Dans la littérature, pour la géométrie annulaire étudiée, les auteurs se sont principalement intéressés aux transferts de chaleur entre le rotor et le stator sur des machines tournantes. La dispersion du nombre de Nusselt moyen $\overline{Nu}$ obtenu expérimentalement a été comparé aux résultats obtenus par différents auteurs ayant étudiés les transferts de chaleur entre deux cylindres avec une paroi intérieure mobile. Selon les auteurs, le rapport des valeurs du nombre de Nusselt trouvé peut varier de 1 à 3.



(a)



(b)

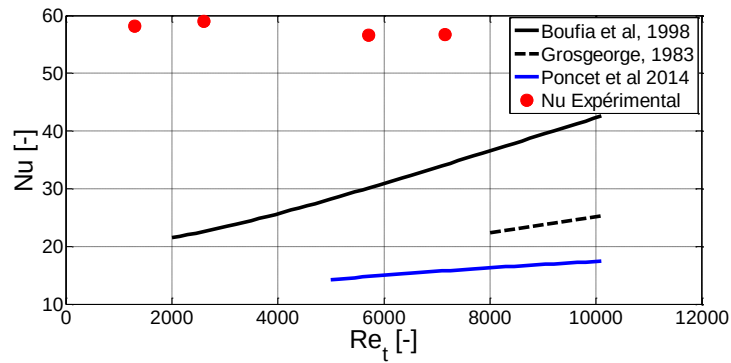


Figure III-32 Comparaison du nombre de Nusselt expérimental avec les corrélations obtenues dans la littérature (a) $Re_a = 2270$ (b) $Re_a = 4220$, (c) $Re_a = 5965$. Les corrélations des auteurs sont disponibles en tableau 3.10.

Nos résultats expérimentaux se trouvent dans la partie haute de la Figure 3.32. Ils sont assez éloignés des résultats obtenus dans la littérature (Tableau 3.10). Cet écart peut s'expliquer en partie par la dépendance des transferts de chaleur à l'épaisseur η et au rapport d'aspect Γ de l'entrefer. Par rapport à cette géométrie d'étude, la taille η des entrefers étudiés dans la littérature est très mince, avec un rapport d'aspect Γ important, permettant d'obtenir un

écoulement établi plus rapidement. Par ailleurs, les conditions d'entrées du débit d'air dans l'entrefer sont elles aussi importantes. Dans ce cas, le flux d'air a été injecté de façon tangentielle dans l'entrefer, favorisant la transition de l'écoulement vers un écoulement turbulent, tandis que dans la littérature le débit d'air était imposé axialement.

Tableau III-10 Présentation de la géométrie et des corrélations obtenues expérimentalement par Boufia *et al.*, (1998), Grosgeorge, (1983) et numériquement par Poncet *et al.*, (2014).

Auteurs	Corrélation de Nusselt $\overline{Nu}$
Etude présente	$Nu = 0.23Re_{eff}^{0.62}$
Boufia <i>et al.</i> , (1998)	$Nu = 0.025Re_{eff}^{0.8}$ $Re_{eff} = (Re_a^2 + 0.5Re_t^2)^{1/2}$
Grosgeorge, (1983)	$Nu = 0.023\psi(Re_a) Pr^{1/3} Re_{eff}^{0.8}$ $\psi(Re_a) = 0.16Re_a^{0.175}$ $Re_{eff} = (Re_a^2 + 0.8Re_t^2)^{1/2}$
Poncet <i>et al.</i> , (2014)	$Nu = 3.2 \times 10^{-5} Re_a^{1.3} Ta^{0.145} Pr^{0.3}$

Le nombre de Nusselt local Nu_z obtenu expérimentalement a lui aussi été comparé en Figure 3.33 aux résultats de la littérature. Nos résultats se trouvent comme pour le nombre de Nusselt global $\overline{Nu}$ au-dessus de ceux obtenus dans la littérature, avec l'observation d'un effet de bord en sortie de l'échangeur. Cet effet de bord a aussi été observé par Boufia *et al.*, (1998), et peut être imputé à l'élargissement en sortie de l'espace annulaire.

La longueur d'entrée, région de forte décroissance observée par Boufia *et al.* (1998), n'est pas perceptible sur nos expérimentations. Ceci est en partie dû à l'injection de l'air dans l'échangeur qui est effectuée de façon tangentielle, diminuant la zone d'établissement de l'écoulement.

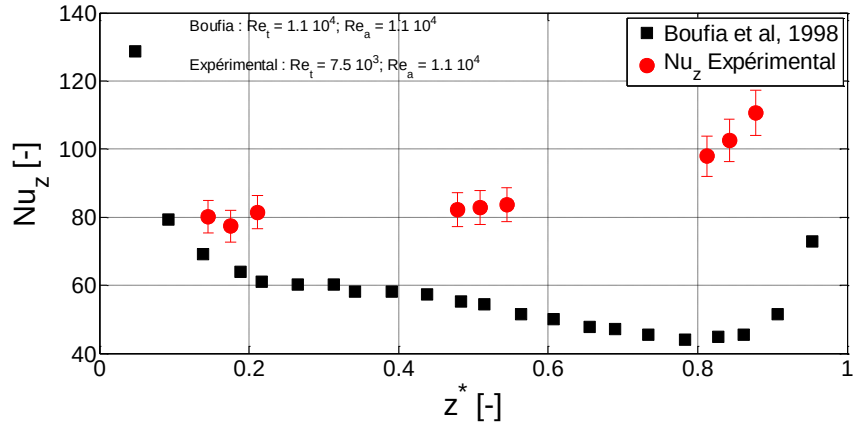


Figure III-33 Nombre de Nusselt estimé localement à partir de nos expérimentations (en rouge) et fourni par des données disponibles dans la littérature (en noir).

Dans le Tableau 3.11, le nombre de Nusselt global $\overline{Nu}$ estimé expérimentalement pour un $Re_t = 0$ a été comparé au Nusselt obtenu par la corrélation de McAdams, (1954), traduisant les transferts de chaleur en écoulement turbulent de conduite. Nos expérimentations estiment un nombre de Nusselt deux fois plus important qu'un écoulement turbulent de conduite, tandis que le nombre de Nusselt évalué par Boufia *et al.*, (1998) fournit des résultats assez proches de la corrélation de Colburn. Cette intensification des transferts de chaleur peut être imputée à l'entrée tangentielle de l'air favorisant la turbulence, et fournissant un écoulement tourbillonnaire dès l'entrée de l'échangeur.

Tableau III-11 Comparaison du nombre de Nusselt Moyen obtenu expérimentalement et du nombre de Nusselt obtenu par la corrélation de McAdams, (1954) définissant les transferts de chaleur dans un écoulement turbulent en conduite.

	Re_a	$\overline{Nu}_{exp}$	$\overline{Nu}$ Boufia <i>et al.</i> , (1998)	$Nu = 0.023Re_a^{0.8}Pr^{1/3}$
$Re_t = 0$	4220	43.3	15.0	16.2
	7200	60.0	23.1	24.9
	11000	85.3	32.4	34.9
	14000	93.9	39.3	42.4

6. Application de l'échangeur aux fours rotatifs industriels

6.1. Adaptation du modèle 1-D

Dans ce paragraphe, le nombre de Nusselt de l'échangeur $\overline{Nu}_{calc} = 0.23Re_{eff}^{0.62}$ estimé sur le pilote expérimental est utilisé dans l'extrapolation de l'échangeur de chaleur pilote sur un four rotatif utilisé dans l'industrie. L'extrapolation de l'échangeur a été accomplie à partir du modèle 1-D développé dans le chapitre 2 et décrivant les transferts de chaleur en fours rotatifs.

Afin d'étudier l'impact de l'air circulant dans l'échangeur sur les matériaux et les gaz dans le four, le modèle 1-D présenté dans le chapitre précédent a été légèrement modifié. Une troisième équation estimant la température T_a dans l'échangeur a été ajoutée au système d'équations différentielles.

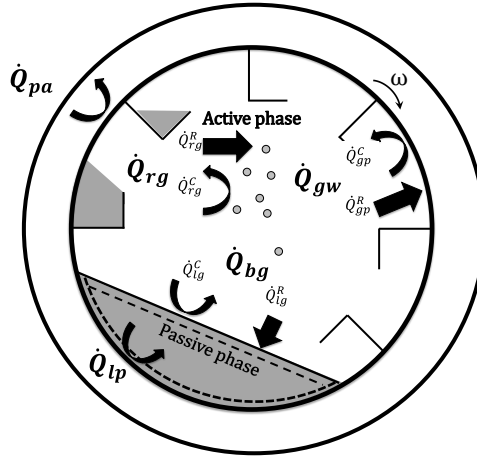


Figure III-34 Coupe transversale présentant les principaux flux échangés dans le four après application d'un échangeur de chaleur en paroi.

$$\dot{m}_a C p_a \frac{dT_a}{dz} = h_{pa} l_{pa} (T_p - T_a) \quad (3.23)$$

La quantité de chaleur échangée par convection entre l'air et la paroi du four est représentée dans une section transversale dz (Figure 35) par $\dot{Q}_{pa}^c = h_{pa} (T_p - T_a) l_{pa} dz$ (Figure 3.34). Dans l'estimation de ce flux, T_p et T_a représentent respectivement la température de paroi et la température de l'air contenu dans l'échangeur. Le coefficient de transfert h_{pa} a été déterminé à partir de la relation estimée expérimentalement sur l'échangeur pilote :

$$Nu_{pa} = \frac{h_{pa} D_h}{\lambda_a} = 0.23 Re_{eff}^{0.62} \quad (3.24)$$

L'estimation de la surface d'échange totale externe du four en contact avec l'échangeur dS_{pa} est fournie par l'équation suivante:

$$dS_{pa} = l_{pa} dz \quad (3.25)$$

Le lien entre les transferts de chaleur dans le four et cette équation, relatant les transferts dans l'échangeur de chaleur, a été effectué par l'équation de conservation d'énergie au niveau de la paroi.

$$\begin{aligned} h_{pa} dS_{pa} (T_p - T_a) &= h_{lp} dS_{lp} (T_s - T_p) + h_{gp} dS_{gp} (T_g - T_p) \\ &+ \sigma E_{gp} F dS_{gp} (T_g^4 - T_p^4) \end{aligned} \quad (3.26)$$

Ces résultats servent à l'établissement d'un bilan énergétique (Figure 3.35) permettant d'analyser les économies d'énergie possibles sur les fours rotatifs par l'ajout d'un échangeur de chaleur en paroi.

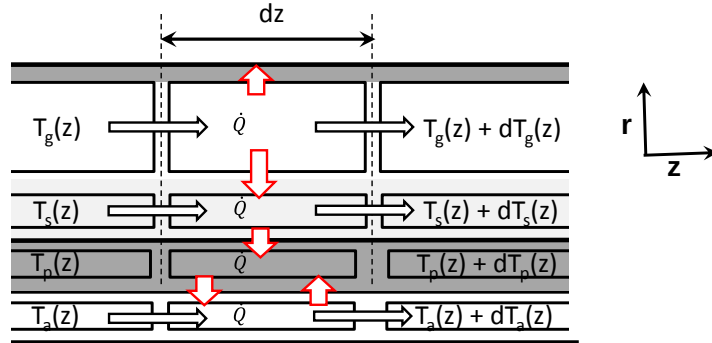


Figure III-35 Schéma du four avec son échangeur discrétisé selon z.

6.2. Cas d'étude : Four rotatif d'un poste d'enrobage

L'application de l'échangeur sur le four a été réalisée pour des conditions de fonctionnement d'un poste d'enrobage produisant de l'enrobé bitumineux chaud. Du fait de l'isolation de la zone de combustion, l'échangeur est appliqué en aval de cette zone du four. Les caractéristiques du four de référence et de l'échangeur employé sont reportées dans le Tableau 3.12.

Tableau III-12 Caractéristiques du four de référence

L [m]	10	$T_{s,entrée}$ [K]	370
D [m]	1.7	$T_{g,entrée}$ [K]	1045
D_e [m]	2.1	m_g [kg/s]	3.4
f_T [-]	0.24	m_s [kg/s]	31.1
f_c/f_T [%]	1.1-4.4	m_a [kg/s]	0.5-1.8

L'échangeur de chaleur permet de récupérer une partie de la chaleur fatale au niveau des gaz de combustion et en paroi (Figure 3.36).

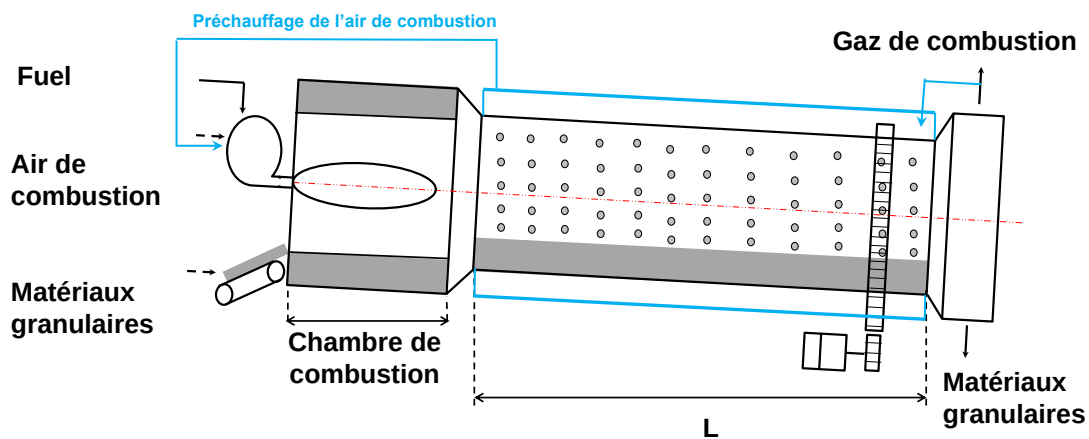


Figure III-36 Schéma d'un four rotatif avec application de l'échangeur de chaleur en paroi.

6.3. Résultats numériques

Dans un premier temps, des simulations numériques ont été réalisées sur un four isolé. L'isolation du four conduit à une augmentation de la température de paroi et des matériaux. Dans le cas d'étude présent, l'économie énergétique réalisée sur le procédé est comprise entre 60 et 100 kW, selon la répartition des matériaux dans le four. L'ajout d'un échangeur de chaleur en paroi permet de récupérer la chaleur fatale pariétale, et l'addition d'une circulation des fumées permet de récupérer une partie de la chaleur fatale des fumées.

6.3.1. Refroidir la paroi par l'air extérieur

La Figure 3.37 expose la variation de température de l'air dans l'échangeur s'écoulant à co-courant ou à contre-courant des matériaux et des gaz contenus dans le four. Cette figure indique que l'application de l'échangeur a peu d'influence sur les profils de température dans le four.

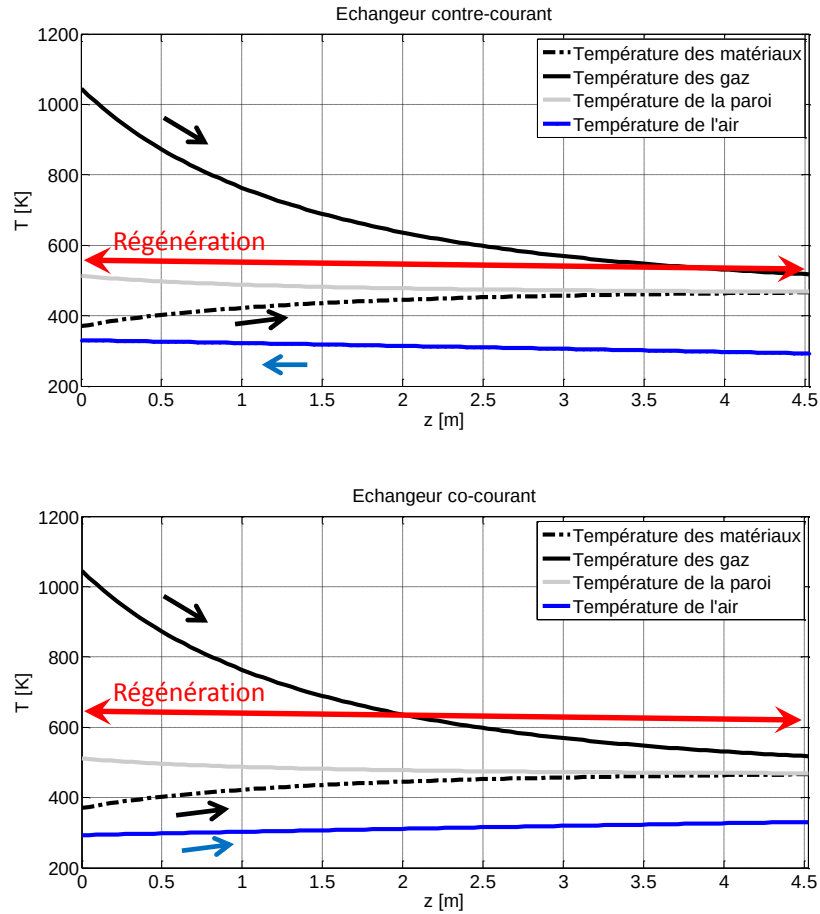


Figure III-37 Comparaison entre la disposition co-courant et contre-courant de l'échangeur pour une vitesse de l'air de $u_a = 0.5 \text{ m.s}^{-1}$, une température d'entrée $T_{a,entrée} = 293 \text{ K}$ et $f_c/f_T = 4.4$.

Dans un premier temps, les performances de récupération en fonction de la disposition de l'échangeur sur la paroi du four sont étudiées. Pour cela, deux vitesses d'air u_a possédant une température d'entrée $T_{a,e}$ de 293 K ont été modélisés. D'après les résultats exposés par le Tableau 3.13, de faibles différences sont observées entre les deux dispositions d'échangeur.

Tableau III-13 Performances de la récupération de chaleur fatale en fonction de la disposition de l'échangeur sur le four ($T_{a,sortie} = 293K$).

	Sans échangeur	Co-courant	Contre-courant	Co-courant	Contre-courant
$u_a(-)$	-	0.50	0.50	1.75	1.75
$T_{a,sortie}$ (K)	-	319.3	319.2	308.3	308.3
$T_{a,moy}$ (K)	-	306.7	306.0	300.9	300.5
$T_{p,moy}$ (K)	456.3	467.4	467.4	454.0	454.0
$T_{g,sortie}$ (K)	506.5	507.5	507.4	506.3	506.3
$T_{s,sortie}$ (K)	458.4	458.9	458.9	457.9	457.9
Intersection des profils de température paroi/solide (m)	2.8	4.2	4.2	2.8	2.95
Energie sortie d'échangeur (kW)	-	33.7	31.8	72.0	69.4
Energie échangée en paroi (kW)	58.7	31.6	31.8	63.8	63.9

Pour de faibles vitesses d'air u_a , l'échangeur récupère une partie de la chaleur fatale de la paroi du four, engendrant une augmentation de la température de paroi, des matériaux et des gaz. Toutefois, au-dessus d'une certaine vitesse, l'air frais injecté à l'entrée de l'échangeur refroidit la paroi, augmentant les pertes énergétiques sur les matériaux et les gaz contenus dans le four. Ces pertes commencent à être observées pour des vitesses u_a dans l'échangeur supérieures à 1.5 m.s^{-1} (Figure 3.38).

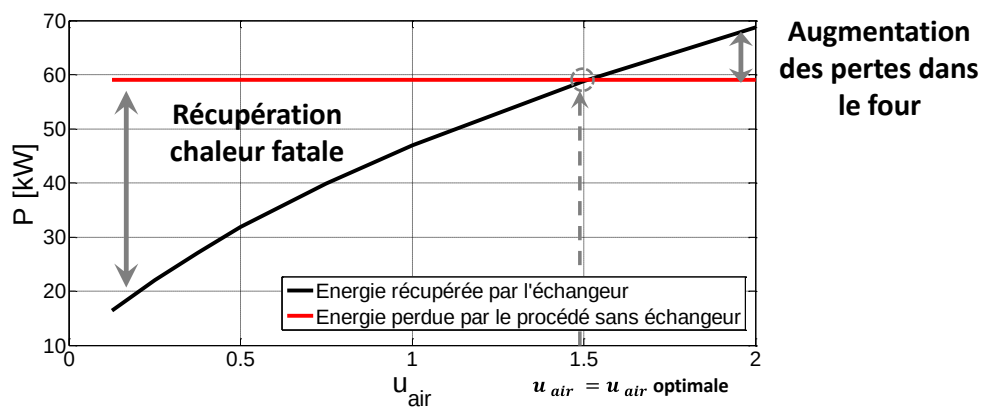


Figure III-38 Chaleur fatale récupérée par l'échangeur pour différentes vitesses de circulation de l'air dans l'échangeur.

L'ajout de l'échangeur permet d'augmenter le phénomène de régénération visible sur les profils de température de la Figure 3.37. Toutefois, quand la température des matériaux dépasse la température de paroi, des pertes énergétiques sur les matériaux vers l'échangeur sont observées. Pour de faibles vitesses u_a , la partie de la paroi en régénération est augmentée

car la température moyenne observée en paroi $T_{p,moy}$ est plus importante. Le phénomène de régénération passe de 2.8 m, sans échangeur, à la totalité du four pour une vitesse de l'air u_a de 0.5 m.s^{-1} dans l'échangeur (Figures 3.37). Cependant, l'augmentation de la vitesse dans l'échangeur refroidit la paroi et diminue la zone de régénération ramenée à 2.8 m pour une vitesse de l'air u_a de 1.5 m.s^{-1} (Figures 3.39). Dans ces conditions opératoires (Tableau 3.12), une augmentation de la vitesse de l'air u_a conduit à augmenter l'énergie dissipée en paroi, 63.9 kW pour $u_a = 1.75 \text{ m.s}^{-1}$, et par conséquent, dépasser celle observée sans échangeur qui était de 58.7 kW (Figure 3.38). Toutefois, dans le cas des fours de postes d'enrobage, l'ajout d'air frais à l'entrée de l'échangeur conduit à récupérer en sortie d'échangeur une énergie de « faible qualité » ($T_{a,entrée} \approx 300 \text{ K}$, tableau 3.13) et difficilement valorisable.

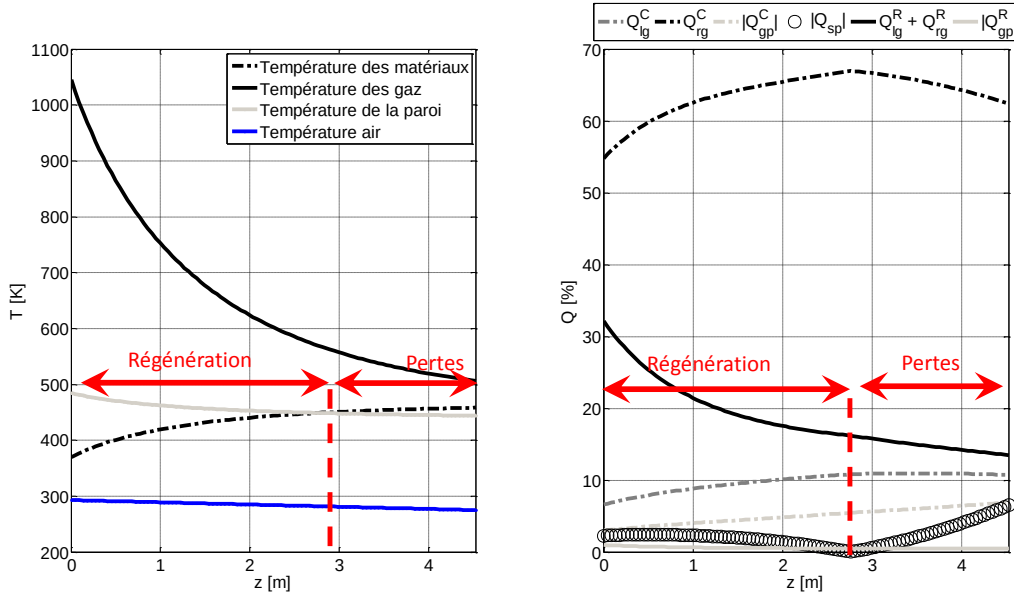


Figure III-39 Comparaison entre la disposition co-courant et contre-courant de l'échangeur pour une vitesse de l'air $u_a = 1.5 \text{ m.s}^{-1}$, une température d'entrée $T_{a,entrée} = 293$ et $f_c/f_T = 4.4$.

D'après la Figure 3.40, la quantité de chaleur fatale extraite par l'échangeur de chaleur en paroi dépend de la géométrie de l'échangeur et de ses paramètres opérationnels, en particulier la température de l'air en entrée $T_{a,entrée}$, et du débit d'air d'entrée $\dot{m}_a$. La géométrie de l'échangeur (η , Γ) est elle aussi importante. Elle a une influence sur le coefficient de transfert h_{pa} , calculé entre la paroi et l'air confiné dans l'échangeur. Le débit d'air $\dot{m}_a$ et la température de l'air en entrée $T_{a,entrée}$ influent principalement l'allure du profil de la température estimée en paroi.

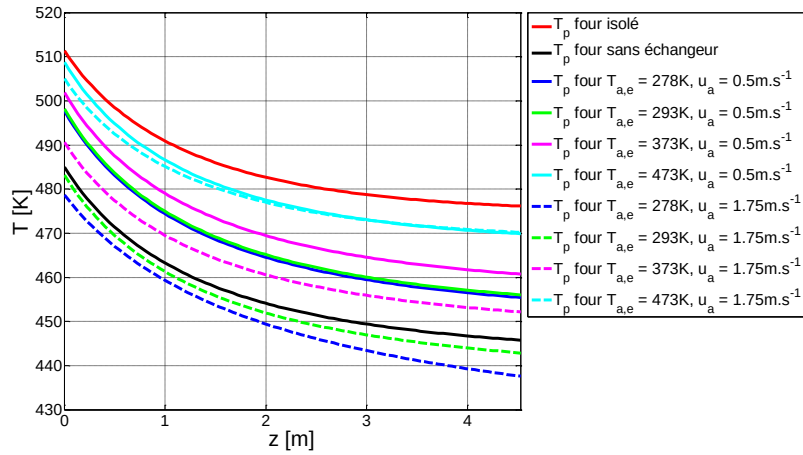


Figure III-40 Comparaison des profils de température en paroi de four pour un four isolé, sans échangeur et avec l'application d'un échangeur de chaleur pour un débit d'air $\dot{m}_a$ de 0.5 et 1.75 kg.s^{-1} et différentes températures d'entrées comprises entre $278 \leq T_{a,\text{entrée}} \leq 473 \text{ K}$.

Les auteurs Mujumdar *et al.*, (2006) ont déjà montré que le débit d'air dans l'échangeur $\dot{m}_a$ contrôlait les températures de paroi en surface de four. D'après la Figure 3.40, l'impact du débit d'air $\dot{m}_a$ est plus important pour de faibles températures d'entrée $T_{a,\text{entrée}}$ de l'air. Toutefois, l'influence du débit sur la température de paroi semble diminuer avec l'augmentation de la température d'entrée $T_{a,\text{entrée}}$ de l'air.

6.3.2. Récupération des fumées

L'utilisation des fumées dans l'échangeur permettra de chauffer la paroi et, par conséquent, obtenir une température de paroi supérieure à la température des matériaux. Ceci intensifiera le phénomène de régénération entre la paroi et les matériaux. Le Tableau 3.14, présente la température des différentes phases et l'énergie potentiellement récupérée par l'échangeur pour deux vitesses de circulation des fumées dans l'échangeur $u_a = 0.50 \text{ m.s}^{-1}$ et $u_a = 1.12 \text{ m.s}^{-1}$. L'impact de la vitesse des fumées dans l'échangeur a été considéré pour deux taux de remplissages du rideau de matériaux, $f_c/f_T = 4.4\%$, et $f_c/f_T = 1.2\%$. La vitesse $u_a = 1.12 \text{ m.s}^{-1}$ correspond, dans ce cas d'étude, à la vitesse maximum des fumées pouvant circuler dans l'échangeur, obtenue par le débit des fumées $\dot{m}_g$ en sortie de four.

Tableau III-14 Performances de la récupération de la chaleur fatale en fonction de la répartition des matériaux dans le four.

f_c/f_T [%]	4.4%	1.2%	4.4%	1.2%
u_a (m/s)	0.50	0.50	1.12	1.12
$T_{a,sortie}$ (K)	504.5	631.6	505.0	637.7
$T_{a,moy}$ (K)	505.9	642.2	506.0	645.2
$T_{p,moy}$ (K)	483.4	509.43	484.9	520.3
$T_{g,sortie}$ (K)	508.9	655.4	509.0	656.4
$T_{s,sortie}$ (K)	460.2	437.0	460.3	437.9
Intersection des profils de température paroi/solide (m)	-	-	-	-
Energie sortie d'échangeur (kW)	352.2	681.7	790	1.55×10^3
Energie échangé en paroi (kW)	66.3	46.9	10.3	73.4

Les Figures 3.41 et 3.42 présentent les profils de température (a) et la répartition des échanges dans le four (b), avec application de l'échangeur selon l'axe z du four pour deux taux de remplissage du rideau. La Figure 3.41 présente un fort taux de remplissage du rideau, renfermant 4.4% de matériaux, et la figure 3.42 présente un faible taux de remplissage, contenant 1.2% de matériaux. Comme dans le cas sans échangeur de chaleur étudié dans le chapitre précédent, les trois principaux échanges de chaleur sont observés entre les matériaux et les gaz (Q_{rg}^C, Q_{lg}^C et Q_{sg}^R), quelle que soit la répartition des matériaux dans le four.

Pour un fort taux de remplissage du rideau de matériaux, l'énergie échangée en paroi est quasiment nulle (Tableau 3.14). Le four semble isolé et la chaleur fatale des gaz chauds dans le four est totalement transmise aux matériaux. Cette hypothèse est confirmée par la figure 3.41, où les profils de flux de chaleur échangés entre la paroi et les matériaux Q_{sp} et entre la paroi et les gaz Q_{gp}^C se superposent. Ceci s'explique par l'établissement des transferts de chaleur dans le four, conduisant à une température d'équilibre des différentes phases, gaz, paroi, et matériaux $T_s \approx T_g \approx T_p$.

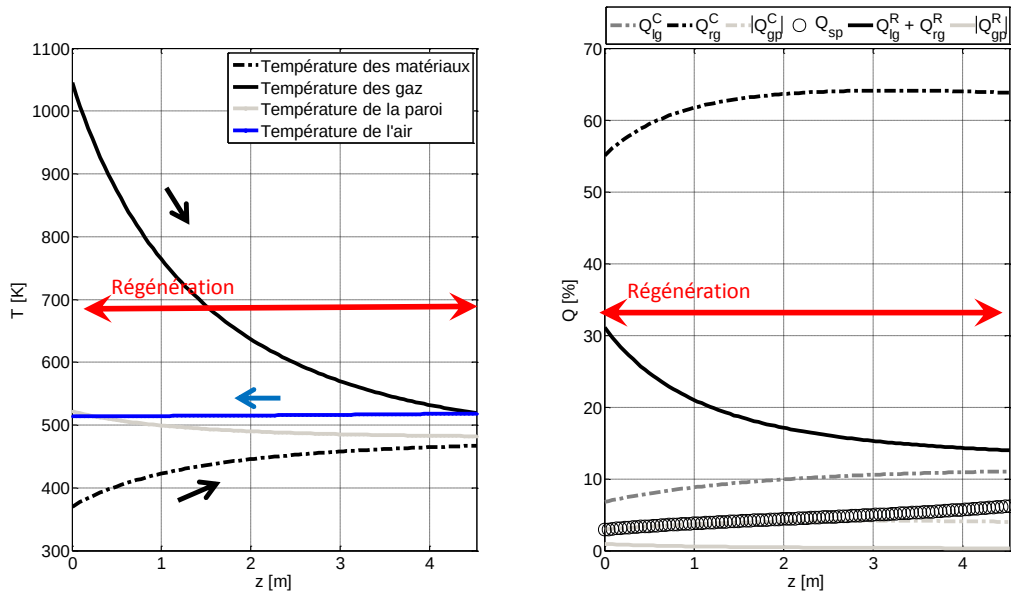


Figure III-41 Impacts de l'application de l'échangeur de chaleur sur les profils de température et répartition des échanges dans le four. Résultats exprimés pour un taux de remplissage du rideau en matériaux de 4.4% et un débit de gaz de $\dot{m}_a = 3.40 \text{ kg.s}^{-1}$ ($m_{gi} \text{ Cp}_g / m_{si} \text{ Cp}_s = 0.1316$). La vitesse des gaz dans l'échangeur est de $u_a = 0.5 \text{ m.s}^{-1}$.

Pour un faible taux de remplissage, le poids des transferts de chaleur entre le rideau et la phase gaz du four Q_{rg}^C diminue, élevant la part des transferts de chaleur entre le lit et les matériaux Q_{lg}^C et entre la paroi et les solides Q_{sp} . Le poids des transferts entre la paroi et les solides Q_{sp} augmente avec l'avancement des matériaux suivant la chute de la température des gaz dans le four jusqu'à atteindre une part de 12% des échanges de chaleur totaux du four. Ceci montre l'importance du phénomène de régénération dans ces conditions de fonctionnement.

Tableau III-15 Performances de la récupération de chaleur fatale avec recirculation des fumées.

$u_a(\text{m/s})$	Sans échangeur	Isolé	0.5	0.5	1.12
$T_{a,\text{entrée}}(\text{K})$	-	-	293	509	509
Entrée (kW)	3.40×10^3	3.40×10^3	3.40×10^3	3.40×10^3	3.40×10^3
Matériaux (kW)	2.33×10^3	2.38×10^3	2.36×10^3	2.39×10^3	2.39×10^3
Paroi (kW)	58.7	0	-	-	-
Fumées (kW)	892	901	860	540	-
Sortie échangeur (kW)	-	-	32	352	790

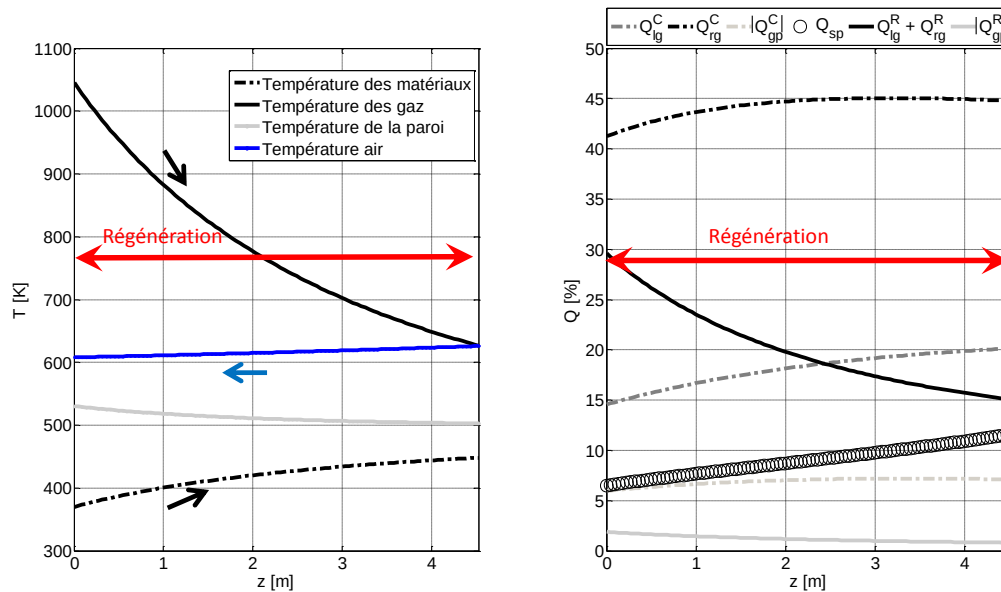


Figure III-42 Impact de l'application de l'échangeur de chaleur sur les profils de température et répartition des échanges dans le four. Résultats exprimés pour un faible taux de remplissage du rideau en matériaux de 1.1% et un débit de gaz de $\dot{m}_a = 3.40 \text{ kg.s}^{-1}$ ($m_{gi} \text{ Cp}_g / m_{si} \text{ Cp}_s = 0.1316$). La vitesse des gaz dans l'échangeur est de $u_a = 0.5 \text{ m.s}^{-1}$.

L'utilisation d'une partie des fumées d'extraction du four (sous réserve d'un procédé de filtration) permet de chauffer légèrement la paroi, et ainsi réduire la chaleur fatale du procédé. De plus, une augmentation de 4°C est observée sur les matériaux en sortie. Cette augmentation correspond à un gain énergétique de l'ordre de 100 kW sur les matériaux, améliorant le rendement du procédé. Ce gain énergétique est analogue à celui observé sur un four isolé (tableau 3.15).

Ainsi, pour un four rotatif co-courant où les flux d'entrées pénètrent dans le four au même niveau, l'application d'un échangeur en paroi permet de récupérer la chaleur fatale de la paroi mais aussi une partie de la chaleur fatale perdue par les fumées en sortie. Ce flux chaud, traversant l'échangeur à contre-courant des flux contenus dans le four permet de chauffer la paroi et ainsi fournir de l'énergie aux matériaux. Ensuite, cette chaleur fatale de « qualité moyenne » d'une température comprise entre 500 et 600 K selon la répartition de matériaux peut être valorisée à l'entrée du procédé pour soit : préchauffer l'air de combustion, les matériaux, ou être valorisée sur le site comme source chaude par un cycle thermodynamique pour la production d'électricité.

6.3.3. Etude de la longueur optimale avec ajout de l'échangeur

D'après le point 5.2.4 présenté dans le chapitre 2 la longueur optimal $z_{optimale}$ du four dépend principalement des surfaces de transferts du rideau de matériaux dS_{rg} et des échanges matériaux/paroi Q_{sp} . La Figure 3.43 donne une estimation de la longueur optimale, pour les caractéristiques géométriques et opérationnelles présentées dans le tableau 3.12 en fonction du taux de remplissage du rideau f_c/f_t et pour une gamme de débit de gaz m_g comprise entre 2 et 3.7 Kg.s^{-1} . Une comparaison entre les Figures 3.43 et 2.19 présentant la longueur optimale du four sans échangeur montre que l'ajout de l'échangeur additionné à une récupération de 75% du débit de fumées en sortie de four permet de diviser par 1.7 la longueur optimale du four. Cette réduction de la longueur optimale s'explique par l'augmentation de la température de paroi, intensifiant le phénomène de régénération.

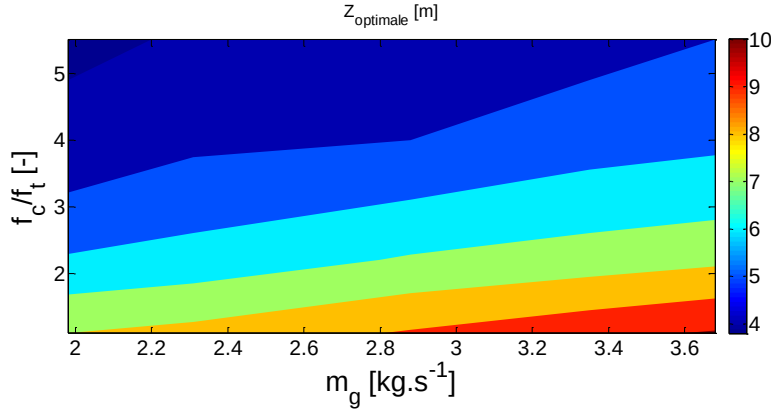


Figure III-43 Longueur optimale du four rotatif en fonction de la densité de matériaux contenue dans le rideau et du débit de gaz, pour un débit de matériaux de $\dot{m}_s = 31.1 \text{ kg.s}^{-1}$, des températures initiales $T_g(0) = 1045 \text{ K}$ et $T_s(0) = 370 \text{ K}$. La figure présente la longueur optimale du four avec l'ajout de l'échangeur de chaleur additionné à une récupération de 75% du débit des fumées m_g en sortie de four ($\dot{m}_g = 1.5 \text{ kg.s}^{-1}$).

7. Conclusion

Dans ce chapitre, le développement du banc d'essai semi-industriel a été présenté avec ses différents moyens de mesure. Ce banc d'essai a permis de caractériser les transferts de chaleur entre la paroi et le fluide contenu dans l'échangeur, afin d'estimer le nombre de Nusselt local Nu_z et le nombre de Nusselt global $\overline{Nu}$ de l'équipement. La rotation de la paroi ne semble pas impacter les transferts dans cette gamme d'étude ($0 \leq Re_t \leq 6980$), tandis que l'augmentation du débit d'air semble intensifier les transferts de chaleur entre la paroi et l'air ($1000 \leq Re_a \leq 15000$).

La comparaison des nombres de Nusselt expérimentaux avec les corrélations disponibles dans la littérature montre que les valeurs obtenus dans ce travail sont supérieurs à ceux proposés par les auteurs. Cependant, selon les auteurs, la valeur du nombre de Nusselt peut varier d'un facteur 3. Les différences observées entre nos résultats et la littérature peuvent s'expliquer par la dépendance des transferts à la géométrie de l'échangeur. L'épaisseur et la longueur de l'espace annulaire joue sur l'écoulement. Ainsi, une faible épaisseur d'entrefer, permet de diminuer la longueur d'établissement de l'écoulement. Dans la littérature, les études des transferts de chaleur dans un espace annulaire se sont principalement concentrées sur l'étude de machines tournantes avec une faible épaisseur d'entrefer. D'autre part, les conditions d'entrée dans l'échangeur sont déterminantes, elles affectent la longueur d'établissement de l'écoulement. Ainsi, le débit d'air a été injecté de façon tangentielle tandis que dans la littérature les débits sont majoritairement imposés de façon axiale.

Les expérimentations ont permis de développer une corrélation en fonction des paramètres influents de l'écoulement. La corrélation proposée pour le pilote est la suivante : $\overline{Nu}_{calc} = 0.23 Re_{eff}^{0.62}$. Cette corrélation dépend d'un nombre de Reynolds effectif Re_{eff} , basé sur une vitesse effective $V_{eff} = \left(\overline{U}_z^2 + \alpha (\omega R_i^2)^2 \right)^{1/2}$ tenant compte à la fois des effets axiaux et rotationnels de l'écoulement dans une gamme de nombres de Reynolds imposés $\{1000 < Re_a < 15000 \text{ et } 0 < Re_t < 6980\}$. Dans ce cas, la faible valeur du coefficient $\alpha = 0.1$ indique que les transferts de chaleur dans l'échangeur sont principalement gouvernés par le nombre de Reynolds axial.

Cette corrélation a ensuite été appliquée au modèle énergétique 1-D développé au chapitre 2 et ayant trait à la modélisation d'un four rotatif appliqué à l'élaboration des chaussées. L'adaptation de ce modèle dans le cas de l'ajout d'un échangeur est obtenue à partir d'une équation supplémentaire traitant de la phase gaz contenue dans l'entrefer. Les résultats montrent que l'ajout de l'échangeur en paroi diminue la chaleur fatale dissipée par le procédé et augmente légèrement la température de paroi. Toutefois, la température de paroi, T_p , ne doit pas être trop importante afin d'éviter toute détérioration du produit, T_s , dans le four.

Dans le chapitre 2, l'étude numérique sans échangeur montre la présence en paroi de deux phénomènes distincts :

- la régénération pour $T_p > T_s$
- les pertes caractérisées par $T_p < T_s$.

Avec l'ajout de l'échangeur, la température de paroi est maintenue à une température supérieure de celle observée sur les matériaux retardant le phénomène de pertes favorisant ainsi la régénération. Ce dernier phénomène étant uniquement dépendant du débit d'air $\dot{m}_a$ et de la température d'entrée de l'air dans l'échangeur $T_{a,entrée}$. Pour une température d'entrée de l'air dans l'échangeur $T_{a,entrée}$ faible, il est possible de retarder le phénomène de régénération en jouant sur la vitesse de l'air dans l'échangeur u_a (Figure 3.38). Toutefois, une augmentation trop importante de la vitesse de l'air u_a contenu dans l'échangeur augmente les pertes en paroi. Pour une température d'entrée $T_{a,entrée}$ plus importante, dans le cas par exemple d'une récupération des fumées, le phénomène de perte est inexistant, le phénomène de régénération est ainsi intensifié par l'échangeur de chaleur. Toutefois, d'un point de vue pratique, le traitement des fumées et la dégradation de la paroi (encrassement) serait à considérer.

Lors d'un processus de transfert par convection forcée, un accroissement de vitesse du fluide favorise la transition d'un écoulement laminaire en un écoulement turbulent. Une étude des écoulements au voisinage des parois est nécessaire pour la détermination des échanges thermiques. Dans le chapitre suivant, une caractérisation de l'écoulement dans l'échangeur par la simulation CFD est effectuée. Ce chapitre présente l'impact du débit sur le développement des structures tourbillonnaires dans l'écoulement et plus particulièrement dans la couche limite de l'écoulement.

Chapitre 4

Etude hydrodynamique de l'écoulement de Taylor- Couette-Poiseuille

Ce quatrième chapitre se concentre sur l'analyse de l'écoulement dans l'entrefer de l'échangeur de chaleur. Après une analyse des échanges de chaleur sur un pilote expérimental, une meilleure connaissance de la structure de l'écoulement est essentielle dans l'étude des transferts de chaleur. En comparaison avec les écoulements laminaires, les transferts de chaleur et de masse sont considérablement améliorés aux interfaces solide/liquide et liquide/gaz avec la turbulence. Par conséquent, du fait de l'importance pratique de la turbulence en transfert de chaleur, ce chapitre propose une étude de l'écoulement Taylor-Couette-Poiseuille rencontré dans un entrefer possédant une paroi en rotation. L'objectif est ici de simuler numériquement l'évolution spatio-temporelle d'un écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille afin d'étudier l'influence de la rotation et du débit sur les structures turbulentes de l'écoulement.

1. Introduction

La performance des échangeurs de chaleur est limitée par les échanges avec les gaz car les coefficients de transfert observés sur les gaz sont très faibles comparés à ceux observés sur les liquides. Cette limitation et aussi le désir d'augmenter la performance énergétique continuent à motiver le domaine de la recherche sur l'optimisation des échangeurs de chaleur. L'objectif de l'optimisation est d'améliorer l'efficacité énergétique de l'échangeur tout en réduisant les pertes de charge.

Dans l'échangeur, à l'interface entre la paroi et le fluide, une couche limite thermique se forme. Cette couche limite joue un rôle majeur dans les performances des échanges de chaleur. L'amélioration des transferts thermiques passe par une diminution de la couche limite, par le biais d'une modification de l'écoulement. Cette modification de l'écoulement s'effectue par l'introduction de structures locales dans l'écoulement. Ainsi, dans les échangeurs de chaleur, l'écoulement est souvent complexe et possède de nombreuses échelles de turbulence.

L'étude des écoulements tourbillonnaires est un sujet qui a été largement étudié depuis plusieurs années dans les milieux scientifiques et industriels. L'intérêt des écoulements tourbillonnaires réside dans la possibilité d'augmenter significativement les transferts de chaleur tout en minimisant les coûts énergétiques. Suivant la géométrie adoptée, les tourbillons produits peuvent ou non être entretenus tout au long de l'écoulement. A titre d'exemple, nous présentons brièvement les instabilités centrifuges pouvant se former lors de l'utilisation de parois concaves et/ou convexes (Figure 4.1) :

- L'instabilité de Taylor-Couette est un écoulement confiné entre deux cylindres coaxiaux avec le cylindre extérieur fixe et le cylindre intérieur en rotation à une vitesse angulaire constante.
- L'instabilité de Dean est un écoulement induit par la courbure des lignes de courant d'un écoulement newtonien pleinement développé. Au-delà d'une valeur critique du nombre de Dean, une paire de cellules tourbillonnaires apparaît au sein de l'écoulement à proximité de la paroi externe de la conduite.
- L'instabilité de Görtler est un écoulement secondaire apparaissant dans la couche limite de l'écoulement le long d'une paroi concave. Cet écoulement apparaît sous forme de rouleaux longitudinaux, contrarotatifs par paire, alignés dans la direction de l'écoulement moyen. Son apparition est causée par un déséquilibre entre les forces de pression et les forces centrifuges.

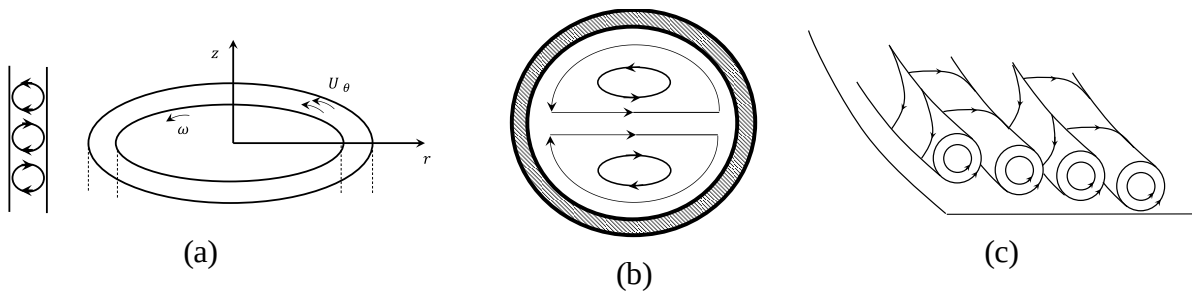


Figure IV-1 : (a) Tourbillon de Taylor, (b) Tourbillon de Dean, (c) Tourbillon de Görtler sur une paroi concave.

Parmi les différents dispositifs susceptibles de générer des instabilités tourbillonnaires au sein de l'écoulement, cette étude s'intéresse plus particulièrement aux instabilités confinées entre deux cylindres pour les raisons suivantes :

- la géométrie de l'échangeur étudiée est un espace annulaire formé par le cylindre intérieur en mouvement correspondant au four rotatif, et un cylindre extérieur fixe représentant la paroi extérieure de l'échangeur de chaleur.
- cette géométrie dispose d'une faible augmentation de la perte de charge par rapport à un écoulement tourbillonnaire produit par l'ajout d'ailettes ou de chicanes en hélice.
- une rotation du cylindre intérieur permettant de limiter l'encrassement de l'échangeur, ce qui n'est pas le cas avec l'utilisation d'ailettes ou de chicanes.

Dans un premier temps, une analyse bibliographique des travaux numériques et expérimentaux de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille est présentée. Ensuite, la mise en œuvre d'une méthode numérique aux volumes finis est exposée afin de modéliser

l'écoulement tourbillonnaire turbulent induit par la vitesse de rotation du cylindre intérieur et par le débit axial imposé. Les résultats numériques obtenus par la modélisation sont comparés aux données expérimentales disponibles dans la littérature, notamment les vitesses moyennes et les taux de turbulence. Enfin, pour terminer une présentation de l'intensification de transferts par l'étude de l'hydrodynamique de l'écoulement est effectuée.

2. Ecoulement de Taylor-Couette-Poiseuille : revue bibliographique

2.1. Ecoulement de Taylor-Couette

L'écoulement de Taylor-Couette est un écoulement se produisant entre deux cylindres concentriques de rayon R_i pour le cylindre intérieur et R_e pour le cylindre extérieur en rotation (Figure 4.2). Cet écoulement a largement été étudié dans la littérature depuis les premiers travaux de Taylor, 1923, et reste encore un sujet d'étude majeur pour de nombreux mécaniciens des fluides.

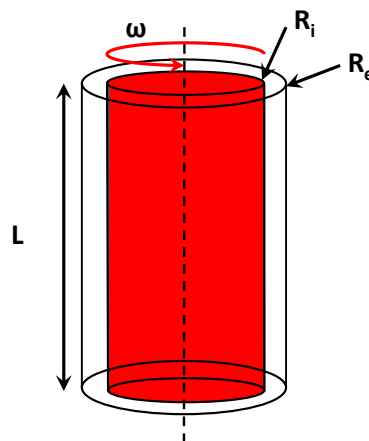


Figure IV-2 : Schéma de la configuration de Taylor-Couette, avec R_i le rayon intérieure, R_e le rayon du cylindre extérieur, L la longueur des cylindre et ω la vitesse de rotation du cylindre intérieur.

L'écoulement de Taylor-Couette possède une succession de bifurcations très riches engendrant des écoulements de plus en plus complexes, pour finalement conduire à la turbulence. Les différentes instabilités apparaissent dans l'écoulement avec l'augmentation de la vitesse de rotation du cylindre. Lorsque la vitesse de rotation du cylindre dépasse une valeur critique ω_c , une première instabilité apparaît formant une paire de tourbillons toroïdaux contrarotatifs et régulièrement espacés le long de l'axe entourant le cylindre comme un anneau tourbillonnaire. Ces tourbillons sont souvent nommés dans la littérature comme

«rouleau de Taylor» ou «instabilité de Taylor-Görtler» (Figure 4.3). Cette instabilité est générique, c'est-à-dire susceptible de se manifester dans tout écoulement dévié par une paroi créant un gradient de pression normal aux lignes de courant.

Ensuite, quand un faible débit axial est additionné à l'écoulement de Couette-Taylor, les vortex sont transportés par le flux axial sans être détruits. Taylor, (1923) est le premier à observer l'instabilité d'un fluide confiné entre deux cylindres coaxiaux avec un cylindre intérieur en rotation. Ensuite, des séries de travaux théoriques, expérimentaux et numériques ont succédé les travaux fondateurs de Taylor, (1923), Coles, (1965) ; Fenstermacher, (1979) ; Andereck *et al.*, (1986).

Depuis les travaux de Taylor, (1923), de nombreuses études ont été réalisées sur la cartographie des instabilités de l'écoulement de Taylor-Couette. Cette cartographie est très complexe et dépend des paramètres opérationnels et géométriques.

L'écoulement de Couette est laminaire et stationnaire. Il est entraîné par les forces visqueuses agissant sur le fluide et les lignes de courants annulaires centrées sur l'axe de rotation du cylindre. Avant la première instabilité, pour de faibles vitesses de rotation, l'écoulement de Couette est simplement caractérisé par la vitesse angulaire $U_\theta(r)$. La résolution des équations de Navier-Stokes et l'ajout des conditions aux limites sur chacun des cylindres conduit à la solution analytique suivante :

$$U_\theta(r) = \omega \frac{1}{R_e^2 - R_i^2} \left[\frac{R_i^2 R_e^2}{r} - r R_i^2 \right] \quad (4.1)$$

Ainsi, dans cette configuration d'étude, avec seulement le cylindre intérieur en rotation, nous avons systématiquement l'apparition d'instabilités due à l'augmentation de la vitesse de rotation. La première instabilité est caractérisée par l'apparition de cellules stationnaires de forme torique, contrarotatives, associées par paire et régulièrement ordonnées dans la direction axiale. Taylor a déterminé la valeur critique de la vitesse du cylindre intérieur ω_c où la première instabilité est observée pour une géométrie critique $\eta \rightarrow 1$. Cette vitesse de rotation ω_c conduit à une valeur critique du nombre de Taylor $Ta_c = 1708$. Depuis les premiers travaux de Taylor, plusieurs corrélations empiriques ou analytiques ont été présentées pour évaluer ce seuil. La corrélation la plus employée a été définie par Esser et Grossmann, 1996 :

$$Re_{\omega_c} = \frac{1}{\alpha^2} \frac{(1+\eta)^2}{2\eta\sqrt{(1-\eta)(3+\eta)}} \text{ avec } \alpha = 0.1556 \quad (4.2)$$

Dans le cas où la vitesse de rotation augmente et que le nombre Taylor dépasse le second seuil, $Ta_{c,2}$, la présence d'une nouvelle instabilité a été mise en évidence par Coles, (1965). Il observe la présence d'ondulations au niveau des lignes de séparation des cellules de Taylor. Les cellules de Taylor ne sont plus perpendiculaires à l'axe du cylindre mais présentent plutôt des ondulations. L'écoulement axisymétrique devient instable et instationnaire et par conséquent doublement périodique, caractérisé par un nombre d'onde axiale et azimutale. Lorsque le nombre de Taylor dépasse un troisième seuil, $Ta_{c,3}$, l'écoulement se complexifie. L'amplitude des ondulations varie périodiquement et l'écoulement possède maintenant deux fréquences temporelles. Au-delà, avec l'augmentation du nombre de Taylor, l'écoulement se transforme en écoulement tourbillonnaire ondulatoire, faiblement turbulent avant que l'écoulement ne devienne pleinement turbulent supprimant l'onde azimutale et laissant uniquement place aux structures tourbillonnaires.

Les transitions observées dans l'écoulement ne dépendent pas seulement du nombre de Taylor mais aussi de l'histoire antérieure de l'écoulement impliquant un phénomène d'hystérésis selon la manière dont la vitesse de rotation étudiée est atteinte. Cette dépendance à l'histoire de l'écoulement a été observée par Cole, (1965) sur des expérimentations qui ont permis de mettre en évidence 26 états différents pour le même nombre de Taylor.

L'écoulement de Taylor-Couette est un problème complexe malgré le fait qu'il ait fait l'objet de nombreux travaux d'études et que de nombreuses questions restent encore aujourd'hui sans réponse. La structure de l'écoulement dépend de plusieurs paramètres géométriques ou opérationnels tels que η , Γ , Ta , ainsi que de la non-unicité des écoulements.

2.2. Ecoulement de Taylor-Couette-Poiseuille

La superposition d'un écoulement axial sur l'écoulement de Taylor-Couette augmente la complexité de l'écoulement. L'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille possède un nouveau paramètre dynamique ajouté à la vitesse de rotation du cylindre intérieur ω : la vitesse axiale moyenne du fluide $\bar{U}_z$.

La structure de l'écoulement résulte de la superposition de deux mécanismes, le premier lié aux effets de la rotation et le second au débit axial. De ces mécanismes, deux principales transitions peuvent être distinguées : la transition d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent avec l'augmentation de la vitesse axiale, et la transition entre l'écoulement turbulent et l'apparition de structures tourbillonnaires au-dessus de la vitesse critique de rotation ω du

cylindre. La combinaison de ces phénomènes combinés a été décrite par Kaye et Elgar, (1958), et permet de discerner quatre principaux régimes d'écoulement :

- écoulement laminaire,
- écoulement laminaire avec structures de Taylor,
- écoulement turbulent,
- écoulement turbulent avec structures de Taylor.

Kaye et Elgar, (1958) ont montré à partir d'une étude expérimentale et d'un anémomètre à fils chauds que l'écoulement axial a un effet stabilisant sur les structures de Taylor. L'apparition des premières instabilités se présente pour des vitesses de rotation du cylindre ω plus importantes (nombre de Taylor plus élevé) qu'un simple écoulement de Taylor-Couette. L'importance de la vitesse de rotation dans les transitions de l'écoulement est importante et fait l'objet de nombreuses études. Les types d'écoulement ont été établis par différents travaux inventoriés sur le sujet Kaye et Elgar, (1958); Chandrasekhar, (1962); Yamada, (1962), Polkowsji, (1984) pour un nombre de Reynolds axial compris entre $0 \leq Re_a \leq 10^4$ et un nombre de Taylor compris entre $0 \leq Ta \leq 10^6$. Une étude avec des nombres de Reynolds axiaux et de Taylor plus importants a aussi été réalisée plus tard par Jakoby *et al.*, (1999) ($2 \times 10^4 \leq Re_a \leq 3 \times 10^4$, $4 \times 10^7 \leq Ta \leq 2 \times 10^9$). Les auteurs ont étudié l'influence des phénomènes physiques telle que la vitesse de rotation du cylindre intérieur sur les phénomènes de transfert en fonction du régime de l'écoulement identifié.

Les résultats expérimentaux obtenus par Yamada, (1962) montrent que la transition entre un écoulement turbulent et un écoulement turbulent contenant des cellules de Taylor est ponctuée par une zone de transition et non distinctement séparée. Plus tard, Jakoby *et al.*, (1999) ont également confirmé l'existence d'une zone de transition entre un écoulement avec et sans cellules de Taylor.

Une analyse plus fine des transitions a été réalisée par Lueptow *et al.*, (1992). Cette étude expérimentale a été effectuée pour de faibles nombres de Taylor ($Ta < 3000$) et de très faibles nombres de Reynolds ($Re_a < 540$) dans le cadre d'un espace annulaire faible $\eta = 0.885$ et $\Gamma = 41$. Ils ont observé un nombre important de régimes d'écoulement allant d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent. La description limitée à de faibles nombres de Reynolds et de Taylor est présentée par une cartographie détaillée de l'écoulement.

Enfin, plusieurs auteurs se sont intéressés aux paramètres influençant la transition entre un écoulement avec et sans cellules de Taylor. La taille de l'espace annulaire (Γ, η) semble jouer

un rôle important dans les transitions de l'écoulement. Kaye et Eglar, (1958) ont déterminé et comparé les principales transitions de l'écoulement pour deux épaisseurs d'espace annulaire $\eta = 0.693$ et $= 0.802$. Pour un très faible débit axial ou nombre de Reynold ($Re_a < 100$), la taille de l'espace annulaire ne semble pas influencer les transitions. Par contre, pour un fort nombre de Reynolds axial, l'augmentation de la taille de l'espace annulaire semble modifier la transition de l'écoulement. Les cellules de Taylor apparaissent pour de plus faibles vitesses de rotation du cylindre. Des résultats similaires ont aussi été observés plus récemment par Jakoby *et al.*, (1999) sur la transition entre un écoulement avec ou sans cellules de Taylor.

Contrairement aux résultats de Kaye et Eglar, (1958), les auteurs Wan et Coney, (1980) ont montré que l'élargissement de l'espace annulaire stabilisait l'écoulement, avec une apparition des cellules de Taylor pour de plus grands nombres de Taylor. Cette contradiction entre les auteurs peut s'expliquer par l'effet de la longueur du canal et du rapport d'aspect Γ sur le développement de l'écoulement et plus particulièrement du profil axial de vitesse. L'augmentation du nombre de Reynolds axial Re_a a pour effet d'augmenter la zone d'établissement de l'écoulement et ainsi retarder suivant l'axe z l'apparition des premières cellules de Taylor (Molki *et al.*, (1990)).

Récemment, les auteurs Fénot *et al.*, (2011) ont réalisé une revue bibliographique sur les transferts de chaleur dans les écoulements de Taylor-Couette, et Taylor-Couette-Poiseuille. Ils ont conclu que :

Malgré la quantité considérable d'études portées sur l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille, le grand nombre de facteurs influents laisse de nombreuses questions concernant leurs impacts sur la dynamique de l'écoulement et les transferts de chaleur. En effet, les résultats publiés dans la littérature dépendent en grande partie de la configuration d'étude, et ne proposent pas encore une base suffisante à grande échelle d'extrapolation. (Fénot *et al.*, (2011)).

2.3. Simulation numérique d'un écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille

Les études numériques réalisées sur l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille couvrent différentes configurations de l'écoulement et ont déjà reçu beaucoup d'attention du fait de la couche limite tridimensionnelle de l'écoulement. Une partie des différentes études numériques de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille disponibles dans la littérature est présentée dans le Tableau 4.1.

Tableau IV-1 : Etudes numériques et expérimentales de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille recensées dans la littérature.

Auteurs	Méthode	η	Γ	Région d'étude	Re	Re_{ω}	N
Nazr <i>et al.</i> , (1990)	RANS ($k - \varepsilon$)	0.5	244	Laminaire- Turbulent	7400	1904	0.13
Nourri et Whitelaw, (1994)	LDA	0.5	98	Laminaire- Turbulent	8900	3818	0.429
Escudier et Gouldson (1995)	LDA	0.506	244	Laminaire- Turbulent	2400 ; 5000 ; 15000	1922	0.80 ; 0.38 ; 0.13
Chung <i>et al.</i> , (2002)	DNS	0.1 – 0.5	-	Turbulent	8900	0	-
Chung et Sung, (2005)	LES	0.5	-	Turbulent	8900	1909; 3818; 7636	0.214, 0.429; 0.858
Jung et Sung, (2006)	DNS	0.5	-	Turbulent	8900	3818	0.429
Poncet <i>et al.</i> , (2011)	RANS (RSM)	0.961	76.9	Laminaire- Turbulent	$0 \leq Re \leq 41254$	$7488 \leq Re_{\omega} \leq 74886$	$0.18 \leq N \leq +\infty$
Hadziabdic <i>et al.</i> , (2013)	LES	0.5	-	Turbulent	12500	$6250 \leq Re_{\omega} \leq 50000$	$0.5 \leq N \leq 4$
Poncet <i>et al.</i> , (2014)	LES	0.889	10	Turbulent	$7490 \leq Re \leq 11234$	$16756 \leq Re_{\omega} \leq 50266$	$1.49 \leq N \leq 6.71$

Les études expérimentales d'Escudier et Gouldson, (1995) et Nourri et Whitelaw, (1994) fournissent de précieuses bases de données expérimentales sur l'influence de la paroi intérieure en rotation sur l'écoulement axial dans un espace annulaire. Ces auteurs ont extrait les différentes composantes de vitesse moyenne et des contraintes turbulentes dans un espace annulaire possédant un important facteur de forme ($\eta = 0.5$) et un large rapport d'aspect ($\Gamma = 98 - 244 ; N \rightarrow \infty$). Ces expérimentations incluaient l'étude de l'effet de la nature du fluide (Newtonien ou rhéofluidifiant) sur l'écoulement. Enfin, le large rapport d'aspect Γ utilisé par les auteurs au cours de leurs expérimentations permet de supposer un écoulement pleinement développé dans la direction axiale. Ces données expérimentales ont été utilisées pour valider la majorité des expérimentations numériques de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille disponibles dans la littérature.

Chung *et al.*, (2002) ont étudié numériquement à partir de la simulation directe (DNS), l'effet du rayon de courbure de deux géométries annulaires ($\eta = 0.1$ et 0.5) sur les structures turbulentes en proche paroi dans un écoulement axial donné ($Re_a = 4450$). Dans cette étude, les cylindres extérieurs et intérieurs sont immobiles. Les auteurs ont montré une modification de la caractéristique des structures turbulentes au niveau de la paroi extérieure du fait de la modification du rayon de courbure.

Plus tard, Jung et Sung, (2006) ont étendu l'étude numérique (DNS) de Chung *et al.*, (2002) avec une paroi intérieure en rotation. Le paramètre de rotation $N = Re_t/Re_a$ étudié par les auteurs était de 0.429 . Ils se sont intéressés à l'étude des structures cohérentes situées en proche paroi intérieure et à leurs modifications comparées à l'étude de Chung *et al.*, (2002) du fait de l'influence des forces centrifuges. Les auteurs ont constaté une augmentation de la turbulence en proche paroi avec une augmentation de l'éjection de structures cohérentes vers l'écoulement.

Chung et Sung, (2005) ont réalisé une étude numérique par la simulation des grandes échelles de la turbulence (*Large Eddy Simulation* LES). La simulation LES a été réalisée à partir de la configuration expérimentale utilisée par Nourri et Whitelaw, (1994) ($\eta = 0.5$ et $N = 0.214, 0.429$ et 0.858 pour un nombre de Reynolds axial $Re_a = 4450$). Ils ont montré l'influence de la vitesse de rotation du cylindre intérieur sur la déstabilisation des structures turbulentes en proche paroi.

Plus récemment, la simulation aux grandes échelles a aussi été utilisée par Hadziabdic *et al.*, 2013 pour caractériser un écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille avec un facteur de forme $\eta = 0.5$. L'étude expose un cylindre extérieur en rotation ce qui est plus rare dans la littérature. Cette étude s'intéresse à l'effet de la rotation pour une large gamme d'études du paramètre de rotation N , compris entre 0.5 et 4 . Les auteurs se sont attachés à étudier l'effet de la vitesse de rotation du cylindre extérieur sur l'écoulement moyen, la statistique de la turbulence et les structures tourbillonnaires (Critère Q). Un important changement des structures turbulentes a été observé pour $N = 2.8$. En effet, la turbulence se trouve ainsi réduite tandis que des structures tourbillonnaires en hélice sont perceptibles en proche paroi extérieure. Selon Hadziabdic *et al.*, (2013), ce changement est attribué à la turbulence centrifuge générée en proche paroi dominant les forces inertielles de l'écoulement. Pour un taux de rotation plus important ($N = 4$), l'écoulement se stabilise et devient laminaire avec apparition de structures tourbillonnaires de Taylor-Couette habituellement observées dans un écoulement de Taylor-Couette sans débit axial.

Dernièrement, Poncet *et al.*, (2014) ont réalisé des simulations aux grandes échelles d'un écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille avec rotation du cylindre intérieur dans un espace annulaire étroit mais pour de grandes valeurs du paramètre de rotation N ($1.49 \leq N \leq 6.71$). Dans un premier temps, les auteurs ont comparé favorablement leurs résultats numériques sur les données expérimentales de Nourri et Whitelaw, (1994), et sur les données des simulations aux grandes échelles de Chung et Sung, (2005). Ensuite, les auteurs ont étendu leurs travaux sur des conditions opératoires réelles ($\eta = 0.889, \Gamma = 10$) afin d'étudier l'influence du paramètre de rotation N sur l'écoulement moyen et sur la statistique de la turbulence. Les auteurs se sont aussi intéressés à la nature des structures cohérentes apparaissant dans la couche limite et leurs influences sur les transferts de chaleur. Les auteurs Poncet *et al.*, (2014) ont observé que la turbulence est principalement concentrée dans la couche limite de l'écoulement. Une faible dissymétrie est perceptible dans la distribution des contraintes de Reynolds au niveau de la couche limite du cylindre en rotation, nous indiquant que la couche limite du cylindre intérieur est plus chaotique que celle observée sur le cylindre extérieur. La rotation du cylindre intérieur semble déstabiliser l'écoulement et avoir un effet contraire par rapport aux résultats obtenus par Hadziabdic *et al.*, (2013) de stabilisation de l'écoulement avec l'augmentation de la rotation du cylindre extérieur.

Dans la littérature, il existe quelques simulations numériques de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille utilisant la décomposition de Reynolds connue sous le terme de RANS, (Reynolds Averaged Navier-Stokes). Le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ est le modèle le plus communément utilisé en mécanique des fluides numériques (RANS) pour simuler l'écoulement moyen dans des conditions turbulentes. Néanmoins, les prédictions du modèle de turbulence $k - \varepsilon$ semblent s'éloigner de la réalité dans le cas d'un écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille. En effet, dans un écoulement où le transport turbulent et les effets de non-équilibre sont importants, l'hypothèse de la viscosité turbulente utilisée par le modèle $k - \varepsilon$ n'est plus valide, et les résultats du modèle de viscosité turbulente peuvent s'avérer non exacts Poncet *et al.*, (2011); Pawar *et al.*, (2012). Certains auteurs (Naser *et al.*, (1990)) ont utilisé un modèle de turbulence $k - \varepsilon$ mais celui-ci montre de larges écarts comparés aux données expérimentales obtenues par Escudier et Gouldson. (1995). En comparaison avec les modèles de viscosité turbulente, les modèles aux contraintes de Reynolds (RSM) incluent naturellement les effets de courbure, les changements brusques de contrainte de vitesse, et les écoulements secondaires. Le modèle aux contraintes de Reynolds résout les équations de transport pour chaque contrainte de Reynolds $u'_i u'_j$ et taux de dissipation ε à chaque pas de

temps. Les auteurs Poncet *et al.*, (2011) ont réalisé des simulations RANS en régime stationnaire basé sur un modèle aux contraintes de Reynolds innovant sensibilisé aux effets de rotation. Les auteurs ont comparé favorablement leurs résultats sur les données expérimentales d'Escudier et Gouldson, (1995), et étendu leurs travaux sur des conditions opératoire réelles ($\eta = 0.961, \Gamma = 77$) incluant un écoulement non-isotherme dans une large gamme de Reynolds ($0 \leq Re_a \leq 4870, 3744 \leq Re_t \leq 37443$).

Cette revue bibliographique indique que l'étude numérique de l'écoulement turbulent de Taylor-Couette-Poiseuille est complexe et que le choix porté au modèle de turbulence se révèle déterminant.

3. Turbulence : Le phénomène et sa mise en équation

3.1. Définition

La définition générale des phénomènes de turbulence en mécanique des fluides reste encore aujourd'hui, au stade actuel des connaissances, une question ouverte. Une définition générale a été proposée par Chassaing, (2000) :

La turbulence est un mode naturel d'écoulement d'un fluide visqueux où des mécanismes internes d'échange d'énergie assurent la création et le maintien de toute une hiérarchie de mouvements chaotiques répartis continûment sur une large gamme d'échelle macroscopique. Chassaing,(2000).

Un écoulement turbulent est tridimensionnel et bénéficie d'une large variété d'échelles spatiales (taille des tourbillons). La turbulence est imprévisible avec un caractère aléatoire et chaotique, au sens où une petite perturbation apportée à un écoulement sera continuellement amplifiée dans le temps. Ceci lui donne une grande sensibilité aux conditions aux limites. Un exemple bien connu est la météorologie qui n'est pas prévisible à plus de quelques jours car l'état initial n'est pas précisément connu.

3.2. Conséquences sur les transferts pariétaux

Selon l'application, les écoulements turbulents peuvent se révéler soit favorables, soit défavorables. La turbulence augmente les transferts pariétaux et le mélange tout en réduisant les inhomogénéités cinématiques, thermiques, massiques dans l'écoulement. Néanmoins, la turbulence augmente les forces de frottement dues à la viscosité. L'utilisation d'un écoulement possédant une turbulence élevée favorisera le brassage se manifestant en termes

de dispersion et diffusion. Ces effets de dispersion et diffusion proviennent de l'existence en régime turbulent de trois classes d'échelles de mouvement :

- l'évolution « moyenne » de l'écoulement par le mouvement d'ensemble aux échelles de longueur L ,
- l'évolution « microscopique » du mouvement d'agitation turbulente avec la visualisation des tourbillons présents dans l'écoulement aux échelles de longueur l ,
- et l'évolution « moléculaire » du mouvement d'agitation moléculaire aux échelles de longueur l_m .

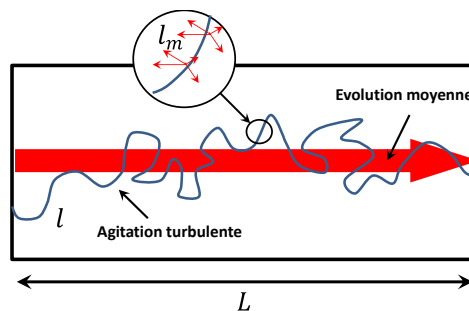


Figure IV-3 Mouvement de l'écoulement rencontré en régime turbulent.

Dans un écoulement turbulent d'air confiné à une échelle L (m), les échelles de longueur de l'écoulement l sont comprises entre $1 \geq l \geq 10^{-3}m$ pour le mouvement d'agitation, et de l'ordre de $l_m \approx 10^{-8}m$ pour le mouvement d'agitation moléculaire. Le caractère dispersif de l'écoulement turbulent engendré par la variété des mouvements aux échelles « microscopiques » l conduit à des écarts par rapport à l'allure moyenne de l'écoulement (Figure 4.3). Cette dispersion résulte des caractéristiques turbulentes de l'écoulement prises dans son ensemble.

La diffusion est liée au transport d'une espèce quelconque due aux écarts de vitesse observés entre la valeur locale instantanée et la valeur moyenne. Un écoulement turbulent est composé de gros tourbillons responsables du transport et de petits tourbillons servant aux transferts. Les échanges dus aux gros tourbillons relèvent plus directement de la dynamique entre les structures, tandis que les échanges dus aux petits tourbillons sont organisés dans le sens des gradients de propriété transférée. Cette dépendance des petites structures aux gradients de propriété est analogue à la diffusion par agitation moléculaire observée sur les schémas de Newton, Fourier et Fick. Dans ces lois macroscopiques, les coefficients de diffusion qui apparaissent sont considérés comme des propriétés physiques du fluide. Pour la turbulence, la

diffusion turbulente n'est pas une propriété du fluide mais dépend du régime d'écoulement. La diffusivité par agitation turbulente ν_T est définie par :

$$\nu_T \approx u' \times l \quad (4.3)$$

avec, une échelle de vitesse u' et de longueur l . Le rapport des viscosités turbulente et moléculaire permet de déterminer un nombre de Reynolds de turbulence Re_T compris entre 10^2 et 10^7 suivant l'écoulement.

$$Re_T \approx \frac{u' \times l}{\nu} \quad (4.4)$$

L'importance de la diffusion turbulente sur la diffusion moléculaire se retrouve dans l'étude de la couche limite de l'écoulement.

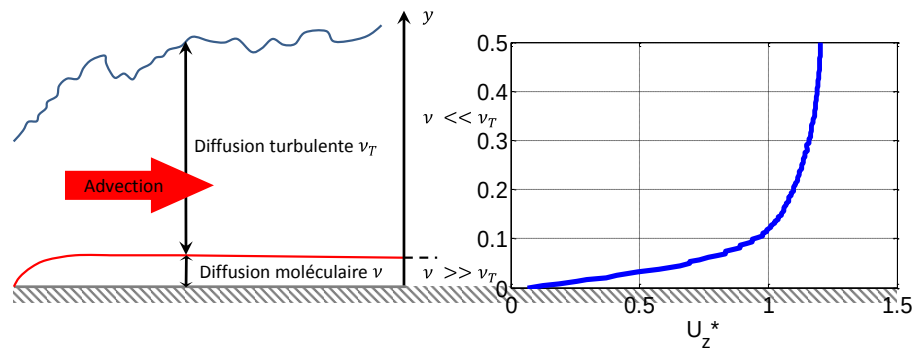


Figure IV-4 Couche limite entre la paroi et le fluide en mouvement.

En paroi, les transferts résultent de la compétition entre une homogénéisation par diffusion et une adhérence du fluide formant une couche limite. En s'éloignant de la paroi, le mouvement d'agitation macroscopique se développe de plus en plus librement. Ainsi, les effets de la diffusion turbulente augmentent par rapport aux effets de la diffusion moléculaire (Figure 4.4). Dans la couche limite, le transfert pariétal par diffusion moléculaire de n'importe quelles propriétés physiques X s'exprime toujours par une loi de gradient sous la forme :

$$q_p = \mathcal{D} \left(\frac{\partial X}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (4.5)$$

avec q_p la valeur de la composante normale du vecteur densité de flux X en paroi et $\mathcal{D}$ le coefficient de diffusivité par agitation moléculaire. Cette relation peut se décliner en :

$$\tau_p = \mu \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_{y=0} \quad \Phi_p = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} \equiv h(T_p - T_\infty) \quad (4.6)$$

ou τ_p et Φ_p caractérisent respectivement le frottement et le flux de chaleur pariétale. La diffusivité moléculaire $\mathcal{D}$ dépend des propriétés physiques du fluide avec la viscosité dynamique μ pour les frottements et la diffusivité thermique λ pour le flux de chaleur. Une augmentation du gradient à la paroi améliore les transferts pariétaux, induit, par un

phénomène extérieur, la turbulence. Toutefois, les transferts pariétaux sont habituellement définis par des quantités adimensionnelles, tel que le coefficient local de friction C_f ou le nombre de Nusselt Nu .

$$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad Nu = \frac{h \times x}{\lambda} \quad (4.7)$$

3.3. Hypothèse de Kolmogorov - Cascade énergétique

Dans un écoulement turbulent, des tourbillons porteurs d'énergie de tailles différentes se superposent. Les gros tourbillons possèdent des petits tourbillons qui s'alimentent de leur vitesse, et ces petits tourbillons se nourrissent eux aussi de plus petits tourbillons jusqu'à atteindre la viscosité (Figure 4.5). Ce processus imaginé par Richardson, 1922 et formalisé quelques années plus tard par Kolmogorov, 1941 est celui d'une cascade d'énergie résultant d'une division de l'écoulement en structures d'échelle de taille décroissante. A travers le modèle de la cascade de Richardson-Kolmogorov, le transfert d'énergie de la turbulence s'effectue depuis les grandes structures aux échelles énergétiques (de taille caractéristique l) vers les fines structures des échelles dissipatives (de taille caractéristique η). Cette cascade est illustrée par la Figure 4.9 et décrit le processus de transfert de l'énergie.

L'analyse spectrale des équations de Navier-Stokes est une manière simple de schématiser ce phénomène de taille des échelles de turbulence. L'expression du spectre de l'énergie cinétique dans l'espace de Fourier s'exprime de la façon suivante :

$$E(\kappa) = \frac{1}{2} \sum |\hat{u}(\kappa)|^2, \kappa \in N \quad (4.8)$$

Où : $\hat{u}(k)$ sont les coefficients de Fourier du champ de vitesse u .

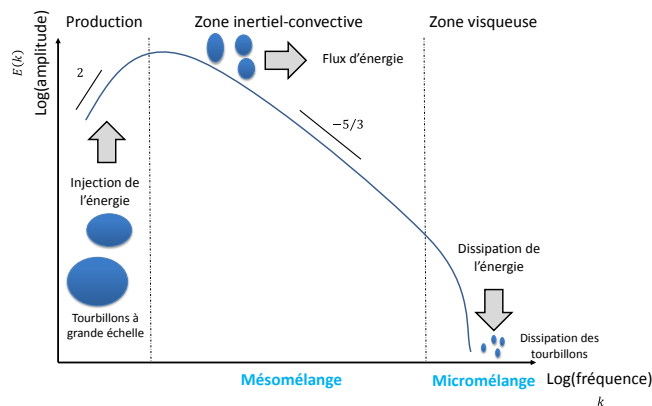


Figure IV-5 Cascade énergétique et échelles de mélange en écoulement turbulent, Chassaing, (2000).

Le modèle de spectre $E(\kappa)$ de Kolmogorov (1941) est défini par deux principales hypothèses :

- L'énergie turbulente est principalement portée par les grands tourbillons qui ne répondent pas directement aux effets de la viscosité.
- L'équilibre universel du comportement aux fines échelles est entièrement déterminé par les paramètres « extérieurs » au mouvement, à ces échelles dissipatives, la viscosité du fluide ν et le taux de dissipation ε .

Ainsi, la théorie de Kolmogorov postule que la densité spectrale d'énergie est indépendante de la viscosité du fluide ν et peut s'écrire sous la forme : $E(\kappa) \propto \kappa^a \varepsilon^b$. Schématiquement, les deux conséquences principales de l'hypothèse de Kolmogorov portent sur l'existence d'une pente décroissante dans la zone inertielle d'une puissance $-5/3$ dont l'extension est d'autant plus large que le nombre de Reynolds est grand. Plus précisément, nous avons :

$$E(k) = C_k \varepsilon^{2/3} \kappa^{-5/3} \quad (4.9)$$

Où $C_k = 1.5$ est la constante adimensionnelle de Kolmogorov et ε représente le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente.

3.4. Description statistique des écoulements turbulents

3.4.1. Equation de Navier-Stokes

La description d'un écoulement de fluide incompressible turbulent s'effectue par une résolution des équations de la conservation de la masse (Eq. 4.10) et de la quantité de mouvement de Navier-Stokes (Eq. 4.11).

L'équation de continuité :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.10)$$

L'équation de la dynamique :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (4.11)$$

$\vec{u}$: composante de la vitesse instantanée locale,

p : pression,

ρ : masse volumique du fluide,

ν : viscosité cinématique du fluide.

3.4.2. Décomposition de Reynolds

Il est possible de dériver les équations pour déterminer l'évolution de toutes les quantités à partir des équations de Navier-Stokes qui gouvernent les champs de vitesse turbulent $u(x, t)$. D'après l'approche de Reynolds (1884), la vitesse locale instantanée $u_i(x, t)$ peut-être traitée comme une fonction aléatoire de l'espace et du temps avec :

$$u_i(x, t) = \bar{U}_i(x) + u'_i(x, t) \quad (4.12)$$

Où $\bar{u}_i$ est la vitesse moyenne d'ensemble et u'_i les fluctuations ou écarts par rapport à la moyenne.

En injectant cette décomposition de Reynolds dans l'équation de Navier-Stokes (Eq.4.11) et après moyenne, nous obtenons les équations de continuité et de Navier-Stokes moyennées ou encore qualifiées d'équations de Reynolds (Eq.4.14) :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \underbrace{\mu \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right)}_{\bar{\tau}_{ij}} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\underbrace{\rho \overline{u'_i u'_j}}_{R_{ij}} \right) \right) \quad (4.14)$$

Les corrélations $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ sont à l'origine des contraintes supplémentaires pour le bilan de quantité de mouvements moyens. Ces corrélations sont appelées « contraintes de turbulence » ou tensions de Reynolds R_{ij} .

En l'état, dans le système d'équations (Eq. 4.13 et Eq. 4.14), il y a plus d'inconnues que d'équations ; le modèle n'est pas fermé, six inconnues d'ordre 2 sont apparues, les contraintes (ou tensions) de Reynolds R_{ij} . Les tensions de Reynolds R_{ij} se composent des composantes $R_{xx}, R_{yy}, R_{zz}, R_{xy}, R_{xz}$ et R_{yz} car le tenseur est symétrique $R_{xy} = R_{yx}$, $R_{xz} = R_{zx}$ et $R_{yz} = R_{zy}$. Il est alors indispensable d'utiliser un modèle de fermeture afin d'équilibrer le nombre d'équations et d'inconnues.

$$R_{ij} = \begin{bmatrix} R_{xx} & R_{xy} & R_{xz} \\ R_{yx} & R_{yy} & R_{yz} \\ R_{zx} & R_{zy} & R_{zz} \end{bmatrix} = -\rho \begin{bmatrix} u'_x u'_x & u'_x u'_y & u'_x u'_z \\ u'_y u'_x & u'_y u'_y & u'_y u'_z \\ u'_z u'_x & u'_z u'_y & u'_z u'_z \end{bmatrix} \quad (4.15)$$

3.5. Modélisation numérique des écoulements turbulents

L'objectif principal de la mécanique des fluides numériques est d'obtenir des renseignements fiables sur les propriétés d'un écoulement turbulent. La principale difficulté de la simulation

d'écoulement turbulent réside dans la simulation de la turbulence. Aujourd'hui, du fait de la puissance informatique, il est encore difficile de résoudre numériquement l'ensemble des échelles fréquentielles de la turbulence. Par conséquent, une méthodologie doit être employée pour effectuer une simulation de « qualité », au niveau de la description de l'écoulement, de la précision et du coût de calcul. La simulation numérique est ainsi un problème de compromis entre ces trois aspects. Des approches différentes seront privilégiées en fonction de l'objectif final du calcul. Les trois principales approches de modélisation de la turbulence sont décrites dans les paragraphes suivants (Figure 4.6).

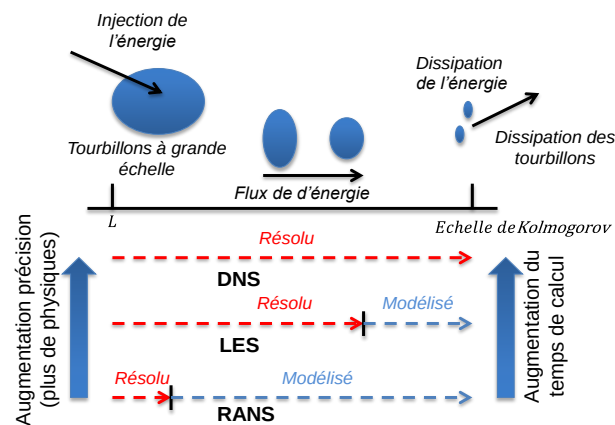


Figure IV-6 : Echelles dissipatives de Kolmogorov ; Méthodes numériques de simulations de mécanique des fluides.

Une résolution précise de toutes les échelles de l'écoulement turbulent est réalisable pour des volumes infimes mais extrêmement coûteux en terme de temps de calcul. En effet, la simulation directe nécessite une discrétisation spatiale et temporelle de l'ordre des plus petites échelles de turbulence, les échelles de Kolmogorov. Leur taille caractéristique est de l'ordre du micron, avec une échelle temporelle de l'ordre de la milliseconde. On parle de *simulation numérique directe* (DNS) de la turbulence. Ces simulations sont complexes et nécessitent l'utilisation de schémas très précis peu adaptés aux écoulements en géométries complexes. Ces contraintes font que la *simulation numérique directe* est limitée aux méthodes d'investigations numériques pour des écoulements en géométrie simple et pour de faibles nombres de Reynolds. Ainsi, se pose le problème de la modélisation des phénomènes de turbulence. L'utilisation de modèles de turbulence permet de réduire le temps de calcul en effectuant la simulation dans de gros volumes éliminant les contraintes liées à la DNS sur la géométrie, le maillage, le pas de temps et la précision des schémas.

L'utilisation des modèles moyennés de Reynolds ou RANS permet de résoudre l'ensemble de l'écoulement moyen avec un modèle de turbulence approprié décrivant les fluctuations de

l'écoulement. Les modèles aux moyennes de Reynolds sont encore largement utilisés par l'industrie du fait de leur simplicité et de leur faible temps de calcul.

La simulation aux grandes échelles ou *Large Eddy Simulation* (LES) se situe entre ces deux extrêmes. Les grandes échelles de turbulence sensibles à la géométrie sont résolues alors que les petites échelles sont modélisées car elles restent identiques dans la majeure partie de l'écoulement.

Aujourd'hui avec l'amélioration des temps de calcul, la résolution directe d'une partie des échelles de l'écoulement devient possible. La simulation LES peut-être une bonne approche dans l'étude des écoulements complexes où les contraintes dans la couche limite sont importantes. Dans la sous couche visqueuse de la couche limite, les transferts de chaleur sont affectés par les structures en proches parois. La modélisation LES permet de capter ces structures au niveau de la paroi.

4. Simulation numérique: Mise en œuvre sous *OpenFOAM*

La résolution numérique de l'écoulement Taylor-Couette-Poiseuille en régime turbulent a été réalisée à partir du code de calcul libre *OpenFOAM*. Après une étude bibliographique sur l'étude numérique de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille turbulent, deux modèles de turbulence ont été choisis parmi les modèles disponibles dans les bibliothèques du logiciel *OpenFOAM*. Le premier modèle RSM, *Reynolds stress model* propose une fermeture au second ordre par une résolution individuelle des tensions de Reynolds au même titre que celles du champ moyen. Le second modèle LES, *Large Eddy Simulation* repose sur la résolution directe des grandes échelles de la turbulence et sur la modélisation des petites échelles.

Cette partie, présente dans un premier temps les modèles de turbulences utilisés. Ensuite, elle évoque la géométrie et le maillage utilisés dans la configuration étudiée. Pour finir, la méthode numérique ainsi que les paramètres associés seront abordés.

4.1. Simulation URANS

Un écoulement turbulent est essentiellement caractérisé par de la diffusion (mélange, étirement-repli) et de la dissipation (frottement, irréversibilité). La difficulté de la modélisation est la complexité structurelle (tourbillons-tridimensionnels) et une sensibilité aux conditions initiales (non-reproductibilité d'une expérience ou d'une simulation numérique).

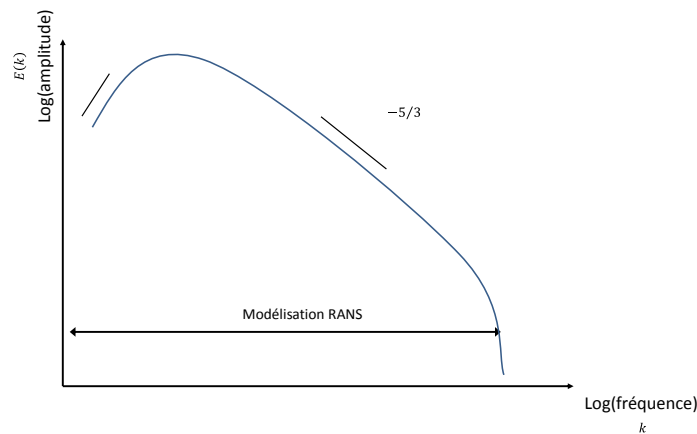


Figure IV-7 Décomposition du spectre d'énergie de la solution associée à la simulation URANS.

D'aspect général, un champ de vitesse turbulent présente une forte variabilité spatiale et temporelle ainsi qu'une moyenne lisse et peu variable. Il paraît donc judicieux de procéder à une moyenne statistique. Cependant, les modèles moyennés modélisent la totalité des échelles de turbulence (Figure 4.7).

Il est possible de dériver les équations pour déterminer l'évolution de toutes les quantités à partir des équations de Navier-Stokes qui gouvernent les champs de vitesse turbulents $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$. D'après l'approche de Reynolds (1884), la vitesse locale instantanée $u_i(\mathbf{x}, t)$ peut être décomposée en une composante locale moyenne $\bar{U}_i(\mathbf{x}, t)$ et une composante turbulente fluctuante ou aléatoire $u'_i(\mathbf{x}, t)$. Eq. 4.12.

En injectant cette décomposition de Reynolds dans l'équation de Navier-Stokes (Eq. 4.11) et après moyenne, on obtient les équations de Navier-Stokes moyennée (*Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations* - URANS) décrivant l'évolution de la vitesse locale moyenne (Eq.4.14). Une des premières approches de fermeture consiste à exprimer directement ces corrélations à partir du champ de vitesse moyen. Les contraintes de Reynolds sont déterminées par un modèle de turbulence, soit via l'hypothèse de viscosité turbulente (modèle $k - \varepsilon$), soit plus directement par la modélisation des équations de transport des tensions de Reynolds (modèle RSM).

Les modèles aux contraintes de Reynolds (RSM) sont une classe importante des modèles de turbulences RANS. Dans ces modèles, les équations de transport sont résolues séparément pour chaque composante du tenseur de Reynolds. Ces modèles sont usuellement considérés supérieurs aux modèles basés sur l'hypothèse de Boussinesq ($k - \varepsilon$), avec une fermeture au second ordre des équations du mouvement moyen. Les équations de transport sont résolues pour les contraintes de Reynolds et le taux de dissipation turbulente, ε . Par conséquent,

l'hypothèse de la viscosité turbulente utilisée par les modèles $k - \varepsilon$ par exemple, n'est plus nécessaire. Cela conduit à l'ajout de 5 équations supplémentaires comparées au modèle $k - \varepsilon$, ce qui le rend plus coûteux en temps de calcul.

$$\frac{D\overline{u'_i u'_j}}{Dt} = P_{ij} + \Pi_{ij} + D_{ij} - \bar{\varepsilon}_{ij} \quad (4.16)$$

Dans le modèle aux contraintes de Reynolds, les termes connus sont $\bar{U}$, p , $\overline{u'_i u'_j}$, et ε . Ainsi, dans l'équation Eq.4.16, les termes de production P_{ij} sont directement liés aux fonctions inconnues principales du problème et ne nécessitent donc pas de modélisation.

$$P_{ij} = - \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} \right) \quad (4.17)$$

Seuls les trois termes suivant du second membre de l'équation sont schématisés. Il s'agit respectivement de :

- la corrélation avec la fluctuation de pression

$$\Pi_{ij} = - \frac{1}{\rho} \left(\overline{u'_i \frac{\partial P}{\partial x_j}} + \overline{u'_j \frac{\partial P}{\partial x_i}} \right) \quad (4.18)$$

- la diffusion turbulente

$$D_{ij} = - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{u'_i u'_j u'_k} \right) \quad (4.19)$$

- le tenseur de dissipation

$$\bar{\varepsilon}_{ij} = 2\nu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k} \quad (4.20)$$

Le modèle de contraintes de Reynolds utilisé par *OpenFOAM* est le modèle de turbulence proposé par Launder *et al.*, (1975), le modèle LRR (Launder, Reece, Rodi). Ainsi, les équations de fermeture sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u'_i u'_j}}{Dt} = & - \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon \\ & - C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) + (\Phi_{ij} + \Phi_{ji})_2 \\ & + (\Phi_{ij} + \Phi_{ji})_\omega \\ & + C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{u'_i u'_l} \frac{\partial \overline{u'_j u'_k}}{\partial x_l} + \overline{u'_j u'_l} \frac{\partial \overline{u'_i u'_k}}{\partial x_l} \right. \\ & \left. + \overline{u'_k u'_l} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_l} \right) \end{aligned} \quad (4.21)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = C_\varepsilon \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{k}{\varepsilon} \overline{u'_k u'_l} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} \right) - C_{\varepsilon 1} \frac{\overline{\varepsilon u'_i u'_k}}{k} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4.22)$$

Valeurs des coefficients pour le modèle de turbulence LRR (Launder *et al.* 1975)

Coefficients	Valeur
$(\Phi_{ij} + \Phi_{ji})_\omega$	$\left(0.125 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \right) + 0.015 (P_{ij} - D_{ij}) \right) \left(\frac{k^{1.5}}{\varepsilon x_2} \right)$
$(\Phi_{ij} + \Phi_{ji})_2$	$\gamma \left(P_{ij} - \frac{2}{3} \left(-2 \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \delta_{ij} \right)$
C_ε	0.15
C_s	0.25
$C_{\varepsilon 1}$	1.44
$C_{\varepsilon 2}$	1.92
σ_k	1
σ_ε	1.3
γ	0.6
x_2	Distance normale de la cellule à la surface

4.2. Simulation aux grandes échelles

La simulation aux grandes échelles ou *Large Eddy Simulation* (LES) est une alternative entre la simulation directe et l'utilisation de modèle de turbulence de type RANS. En effet, les modèles de turbulence RANS ne sont pas toujours appropriés car beaucoup de physique peut être perdu lorsque l'amplitude des fluctuations est importante par rapport au mouvement moyen du fluide (Figure 4.10). Puisque les structures possédant de grandes échelles sont explicitement résolues, on s'attend à ce que la simulation LES soit plus fiable et précise que les modèles RANS pour l'étude des écoulements où dominent des structures instationnaires aux grandes échelles, tels que les écoulements décollés. L'idée de la simulation LES est de filtrer les équations de Navier-Stokes à une certaine échelle. Les tourbillons plus petits que la taille du filtre sont résolus à l'aide d'un modèle de sous-maille, et les plus grandes échelles de tourbillons, les structures cohérentes sont simulées. Dans un écoulement turbulent les grands tourbillons varient selon la géométrie étudiée tandis que les petits tourbillons ont un caractère beaucoup plus universel.

L'analyse spectrale de l'équation de Navier-Stokes permet d'introduire l'idée de petites échelles et de grandes échelles. La simulation LES consiste à ne simuler que les échelles inférieures à l'échelle dite de coupure k_c , plutôt que de simuler numériquement toutes les échelles (DNS) (Figure 4.8).

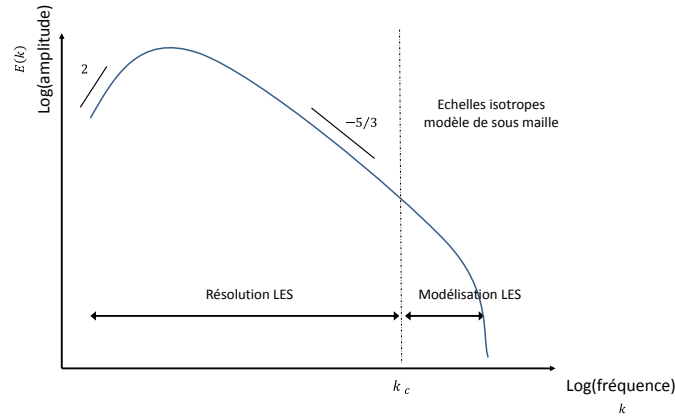


Figure IV-8 : Décomposition du spectre d'énergie de la solution associée à la simulation des grandes échelles .

La simulation LES implique l'utilisation d'une méthode de filtrage pour séparer les différentes échelles, échelles résolues et échelles modélisées. Cette séparation d'échelles n'est pas associée à une opération de moyenne statistique. Elle est appliquée sous la forme d'un filtre passe-bas en fréquence. Ce filtre est appliqué aux équations de Navier-Stokes afin d'obtenir le modèle mathématique caractéristique de la simulation aux grandes échelles.

$$U(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(r, x) U(x - r, t) dr \quad (4.23)$$

L'intégration est effectuée dans le domaine de l'écoulement et le filtre spatial passe bas G satisfait la condition de normalisation suivante :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} G(r, x) dr = 1 \quad (4.24)$$

La vitesse instantanée se décompose ainsi en une partie résolue la composante des grandes échelles $\bar{u}$ ou composante résolue et une partie filtrée, les fluctuations aux petites échelles u' ou composante de sous-maille.

$$u(x, t) = \bar{u}(x, t) + u'(x, t) \quad (4.25)$$

Ceci apparait analogue à la décomposition de Reynolds. Cependant, elle contient d'importantes différences.

En appliquant la décomposition (Eq. 4.25) aux équations de Navier-Stokes nous obtenons les équations de quantités de mouvements filtrées :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (4.26)$$

Ces équations (Eq. 4.26) sont en apparence identiques aux équations RANS. Elles requièrent la modélisation du tenseur de contraintes de sous-maille $\bar{\tau}_{ij}$ définie par :

$$\begin{aligned}\tau_{ij} = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} &= (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) + (\overline{u_i u'_j} + \overline{u'_j u_i}) + \overline{u'_i u'_j} \\ &= \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j\end{aligned}\quad (4.27)$$

Le tenseur de contraintes de sous-maille τ_{ij} représente l'influence des petites échelles (non-résolues) sur la dynamique des grandes échelles. Le premier terme L_{ij} est appelé *tenseur de Leonard*. Il représente les interactions entre deux tourbillons de grandes échelles afin de produire les petites échelles de la turbulence. Le second terme, C_{ij} , le *tenseur des termes croisés*, contient les interactions entre les grandes échelles et les tourbillons de petites échelles. Il peut transférer de l'énergie dans les deux sens mais en moyenne il suit la cascade d'énergie. Le troisième terme, R_{ij} , le *tenseur de Reynolds de sous-maille*, SGS (Sub-Grid Scale), représente les interactions entre deux petites échelles afin de créer un tourbillon résolu. Il représente le transfert d'énergie des petites échelles vers les grandes échelles.

La modélisation du terme τ_{ij} s'effectue de façon analogue à la viscosité turbulente de l'approche moyennée en y introduisant le concept de viscosité de sous-maille ν_{SGS} . En général, un modèle est utilisé pour estimer la viscosité de sous-maille ν_{SGS} . Pour ce dernier, *OpenFOAM* offre plusieurs alternatives. Dans ce travail, le modèle LES à une équation (*one-equation*) est utilisé car ce modèle est le plus adapté pour la modélisation des écoulements confinés parmi les différents modèles SGS disponibles dans *OpenFOAM* pour reproduire le comportement en proche paroi. Le modèle à une équation exploite une équation de transport de l'énergie cinétique de sous-maille, afin de transporter l'énergie cinétique turbulente et suivre l'historique de la turbulence. Cette énergie cinétique est définie comme (Yoshizawa et Horiuti, (1985) ; Sagaut, (1998) ; Menon *et al.*, (1996)) :

$$k_{SGS} = \frac{1}{2} \sum_i (\overline{u_i^2} - \bar{u}_i^2) \quad (4.28)$$

L'équation de transport k_{SGS} de l'énergie turbulente de sous-maille provient des équations de Navier-Stokes incompressibles filtrées et dérivées :

$$\frac{\partial k_{SGS}}{\partial t} + \frac{\partial (U_i k_{SGS})}{\partial x_i} = \tau_{ij} S_{ij} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\nu + \frac{\nu_{SGS}}{\sigma_k} \frac{\partial k_{SGS}}{\partial x_i} \right) \quad (4.29)$$

Les trois termes de droite de l'équation représentent respectivement, la production, la dissipation et la diffusion de l'énergie cinétique de sous-maille. Le terme de contrainte de τ_{ij} est modélisé comme une viscosité turbulente de sous-maille :

$$\tau_{ij} = -2\nu_{SGS} S_{ij} + \frac{2}{3} k_{SGS} \delta_{ij} \quad (4.30)$$

S_{ij} désigne le tenseur de contrainte de cisaillement du champ résolu défini par l'équation ci-dessous (Eq.4.31).

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.31)$$

La viscosité turbulente de sous-maille, ν_{SGS} , et la dissipation, ε , peuvent être déterminées à partir :

$$\nu_{SGS} = C_k \sqrt{k \Delta} \quad (4.32)$$

$$\varepsilon = C_e k_{SGS}^{3/2} / \Delta \quad (4.33)$$

Dans le modèle de turbulence de sous-maille *One-Equation*, la viscosité turbulente ν_{SGS} est supposée proportionnelle à la longueur caractéristique de sous-maille $\Delta = (r\Delta r\Delta\theta\Delta z)^{1/3}$ et au coefficient C_k . La valeur des coefficients des constantes de l'équation C_k et C_e utilisées par le modèle LES d'*OpenFOAM* est obtenue par des approximations multi-échelles réalisées par Yoshizawa, (1986).

Ce modèle de turbulence a récemment été utilisé dans la littérature par les auteurs Liu *et al.*, (2005) et Poncet *et al.*, (2013) pour simuler respectivement, un écoulement turbulent dans un espace annulaire tournant et dans un écoulement de Taylor-Couette.

Valeurs des coefficients du modèle LES :

C_k	C_e	σ_k
0.094	1.048	1.0

4.3. Méthode numérique

4.3.1. Discrétisation

OpenFOAM est un logiciel de CFD basé sur la méthode des volumes finis. La résolution du système d'équations différentielles de Navier-Stokes (Eq.4.11 et Eq.4.10) présenté précédemment ne possède pas de solutions analytiques sauf pour quelques cas d'exception. La résolution de ce système se fait par une méthode de discrétisation afin d'approximer la solution par un système d'équations algébriques sur un domaine d'espace et de temps. Considérons l'équation de transport d'une quantité ϕ :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{V_i} \rho_f \phi_f dV_i = - \iint_S \rho_f \phi_f \vec{v}_f \vec{n}_f dS + \iint_S \Gamma_\phi (\nabla \phi_f)_n \vec{n}_f dS + \iiint_{V_i} S_\phi dV_i \quad (4.34)$$

Avec, ρ_f la masse volumique du fluide, $\vec{v}_f$ la vitesse du fluide, Γ_ϕ le coefficient de diffusion de la quantité transportée ϕ et S_ϕ un éventuel terme source (Figure 4.9).

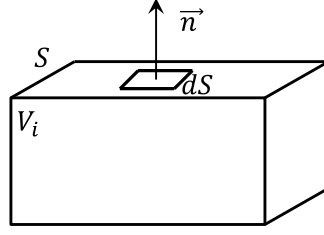


Figure IV-9 : Volume de contrôle.

La méthode des volumes finis est basée sur l'expression des équations de bilan des grandeurs caractéristiques de l'écoulement au niveau de chaque cellule du maillage. L'intégration de l'équation de transport de la quantité ϕ sur le volume de contrôle V_i conduit à l'équation algébrique suivante :

$$\frac{(\rho_f \phi_f)^{t+\Delta t} - (\rho_f \phi_f)^t}{\Delta t} \Delta V = - \sum_f^N \rho_f \phi_f \vec{v}_f \cdot \vec{n}_f A_f + \sum_f^N \Gamma_\phi (\nabla \phi_f)_n \cdot A_f \vec{n}_f + S_\phi \Delta V \quad (4.35)$$

N : nombre de faces

$\vec{n}_f$: vecteur unitaire normal à la face f

A_f : air de la face f

$\rho_f \vec{v}_f \phi_f \cdot A_f$: flux à travers la face f

$\nabla \phi_f$: gradient de la quantité ϕ normal à la face f

Cette équation fait apparaître des flux convectifs et diffusifs à travers les faces délimitant le volume de contrôle V_i . La méthode des volumes finis stocke ces valeurs au centre de chaque cellule et non sur chaque face. Pourtant, il est nécessaire de connaître la valeur des variables sur chaque face. Les valeurs aux faces et gradients sont recalculées par une interpolation des valeurs stockées aux centres des cellules voisines. Par analogie avec la méthode des différences finies, l'interpolation de ces valeurs est définie sous *OpenFOAM* par un schéma de discrétisation. Dans nos simulations, le schéma de discrétisation spatial utilisé est du second ordre (*intégration Gaussian*) pour toutes les quantités.

L'utilisation de l'approche LES est essentiellement effectuée en instationnaire. Par conséquent, l'utilisation d'un schéma de discrétisation en temps s'impose. Le schéma utilisé avec le code *OpenFOAM* est la différence arrière d'ordre 2 (*backward*) :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{V_i} \rho_f \phi_f dV_i = \frac{3\phi^{n+1} - 4\phi^n + \phi^{n-1}}{2\Delta t} \quad (4.36)$$

Avec, ϕ^n la valeur de la quantité ϕ au pas n et Δt le pas de temps de la simulation.

4.3.2. Résolution

En régime instationnaire, la solution au pas de temps $n + 1$ est estimée par les équations de quantité de mouvement et de conservation (Eq.4.11) à partir des conditions connues de la solution au pas de temps n .

Entre chaque itération, les équations du modèle sont résolues de manière séquentielle. La résolution des équations différentielles est effectuée à partir des solveurs disponibles sous *OpenFOAM*. Le terme de pression est traité de manière différente des autres variables du système d'équations résolu. Dans un écoulement instationnaire, l'utilisation d'un algorithme de couplage entre la pression et la vitesse est nécessaire. En effet, un gradient de pression apparaît dans le terme source des équations de quantité de mouvement et joue un rôle moteur dans l'écoulement. Toutefois, le gradient de pression est une inconnue supplémentaire, et aucune équation de transport n'est disponible pour cette quatrième variable. Afin de répondre à ce problème, un algorithme de couplage vitesse-pression SIMPLE a été développé par Patankar et Spalding, (1972). Dans un premier temps, cet algorithme suppose un champ de pression initial injecté dans les équations de quantité de mouvement. Ensuite, le système est résolu pour trouver un champ de vitesse intermédiaire afin de transformer l'équation de continuité en une équation de correction de pression. Enfin, cette équation de pression est résolue dans le but de trouver une correction de pression qui permettra de réinjecter une nouvelle valeur de pression dans les équations de quantité de mouvement. Ce cycle est répété autant de fois que nécessaire jusqu'à obtenir une correction de pression nulle. Cette méthode est utilisée par le logiciel *OpenFOAM* dans la résolution d'écoulements en régime instationnaire.

Pour un écoulement instationnaire, *OpenFOAM* utilise l'algorithme de la méthode PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operators). Dans cette méthode, la structure globale de l'algorithme se compose de la manière suivante :

- 1- Définition des conditions aux limites.
- 2- Résolution de l'équation de la dynamique discrétisée pour calculer un champ de vitesse intermédiaire.
- 3- Calcul des flux pour chaque face du volume de contrôle.
- 4- Résolution de l'équation de pression.
- 5- Correction des flux pour chaque face du volume de contrôle.
- 6- Correction de la vitesse sur les bases d'un nouveau champ de pression.
- 7- Mise à jour des conditions aux limites.

- 8- Réitération à partir de la troisième ligne le nombre de fois prévu.
- 9- Augmentation du pas de temps et retourner à la première ligne.

Comme pour l'algorithme SIMPLE, les étapes 4 et 5 peuvent être répétées pour un nombre déterminé de temps pour corriger les non-orthogonalités.

4.4. Configuration géométrique et paramètres de contrôle de l'écoulement

La première étape de la mise en œuvre des simulations numériques consiste à discrétiser la géométrie d'étude en plusieurs volumes élémentaires nommés « maille ». Cette étape a été réalisée à l'aide du logiciel libre *Gmsh*.

4.4.1. Géométrie et conditions d'étude de l'échangeur

Les dimensions de l'échangeur de chaleur sont identiques à celles du banc d'essai. Le rayon du tambour R_i est de 0.17 m et le rayon de l'échangeur de chaleur R_e est de 0.21 m. L'épaisseur de l'espace annulaire situé entre les deux cylindres est de $e = 0.04$ m pour une longueur d'étude $L_z = 20\delta$ avec $\delta = e/2$ (Figure 4.10). Cette longueur d'étude L_z correspond à un rapport d'aspect $\Gamma = 10$ et le rapport des rayons à un facteur de forme $\eta = 0.809$.

Remarque : Les auteurs Chung et al., (2002) et Poncet et al., (2014) ont examiné numériquement l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille dans des conditions semblables avec une longueur d'étude $L_z = 20\delta$, 18δ et 15δ pour un facteur de forme de $\eta = 0.89$, 0.5 et 0.1 .

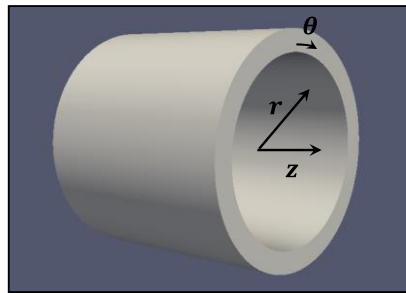


Figure IV-10 Géométrie étudiée.

Le fluide considéré est de l'air (masse volumique : $\rho = 1,2 \text{ kg.m}^3$, viscosité dynamique : $\mu = 1,85.10^{-5} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$, viscosité cinématique $\nu = 1,57.10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$). La vitesse de rotation du tambour est de 50 tr.min^{-1} ($\omega R_i = 0,94 \text{ m.s}^{-1}$), et le débit axial dans l'échangeur est compris entre 30 et $200 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$ ($\bar{U}_z = 0,21 - 0,95 \text{ m.s}^{-1}$). Les gammes de vitesse étudiées

correspondent à un écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille turbulent. Ces paramètres d'étude sont reportés dans le Tableau 4.2.

Tableau IV-2 Paramètres étudiés lors des simulations numériques pour les différents cas A, B et C.

	A	B	C
ω [tr.min ⁻¹]	←	50	→
Re_ω	←	7488	→
Q [m ³ .h ⁻¹]	31.4	94.3	188.6
Re_a	1462	4388	8776
$N = Re_\omega/Re_a$	5.12	1.71	0.85

4.4.2. Maillage

La précision des calculs augmente avec le nombre de mailles tandis que le temps de calcul augmente avec le nombre d'équations à résoudre directement lié au nombre de mailles. Par conséquent, il y a un compromis à trouver entre le nombre de mailles, la précision de calcul et le temps de calcul.

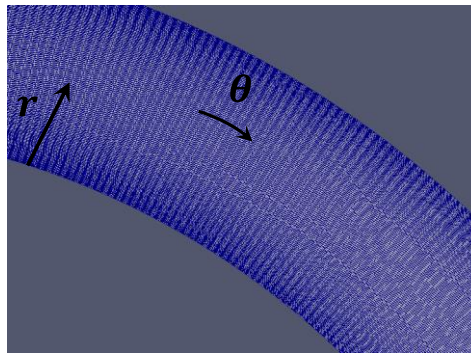


Figure IV-11 Maillage suivant (r,θ) raffiné en proche paroi.

Comme il est explicité dans les paragraphes précédents, en simulation LES, la taille de la maille est importante. Les grandes échelles plus importantes que la taille de la maille, sont résolues de manière directe, et les plus petites échelles sont modélisées à partir de l'hypothèse d'une turbulence isotrope en dessous de la taille des mailles. Afin de satisfaire cette hypothèse il est nécessaire d'ajuster la taille du maillage.

D'après l'hypothèse formulée par Kolmogorov, les grandes structures tourbillonnaires de l'écoulement sont dépendantes de la géométrie et des conditions aux limites, tandis que le

comportement des petites structures aux échelles dissipatives est supposé universel et uniquement dépendant de la viscosité du fluide ν et du montant ε du taux de dissipation.

La micro-échelle turbulente de Taylor (1938) λ_T représente l'échelle caractéristique des fluctuations spatiales les plus fines de la vitesse responsable de la dissipation de l'énergie. Cette échelle de Taylor permet de définir la dimension en dessous de laquelle les tourbillons turbulents ont un comportement universel et indépendant des causes extérieures.

$$\lambda_T = \sqrt{\frac{15 \nu u_i'^2}{\varepsilon}} \quad (4.37)$$

Où u_i' est l'écart type de chaque composante de la vitesse. ε désigne la puissance dissipée moyenne. Elle permet d'établir le lien entre la macro-échelle et la micro-échelle de la turbulence. Dans un écoulement en régime stationnaire, ε est la puissance nécessaire à fournir aux grandes échelles de turbulence afin de maintenir en permanence l'agitation turbulente de l'écoulement.

Dans ce cas d'étude, le maillage a été effectué en fonction de la puissance de calcul disponible afin de raffiner au maximum le maillage et de se rapprocher de la micro-échelle de Taylor λ_T . Le maillage est constitué d'environ 16.5 millions de cellules hexaédriques de taille comprise entre 0.65 mm et 2 mm. En coordonnée adimensionnée par la vitesse de friction V_τ la taille des cellules est $\Delta r^+ < 1.5$, $\Delta z^+ < 15$ et $r \Delta \theta^+ < 12$ pour la paroi intérieure et extérieure (Figure 4.14).

$$\Delta r^+ = (\Delta r)_\omega V_\tau / \nu \quad (4.38)$$

$$\Delta z^+ = \Delta z V_\tau / \nu \quad (4.39)$$

Avec,

$$V_\tau = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \text{ avec } \tau = \mu \left(\frac{\partial V_z}{\partial r} \right)_\omega \quad (4.40)$$

Les spécifications du maillage sont résumées dans le Tableau 4.3. Les tailles des cellules adimensionnées du maillage ont été comparées aux maillages réalisés dans la littérature pour un écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille par Chung et Sung, 2004 et Poncet *et al.* 2014. D'après le tableau 4.3 le maillage présenté est proche des cellules adimensionnées présentées dans la littérature. Cette comparaison permet de valider le maillage pour la simulation LES de l'écoulement rotationnel.

Tableau IV-3 : Présentation des paramètres du maillage utilisés aux cours des simulations numériques LES.

	Chung et Sung, (2004)	Poncet <i>et al.</i>, (2014)	A	B	C
η	0.50	0.89	0.809	0.809	0.809
N	0.21 - 0.86	1.49 - 6.71	5.12	1.71	0.85
Δr^+	0.27 - 0.35	0.47 - 0.86	1.23	1.24	1.24
$R_i \Delta \theta^+$	8.01 - 10.40	94.76 - 44.45	12.13	12.15	12.18
$R_e \Delta \theta^+$	13.86 - 15.80	96.05 - 45.27	15.21	14.98	15.01
Δz^+	9.93 - 22.95	26.95 - 48.82	14.95	15.28	15.32
N_r, N_θ, N_z	(65, 64, 128)	(65, 144, 130) – (91, 128, 182)	(123, 672, 200)	(123, 672, 200)	(123, 672, 200)
δ_t (s)	-	-	4×10^{-4}	4×10^{-4}	3×10^{-4}
CFL	-	-	0.20	0.21	0.27

4.4.3. Conditions aux limites

Les limites du domaine d'étude de la géométrie sont deux parois solides et des conditions aux limites cycliques. Contrairement aux autres types de conditions aux limites, les conditions cycliques ne sont pas des frontières. L'utilisation de ces conditions permet de répéter toutes les propriétés autour d'un axe de symétrie. Une différence de pression est appliquée entre l'entrée et la sortie de la géométrie, dans la direction z afin d'imposer le débit axial. Cette approche a déjà été utilisée par les auteurs (Poncet *et al.* 2014 ; Chung *et al.* 2002) pour l'étude LES de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille afin d'obtenir un écoulement établi entre les deux cylindres.

Au niveau des parois, une condition d'adhérence est appliquée au niveau de la paroi du cylindre extérieur tandis que la paroi intérieure tourne à une vitesse de rotation ωR_i imposée.

4.5. Validation sur un cas test : écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille

Dans le cadre de cette étude, aucune mesure expérimentale de vitesse n'a été réalisée sur la géométrie de l'échangeur caractérisée par un facteur de forme $\eta = 0.809$ et un rapport d'aspect $\Gamma = 22.5$.

Par conséquent, les modèles LES *oneEqEddy* et RSM ont dans un premier temps été comparés aux expérimentations réalisées par Escudier et Gouldson, (1995) sur une géométrie disposant d'un facteur de forme $\eta = 0.5$ et d'un large rapport d'aspect $\Gamma = 244$. Ce large rapport d'aspect a permis aux auteurs d'obtenir un écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille établi. Ces résultats expérimentaux ont déjà été utilisés par Poncet *et al.*, (2011) pour la validation de leurs démarches numériques afin d'élargir leurs travaux sur des conditions de fonctionnement réelles ($\eta = 0.961$, $\Gamma = 77$) incluant un écoulement non-isotherme pour une large plage de nombres de Reynolds axiaux et rotationnels ($0 \leq Re_a \leq 4870$, $3744 \leq Re_t \leq 37443$).

Les expérimentations de Escudier et Gouldson,(1995) ont permis de fournir une importante base de données sur l'écoulement de Couette-Taylor-Poiseuille sur les composantes de vitesse moyennes et les contraintes de Reynolds turbulentes. Dans un premier temps, les paramètres géométriques sont définis sous forme adimensionnelle avec $r^* = (r - R_i)/(R_e - R_i)$ et $z^* = z/L$. Dans ces conditions, le cylindre intérieur se retrouve en $r^* = 0$ et le cylindre extérieur en $r^* = 1$. Les composantes de vitesse ont aussi été adimensionnées par la vitesse moyenne débitant $\bar{U}_z$ pour la composante axiale $U_z^* = U_z/\bar{U}_z$, et par la vitesse de rotation de cylindre ωR_i pour la composante tangentielle $U_\theta^* = U_\theta/\omega R_i$. Les composantes du tenseur de Reynolds $R_{\theta\theta}$ et R_{zz} ont aussi été adimensionnées par la vitesse moyenne débitante $\bar{U}_z$.

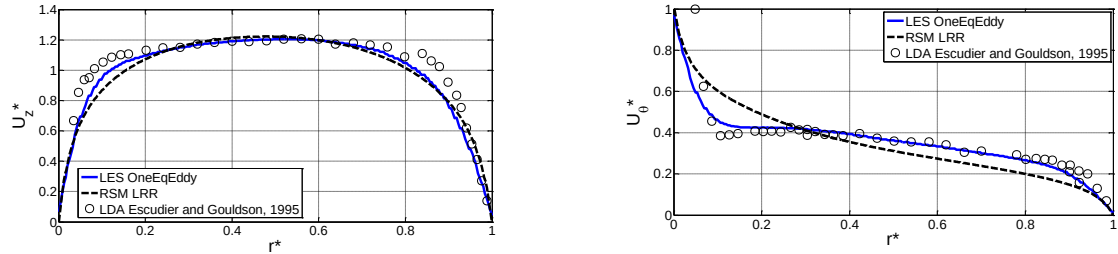


Figure IV-12 : Comparaison des profils de vitesse axiale et tangentielle modélisés numériquement à partir de deux modèles de turbulence RSM et LES avec les résultats expérimentaux d'Escudier et Gouldson, 1995.

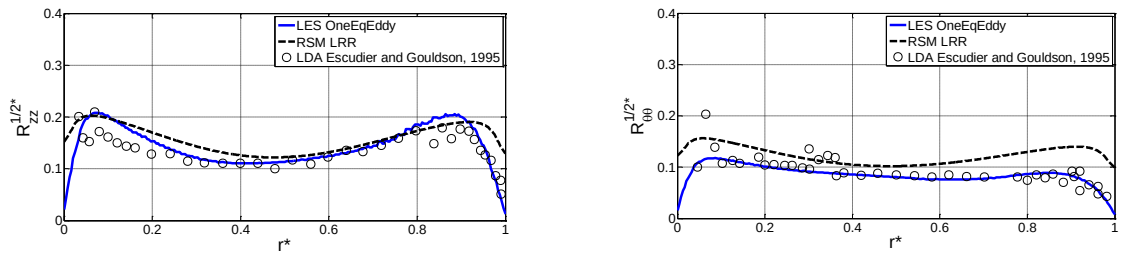


Figure IV-13 : Comparaison des contraintes de Reynolds $R_{\theta\theta}$ et R_{zz} calculées numériquement à partir de deux modèles de turbulence RSM et LES avec les résultats expérimentaux d'Escudier et Gouldson, 1994.

Les Figures 4.12 et 4.13 présentent la comparaison des résultats numériques du modèle RSM et de la modélisation LES aux données expérimentales. Contrairement à la simulation RSM, la simulation LES prédit mieux la vitesse moyenne U_θ^* dans l'espace annulaire. Les simulations LES semblent mieux prendre en compte les effets de rotation que la simulation RANS (Figure 4.12).

Les résultats numériques des simulations LES obtenus sous *OpenFOAM* sont proches des données expérimentales d'Escudier et Gouldson, (1995). Cependant, il est important de noter la présence d'un pic en proche paroi ($r^* = 0$) sur la composante turbulente expérimentale $R_{\theta\theta}^{1/2}$. Ce pic n'a pas été reproduit par nos simulations numériques et n'a pas été observé sur les simulations numériques disponibles dans la littérature (Poncet *et al.*, (2014) ; Poncet *et al.*, (2011) ; Jung et Sung, (2006)). La présence de ce pic est peut-être liée à la difficulté expérimentale de mesurer précisément la vitesse dans une fine couche limite.

5. Champs hydrodynamiques

La comparaison entre la méthodologie numérique adoptée sous *OpenFOAM* et les mesures LDA (Laser Doppler Anemometry) des auteurs Escudier and Gouldson, (1995) a été réalisée dans le paragraphe précédent afin de montrer la capacité de la simulation LES à prédire un écoulement complexe. Les prédictions des simulations LES ont maintenant été étendues au cas d'étude afin d'obtenir une meilleure connaissance de l'hydrodynamique de l'écoulement dans l'échangeur de chaleur.

5.1. Ecoulement moyen

Dans la littérature, le paramètre de rotation N est souvent utilisé dans l'étude de l'écoulement confiné de Taylor-Couette-Poiseuille afin d'estimer l'effet de la rotation et du débit axial sur l'écoulement (Nourri et Whitelaw, (1994) ; Escudier et Gouldson, (1995) ; Chung et Sung, (2002) ; Hdziabdic *et al.*, (2013) ; Poncet *et al.*, (2014)).

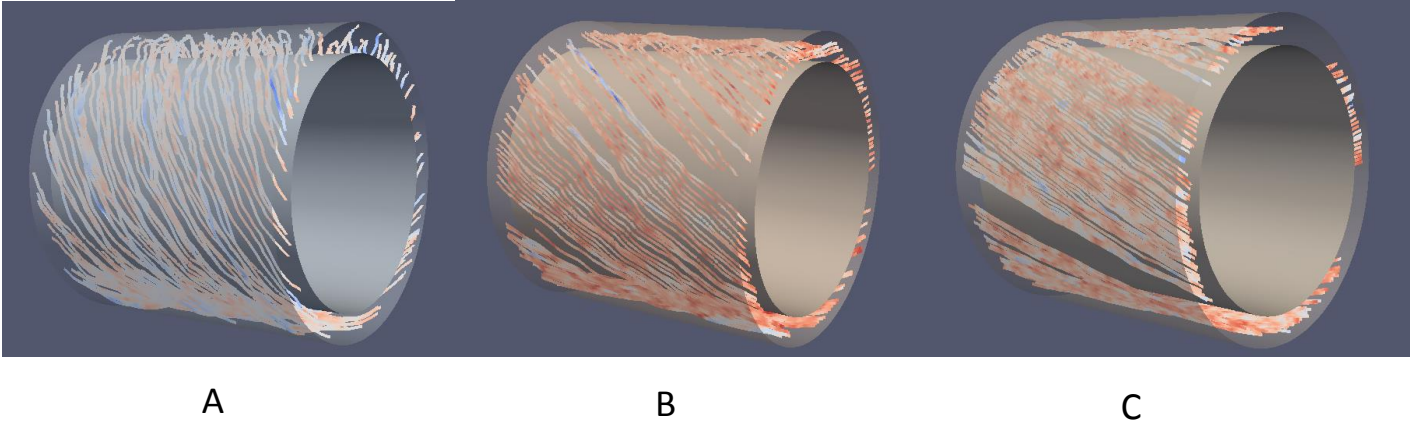


Figure IV-14 : Présentation des lignes de courant au centre de la géométrie annulaire pour $N= 5.12$ cas A, $N=1.71$ cas B et $N= 0.85$ cas C.

Une cartographie (r,z) et (r,θ) des vitesses instantanées axiales et tangentielles est reportée en figures 4.15 et 4.16 afin de visualiser les structures turbulentes de l'écoulement. La composante de vitesse radiale n'a pas été présentée car elle tend vers zéro dans l'ensemble du système. Les figures montrent que l'écoulement est une combinaison d'un écoulement de Taylor-Couette en proche paroi du cylindre en rotation et d'un écoulement de Poiseuille dans l'espace annulaire. La combinaison de l'écoulement de Taylor-Couette en proche paroi superposé à un écoulement de Poiseuille explique la forme hélicoïdale des lignes de courants de l'écoulement s'enroulant plus ou moins vite autour du cylindre intérieur. Néanmoins, l'effet de rotation diminue rapidement sur l'écoulement moyen avec l'augmentation du débit axial. De ce fait, les lignes de courant de l'écoulement mettent plus de temps à s'enrouler autour du cylindre (Figure 4.14).

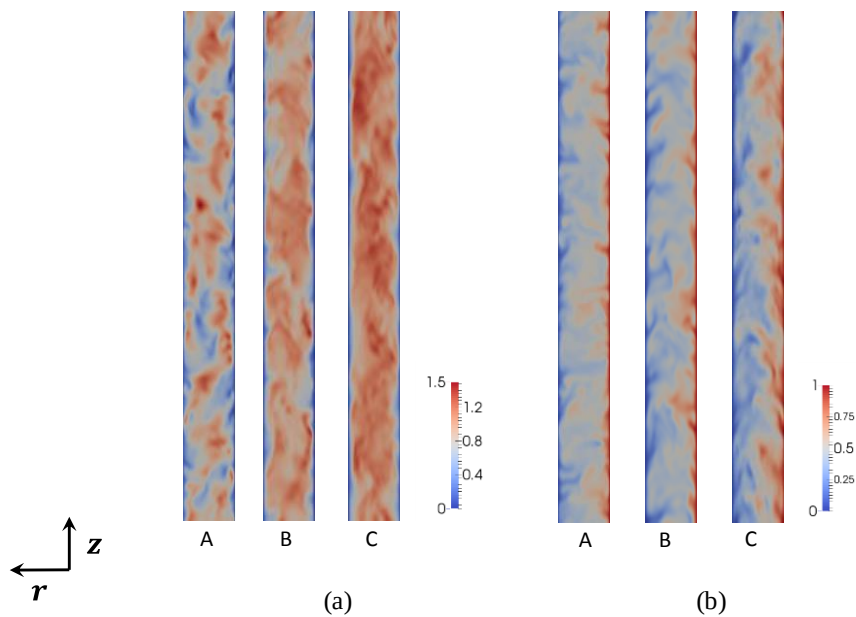


Figure IV-15 : Cartographie (r,z) des composantes de vitesse axiale (a) et tangentielle (b) dans une coupe de la géométrie annulaire (l'axe de rotation se trouve sur le côté droit de chaque figure et l'écoulement se déplace du bas vers le haut).

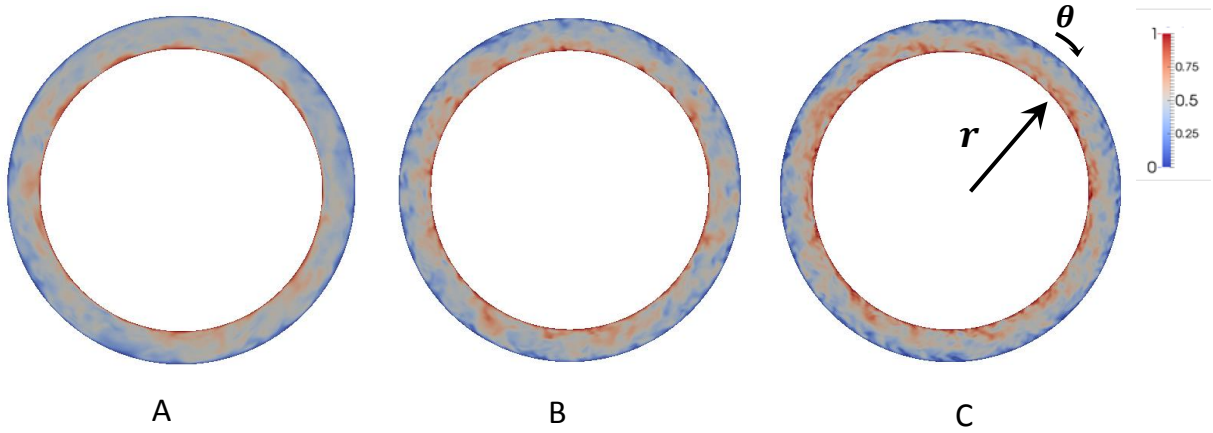


Figure IV-16 Cartographie (r,θ) des composantes de vitesse tangentielle dans une coupe de la géométrie annulaire.

La Figure 4.17 montre les distributions radiales des composantes de vitesse moyenne axiale U_z^* et tangentielle U_θ^* pour trois valeurs de N en $z^* = 0.5$ (Figure 22).

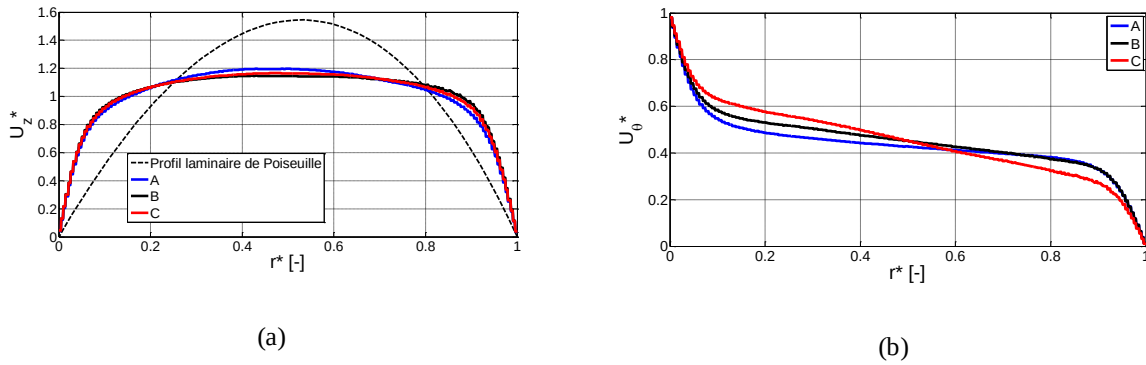


Figure IV-17 : Les courbes (a) et (b) sont les distributions radiales des composantes de vitesse tangentielle et axiale obtenues par le modèle LES *OneEqEddy* d' *OpenFOAM*.

Le profil moyen de vitesse axiale s'assimile à un profil de Blasius turbulent plus au moins symétrique selon l'importance du paramètre N . En effet, le profil de vitesse axiale se déséquilibre avec l'augmentation de l'effet de rotation $N = 5.12$, à cause d'une vitesse légèrement plus importante en proche paroi intérieure. Le débit axial semble avoir une influence sur le profil de vitesse moyen de la composante tangentielle. Cette composante de vitesse tangentielle U_θ^* est composée d'un écoulement central en rotation, avec deux fines couches limites en proche paroi. Ce type de profil correspond aux profils de vitesse

typiquement observés en régime turbulent dans des configurations d'écoulement tournant. Dans ce cas d'étude, la région centrale tourne approximativement à 40% de la vitesse du cylindre intérieur et l'augmentation du débit axial tend à stabiliser l'écoulement.

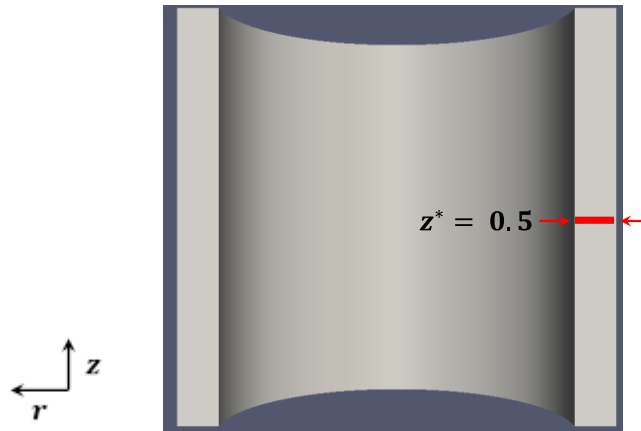
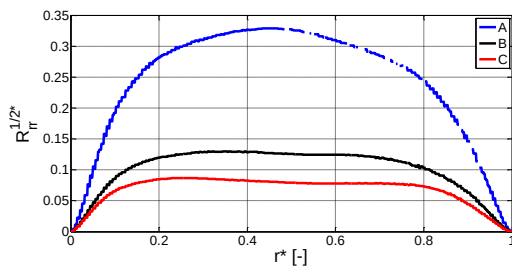


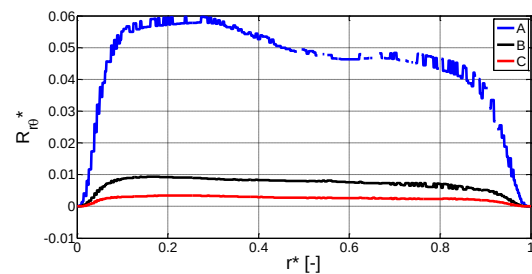
Figure IV-18 Position de la ligne de mesure dans la géométrie d'étude.

5.2. Statistiques de la turbulence

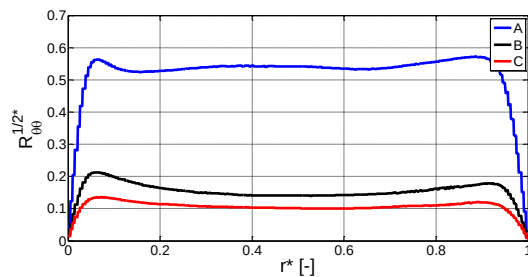
Le tenseur de Reynolds du mouvement turbulent obtenu par la simulation LES a été analysé en $z^* = 0.5$ (Figure 22) pour différentes valeurs du paramètre N afin d'étudier son impact sur les fluctuations turbulentes.



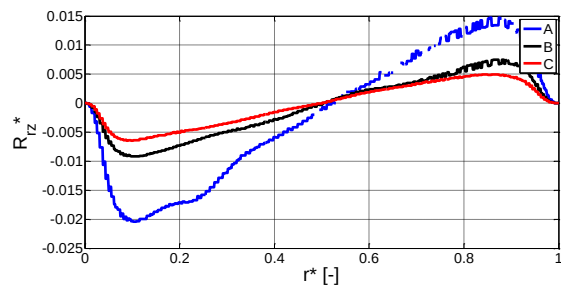
(a)



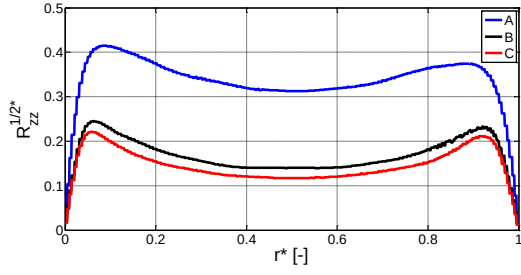
(b)



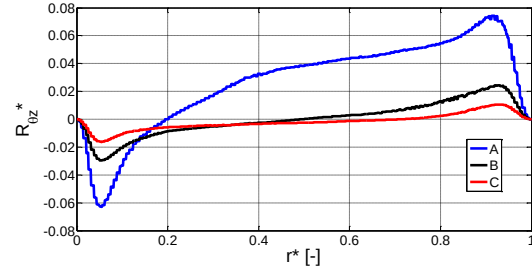
(c)



(d)



(e)



(f)

Figure IV-19 : Distribution des six composantes du tenseur des contraintes de Reynolds. Les composantes de la diagonale du tenseur adimensionnées $R_{rr}^{1/2*}$, $R_{\theta\theta}^{1/2*}$ et $R_{zz}^{1/2*}$ sont présentées par les figures (a), (c) et (e) et les composantes croisées $R_{r\theta}^*$, R_{rz}^* et $R_{\theta z}^*$ sont présentées par les figures (b), (d) et (f).

L'étude de la distribution des six contraintes de Reynolds normalisées par la vitesse moyenne axiale de l'écoulement $R_{zz}^{1/2*} = R_{zz}^{1/2} / \bar{U}_z$ et $R_{\theta z}^* = R_{\theta z} / \bar{U}_z^2$, sont exposées par la Figure 4.19. D'après la distribution des contraintes de Reynolds, la turbulence semble principalement concentrée en proche paroi dans la couche limite de l'écoulement avec des pics de turbulence relativement élevés. Les composantes normales $R_{\theta\theta}^*$ et R_{zz}^* sont plus faibles au cœur de l'écoulement tandis que R_{rr}^* est plus élevé au centre de l'écoulement. Les composantes de la diagonale du tenseur de Reynolds du mouvement turbulent forment l'énergie cinétique turbulente $k = 1/2(R_{rr} + R_{\theta\theta} + R_{zz})$. D'après la Figure 4.19, le terme $R_{\theta\theta}$ semble être dominant comparé à la composante axiale des fluctuations turbulentes R_{zz} . Par conséquent, l'énergie cinétique turbulente augmente avec le paramètre de rotation N .

Les composantes croisées R_{rz}^* et $R_{\theta z}^*$ montrent de fortes variations de contraintes au niveau de la paroi des cylindres intérieurs et extérieurs. L'intensité de la turbulence entre les deux cylindres augmente avec le paramètre de rotation N et semble plus instable au niveau de la couche limite du cylindre en rotation. Ceci peut aussi être attribué aux faibles effets du rayon de courbure.

La redistribution de l'énergie induite par l'effet du rayon de courbure est définie par le paramètre K^* proposé par Lee *et al.*, (1990). Ce paramètre K^* mesure la contribution relative de l'intensité turbulente en comparant les contributions turbulentes normales à l'écoulement moyen.

$$K^* = \frac{2\overline{u_z'^2}}{(\overline{u_r'^2} + \overline{u_\theta'^2})} \quad (4.41)$$

D'après la Figure 4.20, l'effet du rayon de courbure semble moins prononcé que celui observé par Chung *et al.*, (2002) ($\eta = 0.1$ et 0.5) dans le cas d'une géométrie non-tournante. Ce résultat a aussi été observé par Poncet *et al.*, (2014) dans l'étude de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille. Il semble que la valeur de K^* est plus importante au niveau de la paroi du cylindre extérieur qu'au niveau de la paroi intérieure. Cela conduit à dire que l'énergie transférée à proximité de la paroi par la composante axiale $\overline{u_z'^2}$ vers les deux autres composantes est améliorée au niveau du cylindre intérieur en rotation.

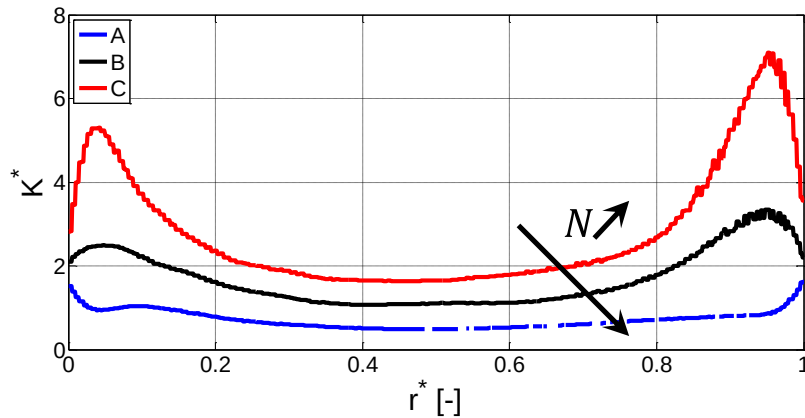


Figure IV-20 : Distribution radiale du paramètre de redistribution de l'énergie obtenue par le modèle LES *OneEqEddy* d'*OpenFOAM*.

Le paramètre K^* est supérieur à 1. Par conséquent, la contribution de l'intensité de la turbulence axiale de l'énergie cinétique turbulente $\overline{u_z'^2}$ est toujours plus importante que la contribution des deux autres composantes normales de l'écoulement. Avec l'augmentation de la vitesse de rotation, les valeurs de K^* diminuent et sont sensiblement inférieures aux valeurs obtenues par Chung *et al.*, (2002) sur des cylindres fixes. Cette baisse du paramètre K^* s'explique par l'augmentation de la contribution de l'intensité turbulente $\overline{u_\theta'^2}$ sur l'écoulement avec la rotation. Comme attendu, les contributions de $\overline{u_z'^2}$ diminuent fortement avec l'augmentation du paramètre N . Pour de fortes valeurs de N , l'effet de rotation domine sur l'écoulement axial.

5.3. Couche limite turbulente

Pour les écoulements confinés, le traitement des parois est important car il influence la génération de la turbulence dans l'écoulement. L'écoulement se retrouve en régime laminaire en très proche paroi dans la sous-couche visqueuse, et en s'éloignant, la turbulence augmente rapidement du fait des gradients élevés de vitesse. Cette structure hydrodynamique

particulière est appelée couche limite turbulente. Elle se décompose en trois zones : une sous-couche visqueuse en proche paroi, une zone de transition où turbulence et viscosité ont une importance égale et une zone dominée par la turbulence.

La figure 4.21 montre la variation radiale et normalisée de la vitesse effective $U^+ = U/V_\tau$ en fonction de la coordonnée de paroi $r^+ = r_p V_\tau / \nu$, où r_p est la distance entre la paroi et la mesure. La vitesse U et la vitesse de frottement V_τ sont définies de la manière suivante :

$$U = \sqrt{U_z^2 + (\omega R_i - U_\theta)^2} \quad (4.42)$$

$$V_\tau = \nu^{1/2} \left(\left(\frac{\partial U_\theta}{\partial r} \right)_p^2 + \left(\frac{\partial U_z}{\partial r} \right)_p^2 \right)^{1/4} \quad (4.43)$$

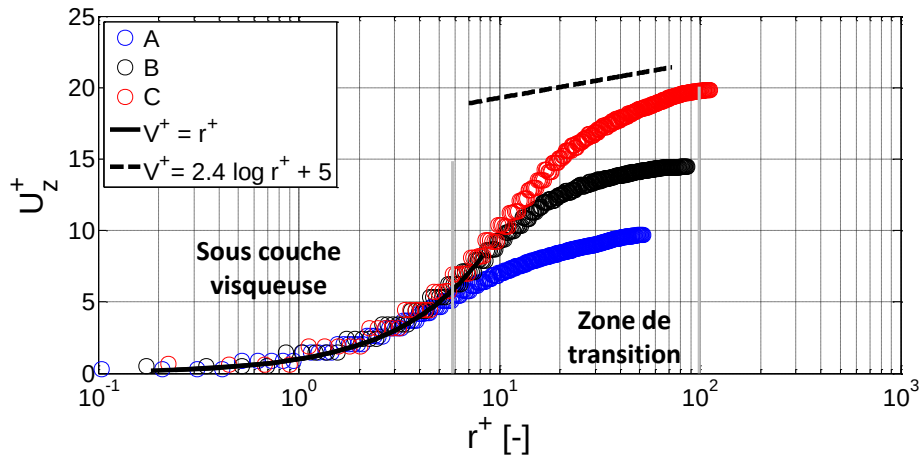


Figure IV-21 Profils logarithmiques de la couche limite pour la paroi en rotation.

En écoulement confiné, un mode de traitement spécifique doit être indiqué en plus du modèle de turbulence utilisé dans la zone où l'écoulement est développé. *OpenFOAM* propose deux approches pour résoudre la couche limite : une loi de paroi ou un modèle de paroi. La loi de paroi remplace la zone pariétale par une loi théorique de paroi contrairement au modèle de paroi qui résout la couche limite. La résolution de la couche limite nécessite un maillage raffiné en proche paroi et par conséquent coûteux en terme de temps de calcul. Cependant, il reste privilégié dans le cas de décollement pour une paroi courbe. Ainsi, nos simulations ont été réalisées par un modèle de paroi afin de résoudre et d'étudier la couche limite de l'écoulement.

La Figure 4.21 expose la structure de la couche limite en fonction du paramètre de rotation N . La modélisation de la paroi au niveau de la sous-couche visqueuse $r^+ < 5$ semble bien résolue $r^+ = u^+$. Dans cette sous-couche visqueuse, la contrainte visqueuse est supérieure à la contrainte turbulente. La taille de la zone de transition entre la sous couche visqueuse et la zone turbulente $5 < r^+ < 30$ est plus ou moins importante en fonction de l'importance du

paramètre de rotation N . Dans cette région, la production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente sont dominantes. Enfin, la zone logarithmique entre $30 < y^+ < 200$ est définie par :

$$U^+ = \frac{1}{k} \ln r^+ + B \quad (4.44)$$

Dans cette équation, k représente la constance universelle de Von Karman typiquement 0.41 et B une constante voisine de 5 pour un écoulement turbulent de conduite. Dans ce cas d'étude, la constante de Von Karman usuellement rencontrée en écoulement turbulent confiné, n'est pas retrouvée (Figure 4.21). Dans la littérature, l'effet du rayon de courbure est connu pour diminuer la pente de la zone de transition. D'après les travaux de Bradshaw, (1973), la rotation de l'écoulement affecte sensiblement la turbulence par l'introduction d'un terme non-linéaire dans la loi logarithmique de paroi. Cette observation a récemment été examinée par Poncet *et al.*, (2014).

Ces résultats confirment l'intensification de la structure hydrodynamique due aux effets rotationnels. Ceux-ci diminuent significativement la taille de la couche limite se retrouvant en dessous de celle rencontrée dans un écoulement en conduite. Toutefois, l'augmentation du débit axial a comme incidence d'élargir la couche limite turbulente. Celle-ci se rapproche d'une couche limite rencontrée dans le cas d'un écoulement en conduite (Cas C Figure 4.21). La couche limite joue un rôle important dans les phénomènes de transfert. Une atténuation de celle-ci entraîne une diminution de la résistance des transferts paroi-fluide.

5.4. Cascade énergétique en proche paroi

Les analyses spectrales sur les différents cas d'étude de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille montrent un transfert de l'énergie cinétique des petits nombres d'onde vers les grands. Cette évolution est appelée cascade énergétique.

Cette cascade énergétique est calculée à partir des fluctuations de vitesse u'_z . Le passage dans le domaine fréquentiel du signal enregistré durant les expérimentations numériques est assuré par une transformation de Fourier discrète. La densité spectrale de puissance a été obtenue à partir d'une série d'opérations pour assurer une représentation statistique pertinente d'un signal aléatoire. Basé sur la théorie du signal (Max, (1985) et appliqué aux écoulements turbulents en milieux confinés (Huchet *et al.*, (2011)),

$$E^i(U) = \int_0^N u'_z(t)_N \times F_{ha}(t) \times \exp(-j2\pi ft) dt \quad (4.45)$$

$$E(U) = \frac{\sum_{i=1}^N E^i(U)}{N} \quad (4.46)$$

le principe est basé sur l'extraction du signal fluctuant sur N blocs ($N=41$), N représentant le nombre de blocs dans lequel le signal a été divisé, chacun des blocs possédant le même nombre de points, $N_e = 4048$. Le nombre de points N_e dépend de la résolution temporelle de l'étude. Enfin, le signal est ensuite multiplié par une fenêtre de Hanning's $F_{ha}(t)$ afin d'éviter des effets de bord occasionné par la transformé de Fourier sur un signal fini.

$$F_{ha}(t) = 0.5 \left(1 + \cos \frac{\pi t}{N_e} \right) \quad (4.47)$$

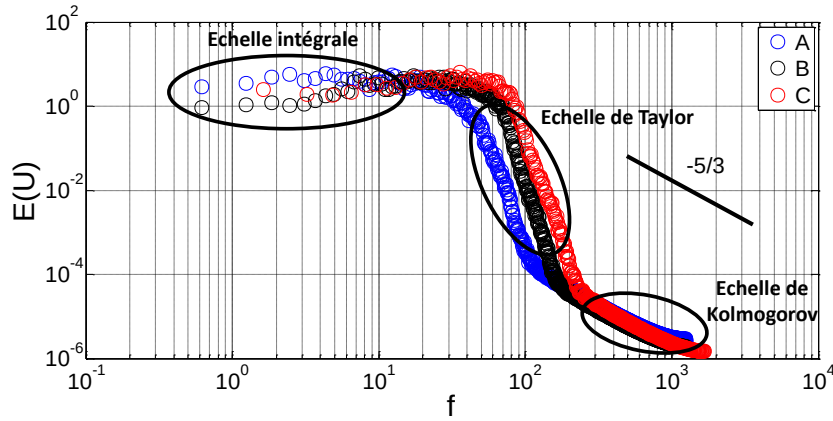


Figure IV-22 Cascade énergétique obtenue pour différents paramètres N .

La Figure 4.22 présente la cascade énergétique pour trois nombres de rotation N au niveau de la paroi en rotation. Les trois zones distinctes du spectre de l'énergie $E(U)$ peuvent être clairement localisées :

La première zone, la plus étendue est la zone aux grandes échelles, où a lieu la production de turbulence. Les grandes échelles sont associées aux champs moyens de l'écoulement. Elles dépendent principalement des conditions aux limites et n'ont en aucun cas un caractère universel. Dans la seconde zone, se trouve la zone inertielle associée aux échelles intermédiaires avec sa pente caractéristique de $-5/3$. Dans la zone inertielle, l'énergie est transférée par des interactions non-linéaires. Dans cette zone le spectre d'énergie ne dépend que de k et ε . Enfin, la troisième zone est appelée zone de dissipation. Elle est très peu étendue dans notre cas et se compose des plus petites échelles où l'énergie cinétique est dissipée par les effets visqueux.

5.5. Structures tourbillonnaires

Ce paragraphe, présente l'intensification des transferts au niveau de la paroi en mouvement ($r = 0$), due à l'apparition de structures tourbillonnaires dans l'écoulement. Ces structures tourbillonnaires ont pour effets d'intensifier l'écoulement en proche paroi. En mécanique des fluides numériques, il existe plusieurs paramètres permettant la détection des structures tourbillonnaires. Parmi les nombreuses techniques, le critère Q a été retenu pour la visualisation en 3-D des structures cohérentes et le critère de vorticité ω_{ij} pour confirmer la présence de structures tourbillonnaires dans la couche limite.

5.5.1. Le critère Q

La visualisation des structures cohérentes a été obtenue par l'utilisation du critère Q proposé par Hunt *et al.*, (1988). Ce critère utilise le second invariant du tenseur des gradients de vitesse et est défini par :

$$Q = -\frac{1}{2}(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}) \quad (4.48)$$

Avec,

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \text{ et } S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad (4.49)$$

Ω_{ij} mesure la rotation d'une portion de fluide et S_{ij} son cisaillement. Ainsi, les régions pour lesquelles le critère Q est positif, caractérisent les régions où la rotation domine le cisaillement, permettant ainsi la visualisation des tourbillons cohérents. Le critère Q est couramment utilisé dans la littérature dans l'identification des petites structures tourbillonnaires.

Les structures tourbillonnaires de l'écoulement ont ainsi été identifiées par les iso-surfaces positives du critère Q . La combinaison de l'écoulement de Taylor-Couette en proche paroi superposé à un écoulement de Poiseuille explique la présence de structures hélicoïdales verticales enroulées le long de la paroi (Figure 4.23).

Les résultats des simulations LES en trois dimensions mettent en évidence la présence de structures cohérentes instables au niveau des deux couches limites de l'écoulement. Ces structures apparaissent sous forme de spirales enroulées sur la longueur des cylindres. Au niveau de la paroi intérieure, les structures tourbillonnaires sont enroulées dans le sens opposé à la rotation du cylindre, tandis qu'elles se trouvent enroulées dans la direction de la rotation du cylindre en proche paroi extérieure. Avec l'augmentation du nombre de rotation N , les structures s'inclinent progressivement suivant la direction tangentielle. L'angle formé sur le

cylindre intérieur dans la direction tangentielle est égal à -18° pour $N = 5.12$ (cas A), -55° pour $N = 1.71$ (cas B) et -72° pour $N = 0.85$ (cas C).

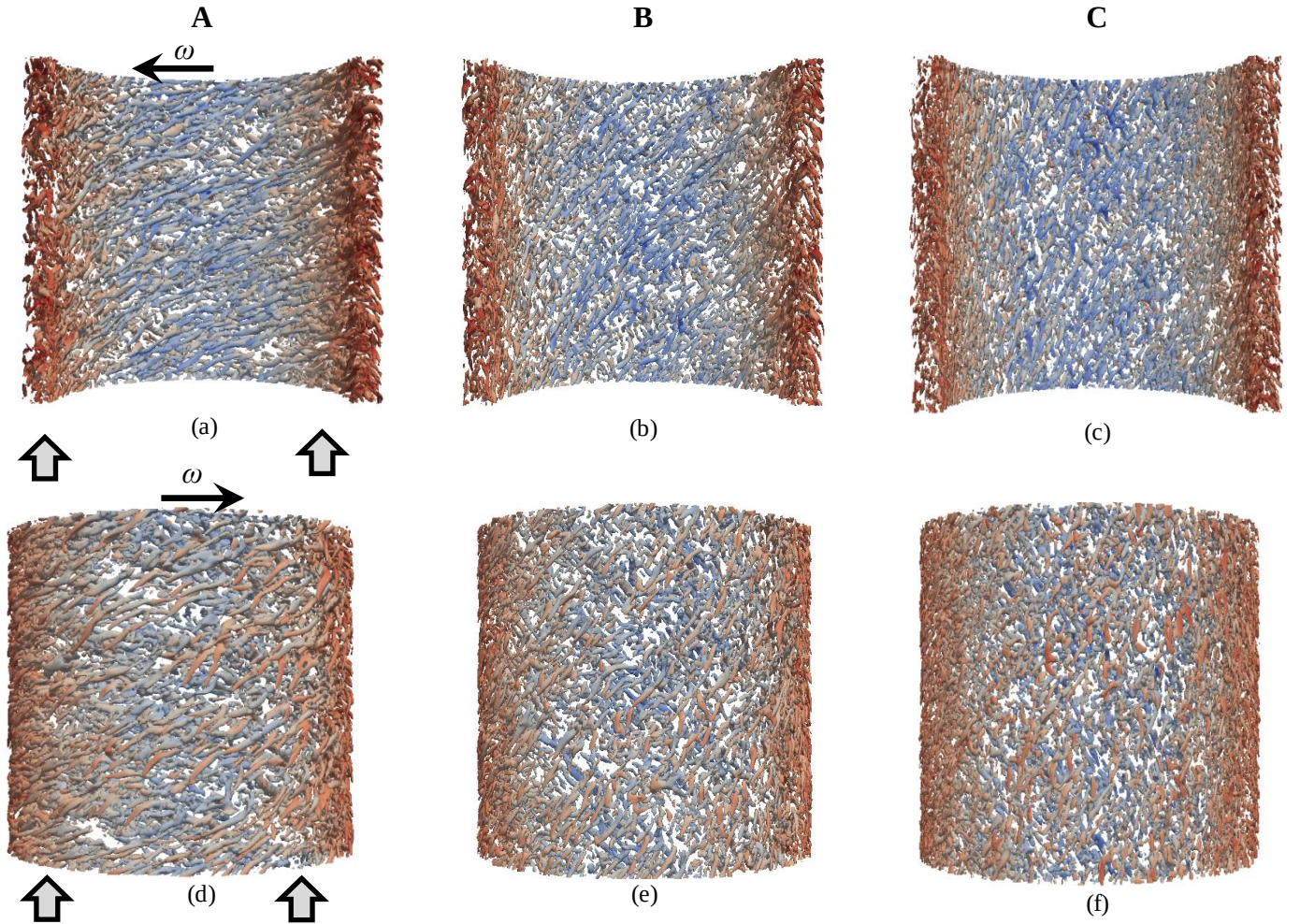


Figure IV-23 : Iso-contours du critère Q dans l'ensemble du domaine de calcul. (a) et (d) représentent les iso-contours pour le cas A, (b) et (e) pour le cas B et (c) et (f) pour le cas C sur le cylindre intérieur (a), (b) et (c) ainsi que sur le cylindre extérieur. (a) $Q=200$ (b) $Q=500$ (c) $Q=1000$.

5.5.2. La vorticité

Pour attester de la présence de tourbillons dans la couche limite, la cartographie (r, z) du vecteur de vorticité est présentée par la Figure 24. Le vecteur de vorticité est défini par :

$$\omega_{ij} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \vec{U}_z \quad (4.50)$$

Ainsi, les centres des tourbillons peuvent être détectés par un maximum local du module de vorticité. Pour chaque cas, au niveau des deux parois, nous retrouvons une alternance de tourbillons contrarotatifs mise en évidence par $\omega_{ij} > 0$ et $\omega_{ij} < 0$.

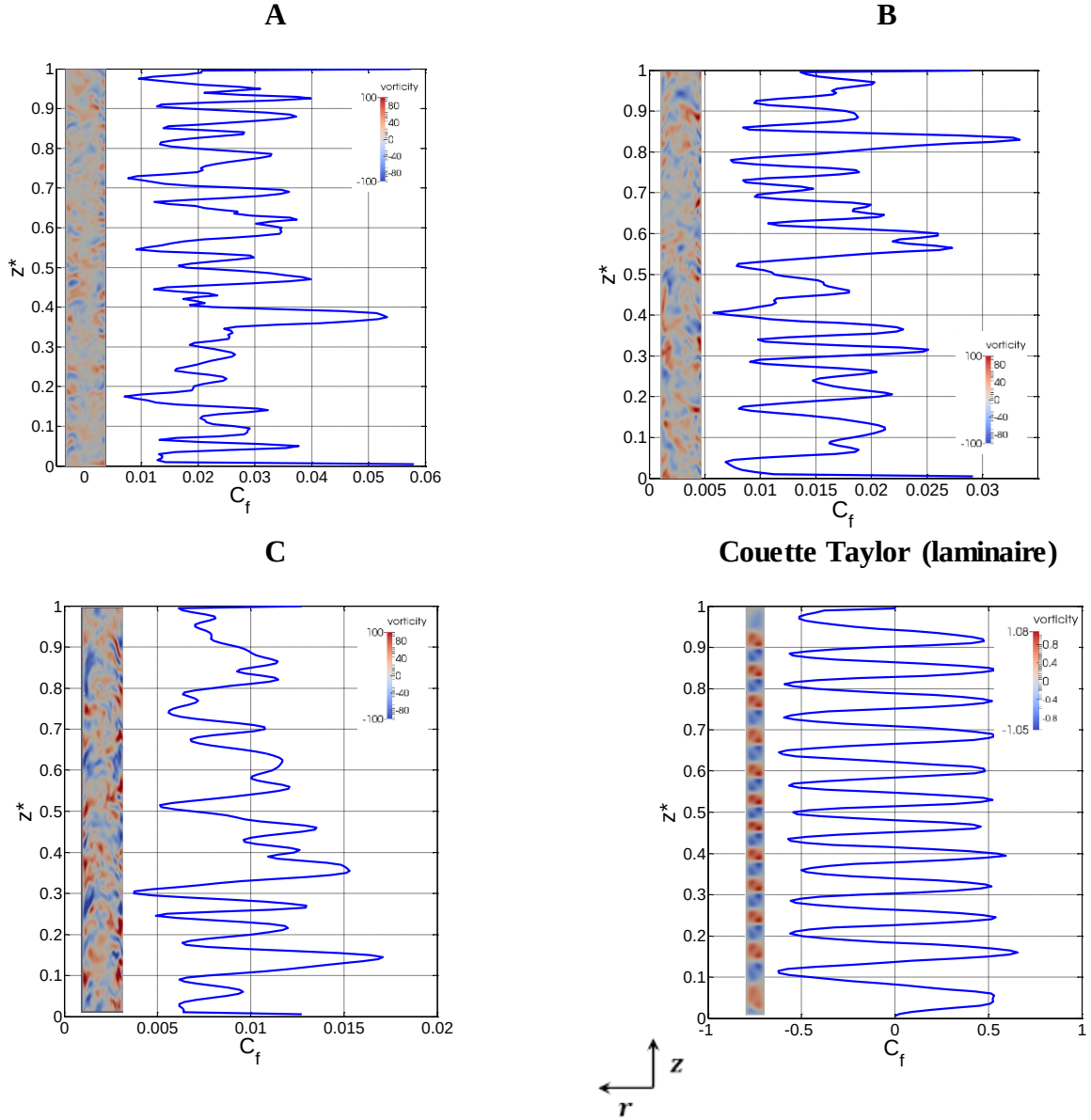


Figure IV-24 : Cartographie (r, z) du vecteur de vorticité (l'axe de rotation se trouve sur le côté droit de chaque figure et l'écoulement se déplace du bas vers le haut) superposée au coefficient de frottement C_f pour les cas d'étude A, B, C et un écoulement de Couette-Taylor. L'augmentation du paramètre N conduit à une augmentation de la vorticité ω_{ij} et une réduction du coefficient C_f .

Le coefficient de frottement $C_{f,(z)}$ caractérisant le frottement pariétal est estimé à un instant t , entre $r^* = 0$ et la première cellule du maillage située en $r^* = 0.03$ suivant l'axe z^* .

$$C_f = \frac{\tau_p}{1/2\rho U_m^2} \quad (4.51)$$

$$\tau_p = \sqrt{\tau_z^2 + \tau_\theta^2} \quad (4.52)$$

Où, τ_p représente la contrainte en paroi avec, $\tau_z = \mu \frac{\partial U_z}{\partial r} \Big|_{r=0}$ et $\tau_\theta = \mu \frac{\partial U_\theta}{\partial r} \Big|_{r=0}$ (équation 4.14).

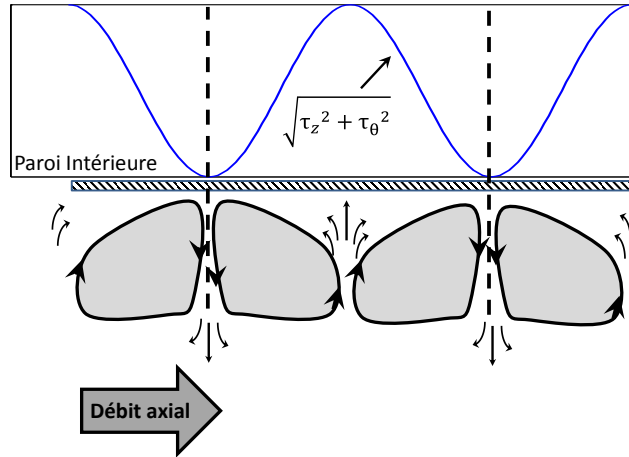


Figure IV-25 Représentation schématique des tourbillons contrarotatifs présents en paroi de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille.

Une fluctuation du coefficient de frottement C_f est constatée en proche paroi. Cette agitation s'explique par la présence de tourbillons contrarotatifs dans la couche limite (Figure 4.25). L'amplitude du coefficient de friction $C_{f,(t)}$ augmente avec le paramètre de rotation N (Figure 4.24). Ceci est déduit par l'observation d'une plus grande quantité d'énergie échangée entre les tourbillons contrarotatifs éjectant une partie du fluide situé dans la couche limite vers le cœur de l'écoulement. Toutefois, cette énergie échangée entre la couche limite et le cœur de l'écoulement semble diminuer avec l'augmentation du débit.

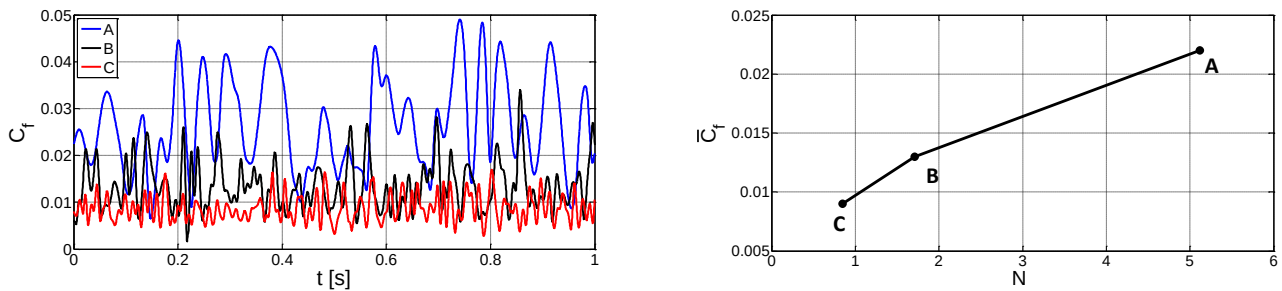


Figure IV-26 Coefficient de friction C_f en fonction du temps (a) ; et coefficient de friction moyen en fonction $\overline{C_f}$ du paramètre N .

La figure 4.26 (a) présente le coefficient de friction $C_{f,(t)}$ des cas d'étude A, B et C estimé en fonction du temps t entre $r^* = 0$ et $r^* = 0.03$ pour un $z^* = 0.5$. L'amplitude du coefficient de friction est là aussi plus importante pour de fortes valeurs de N (cas A) et diminue avec l'augmentation du débit axial et la baisse du paramètre N (Cas B et C). Cependant, la longueur d'onde se trouve de plus en plus courte. Cette contraction du coefficient de friction s'explique par une augmentation du transport des tourbillons contrarotatifs en proche paroi.

Enfin, la figure 4.26(b) présente le coefficient de frottement moyen en fonction du paramètre de rotation N . Ainsi, une légère augmentation du coefficient de frottement $\overline{C_f}$ est observée avec le paramètre N , diminuant avec l'augmentation du débit axial.

6. Conclusion

La simulation de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille basée sur les équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds est la méthode la moins coûteuse en termes de temps de calcul. En effet, elle résout des champs en moyenne et demande peu de post-traitement. Contrairement à la simulation URANS, la simulation LES résout les champs instantanés de vitesses contenant à la fois le mouvement moyen et une partie de la turbulence. Cette méthode est très coûteuse en temps pour obtenir une convergence de la statistique et demande un post-traitement plus important pour accéder aux coefficients de frottement de la paroi de l'échangeur.

Toutefois, la précision des résultats de la simulation LES est supérieure à la simulation URANS tant en terme de vitesses moyennes qu'en terme de grandeurs turbulentes. En effet, une modélisation précise d'un écoulement en rotation est encore difficile pour la simulation URANS.

Dans cette application, l'effet de la rotation sur l'écoulement augmente avec la réduction du débit axial dans l'échangeur. Le profil moyen de vitesse axiale symétrique dans un écoulement en conduite se trouve légèrement déséquilibré par les effets de la rotation. La turbulence se concentre en proche paroi au niveau de la couche limite. La turbulence de l'écoulement semble principalement dominée par les contraintes tangentielles $R_{\theta\theta}$ et axiales R_{zz} . L'importance de la contrainte tangentielle $R_{\theta\theta}$ réduit les effets du rayon de courbure K^* sur la turbulence en proche paroi par rapport à celle observée par Chung *et al.*, (2002) pour un écoulement en entrefer sans rotation.

La couche limite de l'écoulement dans l'échangeur de chaleur est correctement prédite par la simulation LES. L'utilisation d'un maillage raffiné en paroi permet de réaliser dans cette zone de l'écoulement une simulation quasi directe. La rotation diminue significativement la taille de la couche limite intensifiant le transfert de quantité de mouvement. En effet, cette réduction de la couche limite turbulente permettrait de diminuer la zone de transfert par conduction dans la couche limite thermique, intensifiant localement les transferts. Il apparaît que le profil de vitesse calculé ne suit pas la loi logarithmique de Von Karman ($k = 0.41$)

classiquement utilisée dans la zone de transition de la couche limite d'un écoulement turbulent. Toutefois, la loi de Von Karman est approchée avec l'augmentation du débit dans l'entrefer. Ceci est un résultat important pour les utilisateurs de mécanique des fluides numériques dans les conditions d'utilisation des lois de paroi usuelles.

Enfin, les tourbillons générés par la rotation du cylindre intérieur sont remarquablement bien représentés par la simulation LES. Le premier critère d'étude, le critère Q , a permis d'étudier les macrostructures de l'écoulement responsables du transport. En effet, la présence de structures hélicoïdales enroulées autour de la paroi est détectée par ce critère Q . Avec l'augmentation de la vitesse de rotation, les structures s'inclinent progressivement suivant la direction tangentielle des lignes de courant de l'écoulement. Un second critère d'étude, la vorticité ω_{ij} , a permis d'étudier les structures responsables du transfert en proche paroi dans la couche limite turbulente. Une alternance de tourbillons contrarotatifs a été observée. La taille de ces tourbillons augmente avec la vitesse axiale et s'allonge dans la direction axiale. Le coefficient de friction $C_{f,(z)}$ a été superposé à la vorticité. L'alternance des tourbillons dans l'écoulement conduit à une fluctuation du coefficient de friction $C_{f,(z,t)}$. Cette fluctuation s'explique par l'échange d'une grande quantité d'énergie entre les tourbillons contrarotatifs, éjectant une partie du fluide situé dans la couche limite vers le cœur de l'écoulement. L'amplitude du coefficient de friction $C_{f,(z,t)}$ augmente avec la rotation du cylindre, transférant une plus grande quantité d'énergie de la couche limite en proche paroi vers l'écoulement moyen. L'augmentation du débit et conduit à une diminution de l'énergie échangée entre la couche limite et le cœur de l'écoulement avec une contraction du signal $C_{f,(z,t)}$ s'expliquant par un transport plus rapide des tourbillons contrarotatifs en paroi.

Toutefois, une augmentation de l'amplitude de $C_{f,(z,t)}$, implique davantage de trainées, donc ajoute des pertes de charge et, par conséquent, réduit les performances du système hydraulique par une augmentation de la puissance de la pompe.

Un couplage avec l'équation de la chaleur, prenant en compte le transport de la température liée à l'écoulement, permettrait d'analyser l'intensification des transferts de chaleur avec l'augmentation du paramètre N .

La simulation de l'écoulement et des transferts de chaleur peut également permettre d'aider au design de l'échangeur industriel afin d'étudier la réponse du champ de température à des modifications de débit.

A l'issue de ce chapitre, les simulations LES semblent adaptées pour décrire l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille car elles sont capables de reproduire en détail l'écoulement et principalement les contraintes en paroi liées à la rotation.

Conclusions et Perspectives

Ce travail de thèse porte sur l'analyse et l'étude de l'application d'un échangeur de chaleur en paroi des fours rotatifs dédiés à la récupération de la chaleur fatale de qualité dite « moyenne » $100^{\circ}\text{C} \leq T \leq 300^{\circ}\text{C}$. Cette problématique est d'un intérêt majeur sur le plan industriel car les fours et les séchoirs sont des procédés possédant une forte demande énergétique.

Tout d'abord, à l'échelle du procédé, un modèle intégré 1-D a été développé et validé sur un four rotatif utilisé lors de la fabrication de matériaux de chaussée. L'utilisation d'un modèle unidimensionnel diminue considérablement le temps de calcul et permet d'effectuer des simulations en lien avec l'optimisation ou l'efficacité énergétique du procédé. L'analyse et la modélisation des fours rotatifs sont complexes en raison de la mise en œuvre conjointe du transport de matériaux solides sous l'action des releveurs, des aspects thermiques et de l'écoulement du gaz. L'intérêt de ce type de modèle réside dans sa validation à partir de données expérimentales obtenues sur un four rotatif industriel (Le Guen *et al.*, (2013)) composé de deux géométries de releveurs. L'erreur relative entre les résultats numériques et les mesures industrielles est faible, évaluée à 1.0% pour la température des matériaux, 5.6% pour la température des gaz et 4.2% pour la température de paroi.

La distribution de matériaux dans une section transversale du four est estimée à partir d'une loi de déchargement basé sur le transport de matériaux entre les releveurs, le lit, et le rideau. Ce rideau de solide généré par l'agitation des matériaux représente une faible part de la masse de matériaux contenue dans le four (2 à 5%). Toutefois, l'étude de sensibilité réalisée sur le four rotatif montre que les transferts thermiques sont principalement influencés par les transferts convectifs entre le rideau de matériaux et les gaz chauds. Une réduction de la surface de transfert du rideau de matériaux conduit à une augmentation des transferts thermiques entre la paroi et les matériaux. Par conséquent, l'intensification des transferts thermiques dans les fours rotatifs passe par une augmentation de la surface du rideau de matériaux.

La surface de transfert du rideau de matériaux dépend principalement de la taille des releveurs. Plus la longueur du releveur est proche de la hauteur du lit, plus la phase active de matériaux est importante. Une efficacité maximum du four est obtenue pour une taille de releveurs possédant un ratio l_1/l_2 compris entre 0.75 et 1.25.

La longueur optimale du four est principalement impactée par le taux de remplissage du rideau de matériaux. Plus son taux de remplissage est faible, plus la taille du four est

importante. La longueur dépend aussi du débit de gaz. En effet, pour de forts débits, la longueur du four sera augmentée. La détermination de la longueur optimale est aussi un paramètre crucial dans l'intensification de l'efficacité énergétique des fours rotatifs.

L'analyse des transferts thermiques des fours rotatifs montre que la chaleur fatale dissipée par le four est principalement localisée au niveau des fumées et de la paroi, ce dernier phénomène limitant les performances globales du procédé. L'ajout d'une seconde enveloppe sur la paroi du four jouant le rôle d'un échangeur de chaleur permettrait de récupérer la chaleur fatale en paroi et ainsi maintenir une température de paroi proche de celle observée sans échangeur.

La faisabilité technologique de l'application d'un échangeur de chaleur en paroi de four rotatif a été étudiée à partir d'un banc d'essai semi-industriel. Les caractéristiques thermiques ont été mesurées sur un système instrumenté de type rotor-stator avec entrée tangentielle. Ces mesures ont permis d'estimer un nombre Nusselt local Nu_z , permettant d'analyser la longueur d'établissement thermique tandis que le nombre de Nusselt global $\overline{Nu}$ a permis de développer une corrélation de l'équipement. Applicable aux fours rotatifs dans la même gamme de taille d'entrefer de l'échangeur, cette relation adimensionnelle considère à la fois les paramètres rotationnels et axiaux de l'écoulement. Cette corrélation, $\overline{Nu}_{calc} = 0.23 Re_{eff}^{0.62}$, est estimée à partir d'un nombre de Reynolds effectif, Re_{eff} , basé sur une vitesse effective, $V_{eff} = (\overline{U}_z^2 + \alpha(\omega R_i^2))^{1/2}$. La faible valeur du coefficient $\alpha = 0.1$ obtenue indique que les transferts de chaleur dans l'échangeur sont principalement gouvernés par le nombre de Reynolds axial. Les résultats sont sans équivoques dans les nombres de Reynolds imposés $\{1000 < Re_a < 15000 \text{ et } 0 < Re_t < 6980\}$, la contribution du mouvement axial surpasse les mouvements rotationnels.

L'étude numérique réalisée à partir du modèle 1-D sur un four rotatif de poste d'enrobage avec échangeur montre que la température de paroi du four dépend du débit d'air et de la température d'entrée de l'air dans l'échangeur. Pour de faible température d'entrée de l'air, il est possible de retarder les phénomènes de pertes en jouant sur le débit, accentuant le phénomène de régénération et réduisant la taille optimale du four. Pour des températures plus importantes (température des fumées de sortie du four) ce travail montre que le phénomène de pertes est inexistant. Toutefois, l'utilisation des fumées impose de considérer le traitement des fumées et l'encrassement de l'échangeur.

Enfin, une étude particulière de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille rencontré dans l'entrefer de l'échangeur de chaleur a été effectuée à partir des simulations aux grandes échelles. Après une analyse des échanges de chaleur sur un pilote expérimental, une meilleure

connaissance de la structure de l'écoulement est essentielle dans l'étude des transferts de chaleur.

La validation du modèle de turbulence a été réalisée à partir des résultats expérimentaux d'Escudier et Gouldson, (1995). Ces expérimentations ont permis de fournir une importante base de données sur l'écoulement de Couette-Taylor-Poiseuille sur les composantes de vitesse moyennes et les contraintes de Reynolds turbulentes. La comparaison des résultats numériques des simulations aux grandes échelles obtenues sous *OpenFOAM* sont analogues aux données expérimentales d'Escudier et Gouldson, (1995). La simulation aux grandes échelles semble adaptée à la description de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille, puisque ce modèle reproduit en détail les composantes de vitesses moyennes et turbulentes.

L'analyse de la couche limite de l'écoulement dans l'échangeur de chaleur indique que la rotation de la paroi diminue significativement la taille de la couche limite. La réduction de la couche limite permet de diminuer la zone de transfert par conduction, intensifiant localement les transferts thermiques pariétaux. En proche paroi, au sein de la couche limite, une alternance de tourbillons contrarotatifs a été observée par le critère de vorticité ω_{ij} . La taille de ces tourbillons augmente avec la vitesse axiale en se développant dans la direction axiale de l'écoulement.

Les transferts pariétaux définis par le coefficient de frottement $C_{f,(z)}$ ont été superposés à la vorticité. L'alternance des tourbillons contrarotatifs dans l'écoulement conduit à une fluctuation du coefficient de friction, impliquant une augmentation de son amplitude pour un écoulement déstabilisé par les effets de la rotation pour de larges valeurs du paramètre N . Toutefois, l'observation d'importantes valeurs de coefficient de frottement $C_{f,(z,t)}$ suppose une élévation des pertes de charge réduisant les performances hydrauliques par une augmentation de la puissance de la pompe.

Ce travail ne constitue qu'une première étape vers la récupération de chaleur fatale sur les fours rotatifs industriels. De nombreuses perspectives sont ouvertes et envisagées.

Ce travail s'est limité à une étude numérique de l'application de l'échangeur sur un four industriel utilisé pour l'élaboration de l'enrobé bitumineux. Toutefois, ce procédé est largement utilisé dans l'industrie dans divers domaines d'activités tels que l'industrie chimique, la métallurgie, l'agroalimentaire ou encore dans le traitement des déchets. Selon le domaine d'activité, la quantité de chaleur fatale perdue en paroi est plus ou moins importante. Ainsi, une étude de l'échangeur à partir des outils développés dans ce travail permettrait

d'estimer la quantité et la qualité de la chaleur fatale récupérée. En effet, l'étude thermique effectuée sur le banc d'essai semi-industriel a permis de caractériser les transferts et d'estimer une corrélation généralisable aux fours rotatifs, malgré le fait que la contribution du mouvement rotationnel peut dépasser la gamme étudiée expérimentalement.

Pour les procédés d'élaboration de l'enrobé chaud, les industriels seront contraint d'ici quelques années à recycler la majeure partie de nos routes dans la route. Une future étude concernant la récupération de chaleur fatale en paroi est à envisager afin de valoriser directement la chaleur dans le procédé par le chauffage de matériaux recyclés. En effet, ces matériaux nocifs pour l'environnement au contact de gaz chauds pourraient être chauffés indirectement par la paroi.

Concernant l'étude numérique de l'écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille, le présent travail consistait à étudier l'écoulement, essentielle dans l'étude des transferts de chaleur. Toutefois, l'ajout du scalaire de température aux simulations numériques permettrait d'étudier localement les transferts de chaleur en paroi, et ainsi confirmer les résultats obtenus sur l'intensification de l'écoulement par l'augmentation du paramètre de rotation N . Ce travail permettrait d'étudier l'intensification thermique de l'écoulement en fonction de pertes de charge produites par la déstabilisation de l'écoulement causée par l'augmentation du paramètre de rotation N .

Outre les transferts de chaleur, il est possible d'imaginer l'application de l'échangeur aux fours rotatifs développant un écoulement de Taylor-Couette-Poiseuille pour réaliser un transfert de matière entre la paroi et les fumées de combustion. Ce transfert de matière permettrait par exemple d'effectuer un traitement des fumées de combustion.

Enfin, une étude numérique et expérimentale de l'intensification des transferts thermiques par l'ajout de chicanes en forme d'hélicoïde pourrait être effectuée. Ce type de chicane permet de guider l'écoulement dans l'échangeur et ainsi, changer l'hydrodynamique sans avoir une augmentation trop importante des pertes de charge. Ce type de chicanes est largement utilisé dans l'industrie sur les échangeurs de chaleur tubulaires car elles permettent d'augmenter les transferts de chaleur tout en contrôlant les pertes de charge (Jafari Nasr and Shafeghat, (2007)).

Bibliographie

Andereck. D., Liu. S.S., Swinney. H.L., 1986. Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders. *Journal of Fluid Mechanics* 164, 155-183.

Robelius.F., 2007. Giant oil fields and their importance for peak oil. Thèse Université de Uppsala.

McGlade. C., Ekins.P., 2015. The geographical distribution of fossil fuels unused when limiting global warming to 2°C. *Nature* 517, 187-190.

ADEME., 2014. Chiffrent clés climat, air et énergie.

ADEME., 2015. La chaleur fatale industrielle.

Atmaca. A., Yumrutas. R., 2014. Thermodynamic and exergoeconomic analysis of a cement plant: Part I-Methodology. *Energy Conservation and Management* 79, 790-798.

Barr, P.V., Brimacombe, J.K., Watkinson, A.P., 1989. A heat-transfer model for the rotary kiln: Part II. Development of the cross-section model. *Metallurgical transaction* 20 (B), 403-419.

Barr, P.V., Brimacombe, J.K., Watkinson, A.P., 1989. A heat-transfer model for the rotary kiln: Part II. Development of the cross section model. *Metallurgical transaction* , 20 (B) , 403-419.

Boateng A.A., 2008. Rotary kiln, Transport phenomena and transport processes, Elsevier

Boateng, A.A., Barr, P.V., 1996. A thermal model for the rotary kiln including heat transfer within the bed. *International Journal of heat and mass transfer* 39 (10), 2145-2147.

Bongo Njeng, A.S., Vitu, S., Clausse M., Dirion J.-L., Debacq M., 2015 Effect of lifter shape and operating parameters on the flow of materials in a pilot rotary kiln: Part II. Experimental hold-up and mean residence time modeling. *Powder Technology*. 269, 566-576

Bottazi, D., Farina, S., Milani, M., Montorsi, L., 2013. A numerical approach for the analysis of the coffee roasting process. *Journal of Food Engineering* 112, 243-252

Bouafia, M., Bertin, Y., Saulnier, J.-B., Ropert, P., 1998. Analyse expérimentale des transferts de chaleur en espace annulaire étroit et rainuré avec cylindre intérieur tournant. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41 (10), 1279-1291.

Bradshaw. P., 1973. Effect of streamline curvature on turbulence. AGARDograph 169 (NATO Science and Technology Organization).

Caputo. A. C., Pelegagge. P. M., Salini. P., 2011. Performance modeling of radiant heat recovery exchangers for rotary kilns, *Applied Thermal Engineering* 31, 2578-2589.

Cazacliu. B., Peticila. M., Guieysse. B., de Larrard. F., Colange. J., Blaszczyk. R., Bonvallet. J., 2008. Laboratory study of manufacture process effect on a Foamix road material. *Road Materials and Pavement Design* 9, 449-523.

Chandrasekhar. S., 1962. The stability of spiral flow between rotating cylinders, *Proceeding of the Royal Society of London Series A* 265, 188-197.

Chappat. M., Bilal. J., 2003. The environmental road of the future. COLAS.

Chaudhuri, Muzzio, Tomassone. (2010). Experimentally validated computations of heat transfer in granular materials in rotary calciners. *Powder Technology* , 198, 6-15.

Chassaing. P., 2000. *Turbulence en mécanique des fluids*; Cépaduès-Edition.

Chen. H., 2014. Modeling and simulation of cement clinkering process with compact internal burning of carbon. *Applied Thermal Energy* 27, 1345-1351.

Chung. S.Y., et Sung. H.J. 2005. Large-eddy simulation of turbulent flow in concentric annulus with rotation of an inner cylinder. *International Journal Heat Fluid Flow* 26, 191-203.

Chung. S.Y., Rhee. G.H., Sung. H.J., 2002. Direct numerical simulation of turbulent concentric annular pipe flow. Part. 1: Flow field. *International Journal Heat Fluid Flow* 23, 426-440.

Colburn, A.P., 1933. A method of correlating forced convection heat transfer data and a comparison with fluid friction. *AIChE*, 29 174-210.

Coles, D., 1965. Transactions in circular Couette flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 21, 385-425.

Debacq, M., Vitu S., Ablitzer, D., Houzelot, J.L, Patisson, F., 2013b. Transverse motion of cohesive powders in flighted rotary kilns: experimental study of unloading at ambient and high temperatures. *Powder Technology* 245, 56-63.

Debacq, M., Thammavong, P., Vitu S., Ablitzer, D., Houzelot, J.L, Patisson, F., 2013a. A hydrodynamic model for flighted rotary kiln used for the conversion of cohesive uranium powders. *Chemical Engineering Science* 104, 586-595.

Debacq. (2001). Etude et modélisation des fours tournants de défluoration et réduction du difluorure d'uranyle. Thèse, Université de Nancy.

Ding, Y.L., Forster, R.N., Seville, J.P.K., Parker, D.J., 2001. Some aspects of heat transfer in rolling mode rotating kilns operated at low to medium temperatures. *Powder Technology* 26 , 168-181.

Engin. T., Ari. V., 2005. Energy auditing and recovery for dry type cement rotary kiln systems-A case study. *Energy Conservation and Management* 46, 551-562.

Escudier. M.P., Gouldson. I.W., 1995. Concentric annular flow with centerbody rotation of a Newtonian and a shear-thinning liquid. *International Journal Heat Fluid Flow* 16, 156-162.

Esser. A., Grossmann. S., 1996. Analytic expression for Taylor-Couette stability boundary. *Physic of Fluids* 8, 1814.

Fénot. M., Bertin. Y., Dorignac. E., Lalizel. G., 2011. A review of heat transfer between concentric rotating cylinders with or without axial flow. *International Journal of Thermal Sciences* 50, 1138-1155.

Fenstermacher. P.R., Swinney. H.L., Gollub. J.P., 1979. Dynamical instabilities and the transition to chaotic Taylor vortex flow. *Journal of Fluid Mechanics* 94 (1), 103-128.

Friedman, S. J., Marshall, W.R., 1949. Studies in rotary drying. *Chemical engineering progress* 45 (8), 482-573.

Giordano. R.L.C., Giordano. R.C., Cooney. C.L. 2000. Performance of a continuous Taylor-Couette-Poiseuille vortex flow enzymic reactor with suspended particles. *Process Biochemistry* 35 (10), 1093-1101.

Glikin, P.G., 1978. Transport of solids through flighted rotating kilns, *Trans. Inst. Chem. Eng.* 56, 120.

Gorog J.P., Adams, T.N., Brimacombe, J.K., 1982. Regenerative heat transfer in rotary kilns. *Metallurgical transaction*, 13 (B), 153-163.

Gorog J.P., Brimacombe, J.K., Adams, T.N., 1981. Radiative heat transfer in rotary kiln, *Metallurgical Transactions* 12(B) , 55-70

Hadziabdic. M., Hanjalic. K., Mullyadzhanov. R., 2013. LES of turbulent flow in a concentric annulus with rotating outer wall. *International Journal Heat Fluid Flow* 43, 74-84.

Henein, H., Brimacombe, J. K., and Watkinson, A. P. (1983) Experimental study of transverse bed motion in rotary kilns. *Metall. Trans.* 14B, 191-205.

Herz F., Iliyan M., Specht E., Stanev R., 2012. Influence of operational parameters and material properties on the contact heat transfer in rotary kiln. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55, 7941-7948

Hobbs. A., 2009. Simulation of an aggregate dryer using coupled CFD and DEM methods. *International Journal of Computational Fluid Dynamics* 23(2), 199-207.

Hottel, & Sarofim. (1968). *Radiative transfer*. New-York: McGraw-Hill.

Huchet, F., Legentillhomme.P., Legrand.J., Montillet.A., Comiti, J., Unsteady flows in milli and microsystems: analysis of wall shear rate fluctuations. *Experiments in Fluids* 51(3) 597-610.

Hunt. J.C.R., Wray. A.A., Moin. P., 1988 Eddies, Streams, and Convergence Zones in Turbulent Flows. Center for Turbulence Research Report CTR-S88, p. 193.

Jafari Nasr, M.R., Shafeghat, A. 2007. Fluid flow analysis and extension of rapid design algorithm for helical baffle heat exchangers. *Applied Thermal Engineering* 28, 1324-1332.

Jakoby. R., Kim. S., Wittig. S., 1999. Correlations of the convection heat transfer in annular channels with rotating inner cylinder. *Journal of Engineering for Gas Turbines&Power* 121 (4), 670-677.

Jevons, W.S., 1866. *Coal question*. London Macmillan and co.

Jung. S.Y et Sung. H.J. 2006. Characterization of the three-dimensional turbulent boundary layer in a concentric annulus with a rotating inner cylinder. *Physique of Fluids* 18, 115102.

Kataoka. K., Doi. H, Komai. T, Futagawa. M. 1975. Ideal plug flow properties of Taylor vortex flow. *Journal Chemical Engineering of Japan* 8 (6), 472-476.

Kaye. J., Elgar. E.C., 1958. Modes of adiabatic and diabatic fluid flow in an annulus with an inner rotating cylinder. Transactions of ASME 80; 753-765.

Kays, W.M., Bjorklund, J.S. (1958) Heat Transfer from a rotating cylinder with and without crossflow Trans. ASME, 80C 70–78

Kolmogorov. A.N., 1941. Dissipation of energy under locally isotropic turbulence. Dokl. Akad. Nauk SSSR 32, 16-18.

Labraga, L., Berkah, T., 2004. Mass transfer from a rotating cylinder with and without crossflow. International journal of heat and mass transfer 47, 2493-2499.

Launder. B.E., Reece. G.J., Rodi. W., 1975. Progress in the development of a Reynolds stress turbulent closure. Journal of Fluid Mechanics 68 (3), 537-566.

Le Guen, L., Huchet, F., Dumoulin, J., 2014. Wall Heat transfer correlation for rotary kiln with secondary air flow and recycled materials inlet. Experimental Thermal and Fluid Science 54, 110-116.

Le Guen, L., Huchet, F., Dumoulin, J., Baudru, Y., Tamagny, P., 2013. Convective heat transfer analysis in aggregates rotary drum reactor. Applied Thermal Engineering 54(1) , 131-139.

Le Guen. L., 2012. Etude des aspects énergétiques de la fabrication des enrobés bitumineux en centrale d'enrobage. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes, France.

Lee, A., Sheehan, M.E., 2010. Development of geometric flight unloading model for flighted rotary dryers. Powder Technology 198, 395-403.

Lee. M.J., Kim. J., Moin. P., 1990. Structure of turbulence at high shear rate. Journal of Fluid Mechanics 216 561-583.

Li, J., Mason, D.J. (1998) Simulation of gas–solids flow in pipes with heat transfer using the distinct element method, IChemE Research Event, paper 71, published by Institution of Chemical Engineers, Rugby, UK.

Li, J., Mason, D.J., 2000. A computational investigation of transient heat transfer in pneumatic transport of granular particles. *Powder Technology* 112, 273-282.

Li, S-Q., Ma, L-B., Wan, W., Yao, Q., 2005. A mathematical model of heat transfer in a rotary kiln thermo-reactor. *Chem. Eng. Technol* 28 (12) , 1480-1489

Linnhoff. B., 1979. Thermodynamic analysis in the design of process networks. PhD thesis, University of Leeds, England.

Lueptow. R.M., Docter. A., Min. K., 1992. Stability of axial flow in an annulus with a rotating inner cylinder. *Physics of Fluids* A4 (11), 2446-2456.

Lundberg, R.E., Reynolds, W.C., Kays, W.N., 1963. Heat transfer in annular passages. Hydrodynamically developed laminar flow with arbitrarily prescribed wall temperature or heat fluxes. *Heat Mass Transfer* 6 495-529.

Manitius, A., Kurcysz, E., Kawecki, W., 1974. Mathematical Model of the Aluminum Oxide Rotary Kiln. *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev* 13 (2), 132-144.

Marechal. F., Muller. D., 2008. Energy management methods for the food industry. Ecole Polytechnique Federale de Lausanne (Ed)., *Handbook of water and energy management in food processing*, Woddhead Publishing.

Mastorakos. E., Massias.A., Tsakiroglou. C.D., Goussi. D.A., Burganos. V.N., Payatakes. A.C., 1999. CFD prediction for cement kilns including flame modelling heat transfer and clinker chemistry. *Applied Mathematical Modelling* 23(1), 55-76.

McAdams, W.H., 1954. Heat Transmission. McGraw-Hill Book Compagny, New-York, USA.

Max, J., 1985. Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques, 4th edn. Masson, Paris.

Mellmann. (2001). The transverse motion of solids in rotating cylinders forms of motion and transition behavior. Powder Technology , 118, 251-270.

Menon. S., Yeung. P.K., Kim. W.W., 1996. Effect of subgrid models on the computed interscale energy transfer in isotropic turbulence. Computer&Fluid 25 (2) 165-180.

Molki. M., Astill .K.N., Leal .E., 1990. Convective heat-mass transfer in the entrance region of a concentric annulus having a rotating inner cylinder. International Journal of heat and Fluid Flow 11 (2), 120-128.

Mujumdar, K.S., Ranade, V.V., 2006. Simulation of rotary cement kiln using a one-dimensional model. Chemical Engineering and design 83(A3), 165-177.

Mujumdar. A., Ranade. A., 2006. Modeling of Rotary Cement Kiln: Applications to Reduction in Energy Consumption. Industrial& Engineering chemistry research 45, 2315-2330.

Naser. A., 1996. Prediction of Newtonian and non-Newtonian flow through concentric annulus with centerbody rotation. In porceedings of the 1st International Conference on CFD in Mineral and Metal Processing and Power Generation, Melbourne.

Nourri. J.M and Whitelaw J.H., 1994. Flow of Newtonian and non-Newtonian fluids in a concentric annulus with rotation of inner cylinder. Journal Fluid Engineering 116, 821-827.

Patisson, F., Lebas, E., Hanrot, F., Ablitzer, D., Houzelot, J.L., 2000. Coal Pyrolysis in a Rotary Kiln: Part I Model of the pyrolysis of single grain. Metallurgical and materials transactions 31(B), 381-390.

Patisson, F., Lebas, E., Hanrot, F., Ablitzer, D., Houzelot, J.L., 2000. Coal Pyrolysis in a Rotary Kiln: Part II Overall model of the furnace. Metallurgical and materials transactions 31 (B), 391-403

Peinado. D., de Vega. M., Garcia-Hernando. N., Marugan-Cruz. C., 2011. Energy and Exergy analysis in an asphalt plant's rotary dryer. Applied Thermal Engineering 31, 1039-1049.

Perron. J., Nguyen. H.T., Bui. R.T., 1992. Modélisation d'un four de calcination du coke de pétrole : I modèle. Canada Journal of Chemical Engineering 70, 1108-1119.

Polkowski. J.W., 1984. Turbulent flow between coaxial cylinders with the inner cylinder rotating. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 106 (1), 128-135.

Poncet. S., Haddadi. S., Viazzo. S., 2011. Numerical modeling of fluid flow and heat transfer in a narrow Taylor-Couette-Poiseuille system. International Journal of Heat and Fluid Flow 32, 128-144.

Poncet. S., Viazzo. S., Oguic. R., 2014. Large eddy simulation of Taylor-Couette-Poiseuille flows in a narrow-gap system. Physics of Fluids 26, (10).

Puyvelde, V., 2009. Modelling the hold-up of lifters in rotary dryers. Chemical Engineering Research and Design 87, 226-232.

Ranz, W.E., Marshall, W.R., 1952. Evaporation from drops Chemical Engineering Progress 48 (3), 141-146.

Richardson. L.F., 1922. Weather Prediction by Numerical Process. Cambridge University Press.

Sagaut. P., 1998. Introduction à la simulation des grandes échelles pour les écoulements de fluide incompressible. Mathématiques&applications 30 Springer.

Seghir-Ouali, S., Saury, D., Harmand, S., Phillipart, O., Laloy, D., 2006. Convective heat transfer inside a rotating cylinder with an axial air flow. International Journal of Thermal Sciences 45, 1166-1178.

Shah, R.K., London. A.L., 1971. Laminar flow forced heat transfer and flow friction in straight and curved ducts, A summary of analytical solutions. TR n°75 Dep. Mech Eng, Stanford University.

Sheritt, R.G., Caple, R., Behie, L.A., Mehrotra, K., 1993. The movement of solids through flighted rotating kilns: Part I: model formulation. Canadian Journal of Chemical Engineering 71, 337-346.

Schlünder, E-U, 1971. Wärmeübergang an bewegte kugelschüttungen bei kurzfristigem kontakt. Chem. Ing. Tech 43(11), 651-654

Sögüt. Z., Oktay. Z., Karakoç. H., 2010. Mathematical modeling of heat recovery from a rotary kiln, Applied thermal Engineering 30 817-825.

Sullivan, J.D., Maier, C.G., Ralston, O.C., 1927. Passage of solid particule through rotary cylindrical kilns, Govt. Print. Off., Washington.

Sunkara, K.R, Herz, F., Specht, E., Mellmann, J., Erpelding, R., 2013a. Modeling the discharge characteristics of rectangular flights in a flighted rotary kiln. Powder Technology 234 107-116.

Sunkara, K.R., Herz, F., Specht, E., Mellmann, J., 2013b. Influence of flight design on the particule distribution of a flighted rotating kiln. *Chemical Engineering Science* 90, 101-109

Taylor, G.I, 1923. Stability of viscous liquid contained between two rotating cylinders. *Philosophical Transaction of the Royal Society of London Series A* 223.

Taylor. G.I., 1938. The spectrum of turbulence. *Procedings of the Royal Society of London Series A* 164, 476-490.

Thibault, J., Alvarez, P.I.,Blasco, R., Vega, R., 2010. Modeling the mean residence time in a rotary dryer for various type of solids. *Drying Technology* 28 (10) 1136-1141.

Tscheng, S.H., Watkinson A.P., 1979. Convective heat transfer in a rotary kiln. *Canadian Journal of Chemical Engineering* 57, 433-443.

Wan. C.C., Coney. J.E.R., 1980. Transition modes in adiabatic spiral vortex flow in narrow and wide annular gaps. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 2 (3), 131-138.

Weinet.K.H, in: Sirchis (Ed.), 1990. Utilization of Waste Heat from the Cement Rotary Kiln Energy Efficiency in the Cement Industry. *Applied Sciences* 82-87.

Yamada.Y., 1962. Resistance of a flow through an annulus with an inner rotating cylinder. *Bulletin of JSME* 5 (18), 302-310.

Yoshizawa. A., Horiuti. K., 1985. A staticall-derived subgrid-scale kinetic energy model and its application to turbulent recycling flows . *Physic society Japan* 54 (8) 2254-2256.

Zaumanus. M., Mallick. R.B., Frank. R., 2014. 100% recycled hot mix asphalt: A review and analysis. *Resources, Conservation and Recycling* 92, 230-245.

Thèse de Doctorat

Maxime PITON

Récupération de la chaleur fatale : application aux fours rotatifs

Heat recovery exchanger applied to the rotary kiln equipment

Résumé

Ce travail de thèse part d'un constat : d'importantes pertes thermiques sont observées lors de l'élaboration des matériaux du génie civil. Motivés par l'ajout d'une double enveloppe, les travaux contenus dans ce manuscrit visent à caractériser un échangeur de chaleur appliqué en paroi des fours rotatifs.

Tout d'abord, un modèle intégré est développé, puis validé sur une centrale d'enrobage dont la paroi intérieure du four est munie de relevés nécessaires au mélange des matériaux. Leur distribution dans la section transversale est estimée à partir d'une loi de déchargement granulaire. Les expérimentations numériques montrent que les transferts Gaz / Solide et Solide / Paroi dominent, ce dernier phénomène limitant les performances globales du procédé.

L'ajout de l'échangeur sur paroi mobile est quant à lui exploré sur un banc d'essai instrumenté de type rotor-stator, avec entrée tangentielle. Développant un écoulement de type Taylor-Couette-Poiseuille, les transferts thermiques pariétaux sont caractérisés expérimentalement. Les résultats sont sans équivoque dans la gamme de nombres de Reynolds imposés : la contribution du mouvement axial surpasse le mouvement rotationnel turbulent. Une corrélation adimensionnelle basée sur le nombre de Nusselt est proposée afin d'estimer numériquement l'effet de l'échangeur sur les profils de température internes dans le four.

Enfin, les structures tourbillonnaires de l'écoulement dans l'espace annulaire sont étudiées à partir d'un code de mécanique des fluides numériques utilisant la Simulation aux Grandes Echelles. Les simulations permettent de décrire les cellules contrarotatives au sein de la couche limite turbulente dont l'amplitude et la fréquence de passages sont reliées aux paramètres de fonctionnement de l'échangeur (débit axial et vitesse de rotation du four).

Mots clés Four rotatif, Enrobé bitumineux, Transfert thermique, Taylor-Couette-Poiseuille, Turbulence, SGS.

Abstract

This work results on a finding: the heat loss from rotary kiln represents a significant energy amount during materials processing in civil engineering domain. Motivated by traditional energy recovery methods from heat exchanger, this thesis is aimed at providing their rigorous thermodynamic diagnostics.

Firstly, a thermal-granular model is developed, and then validated in asphalt plant whose the rotary kiln is composed of flights to ensure the materials mixing. Their cross-section distribution is calculated from a granular discharge law. The numerical experiments showed an increase of heat transfer phenomena between gases and solids, and those between the solids and the wall, this latter phenomenon limiting the process performances.

Heat recovery exchanger applied to the rotary kiln is studied from a semi-industrial pilot based on a rotor-stator configuration including a tangential inlet. Developing a Taylor-Couette-Poiseuille flow, the heat transfer results are undoubted in the range of the studied Reynolds numbers: the axial motion contribution is larger than the rotational turbulent motion. A dimensionless criterion is proposed in order to be applied to the aforementioned integrated model including the heat exchanger applied to the rotary kiln, its effect being assessed upon the internal thermal profiles.

Finally, the vortices flow structure within the annular gap exchanger is studied from Large Eddy simulation. The amplitude and frequency passage of the contrarotatives cells located in the turbulent boundary layer are connected to the process parameters (the axial flow rate and the kiln shell rotation).

Key Words Rotary kiln, Hot Mix Asphalt, Heat transfer, Taylor-Couette-Poiseuille, Turbulence, LES