

## TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION .....	1
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE.....	3
1.1 Principes de base de la combustion, définitions .....	3
1.1.1 Combustion des hydrocarbures.....	3
1.1.2 La flamme laminaire pré-mélangée .....	4
1.1.3 Température de flamme adiabatique.....	6
1.1.4 Vitesse de flamme laminaire.....	7
1.1.5 Limites de flammabilité et de stabilité.....	9
1.2 Combustion en milieu poreux.....	9
1.2.1 Champs d'application de la combustion en milieu poreux.....	10
1.2.2 Quelques grandeurs et notions d'échelles.....	11
1.2.3 Profils de température dans un brûleur poreux.....	14
1.2.4 Recirculation d'énergie dans les brûleurs poreux.....	16
1.2.5 Traitement du transfert radiatif en milieu poreux.....	18
1.2.6 Combustion à excès d'enthalpie.....	19
1.2.7 Stabilité de la combustion dans un milieu poreux.....	21
1.3 Modélisation de l'écoulement et de la combustion en milieu poreux .....	23
1.3.1 Approche macroscopique.....	24
1.3.2 Approche microscopique .....	27
1.4 Potentiel de l'impression additive 3D.....	32
1.5 Synthèse et définition des objectifs.....	33
CHAPITRE 2 ÉTUDE PRÉLIMINAIRE : MODÈLE NUMÉRIQUE ET CHOIX D'UN MAILLAGE SUR UNE GÉOMÉTRIE SIMPLIFIÉE.....	35
2.1 Motivations .....	35
2.2 Modèle numérique .....	36
2.2.1 Équations fondamentales de la mécanique des fluides – Équations de Navier-Stokes.....	37
2.2.2 Équation de transport.....	38
2.2.2.1 Discrétisation temporelle (terme transitoire).....	39
2.2.2.2 Terme source.....	40
2.2.2.3 Terme de diffusion.....	40
2.2.2.4 Discrétisation spatiale (terme de convection).....	41
2.2.2.5 Algorithme de résolution .....	42
2.3 Géométrie, conditions initiales, conditions aux limites .....	43
2.4 Choix du pas de temps .....	44
2.5 Choix du maillage.....	46
2.5.1 Écoulement 2D.....	47

2.5.2	Écoulement 3D.....	50
2.6	Synthèse du chapitre .....	52
CHAPITRE 3 ÉCOULEMENT FROID LAMINAIRE EN MILIEU POREUX.....		53
3.1	Caractérisation du milieu poreux, domaine de calcul .....	53
3.2	Modifications apportées au modèle numérique .....	55
3.3	Analyse macroscopique de l'écoulement.....	56
3.3.1	Régimes d'écoulement.....	56
3.3.2	Gradient de pression macroscopique .....	59
3.3.2.1	Corrélations dimensionnelles du gradient de pression.....	59
3.3.2.2	Perméabilité du milieu poreux .....	61
3.3.2.3	Corrélations non dimensionnelles du gradient de pression.....	62
3.4	Analyse microscopique de l'écoulement .....	64
3.4.1	Observation de l'écoulement en régime de Forchheimer ( $6 < Re_p < 65$ ).....	65
3.4.1.1	Champs scalaires de pression et de vitesse .....	65
3.4.1.2	Champs vectoriels de vitesse .....	68
3.4.1.3	Lignes de courant.....	69
3.4.2	Observation de l'écoulement en régime laminaire non linéaire ( $Re_p > 65$ ).....	71
3.4.2.1	Champs scalaires de pression et de vitesse .....	71
3.4.2.2	Champs vectoriels de vitesse .....	74
3.4.2.3	Lignes de courant.....	76
3.5	Étude de la dispersion dans le milieu poreux.....	77
3.6	Synthèse du chapitre .....	82
CHAPITRE 4 ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT EN MILIEU POREUX EN PRÉSENCE D'UN GRADIENT DE TEMPÉRATURE.....		85
4.1	Complément au modèle numérique .....	85
4.1.1	Équation de conservation de l'énergie.....	85
4.1.2	Conditions aux limites et conditions initiales .....	86
4.2	Analyse macroscopique du transfert de chaleur par convection.....	87
4.3	Analyse microscopique de l'écoulement en présence d'un gradient de température.....	90
4.4	Synthèse du chapitre .....	93
CHAPITRE 5 COMBUSTION EN MILIEU POREUX.....		95
5.1	Modèle numérique complet.....	95
5.1.1	Conservation de l'énergie dans la phase solide.....	95
5.1.2	Conservation de l'énergie dans la phase gazeuse .....	99
5.1.3	Transport des espèces chimiques .....	101
5.1.4	Modélisation de la réaction de combustion.....	102
5.1.5	Récapitulatif des hypothèses simplificatrices .....	103
5.1.6	Conditions aux limites et conditions initiales .....	104
5.1.7	Exécution des calculs .....	107
5.2	Résultats macroscopiques .....	107
5.2.1	Combustion à excès d'enthalpie.....	107

5.2.2	Bilan des flux de chaleur.....	113
5.2.3	Vitesse de flamme et stabilité de la combustion.....	115
5.2.4	Gradient de pression.....	123
5.2.5	Efficacité de la CMP.....	124
5.3	Observations microscopiques de l'écoulement dans le cas de la CMP.....	128
5.3.1	Distribution de la température.....	129
5.3.2	Champs de vitesse.....	131
5.4	Influence du matériau et de l'arrangement de la matrice solide.....	132
5.5	Synthèse du chapitre.....	136
CONCLUSION.....		139
RECOMMANDATIONS.....		141
ANNEXE I	CORRÉLATIONS DIMENSIONNELLES DU GRADIENT DE PRESSION DANS UN MILIEU POREUX.....	145
ANNEXE II	RÉSULTATS ÉCOULEMENT 2D AUTOUR D'UN CYLINDRE.....	147
ANNEXE III	CORRÉLATIONS NON DIMENSIONNELLES DU GRADIENT DE PRESSION DANS UN MILIEU POREUX.....	149
ANNEXE IV	RÉSULTATS ÉTUDE DE DISPERSION DANS LE MILIEU POREUX.....	151
ANNEXE V	CORRÉLATIONS DU NOMBRE DE NUSSELT EN MILIEU POREUX.....	153
LISTE DE RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....		155



## LISTE DES TABLEAUX

	Page
Tableau 2.1	Comparaison des résultats 2D calculés avec la littérature .....50
Tableau 2.2	Comparaison des résultats 3D calculés avec la littérature .....51
Tableau 5.1	Propriétés physiques, thermiques et optiques de la matrice céramique SiSiC (EngiCer; Hashemi & Hashemi, 2017).....98
Tableau 5.2	Vitesse de flamme laminaire et température de flamme adiabatique du méthane obtenues à l'aide de GRI-MECH 3.0 .....119
Tableau 5.3	Propriétés physiques, thermiques et optiques de la matrice métallique CoCr (EOS GmbH; Hashemi & Hashemi, 2017) .....133
Tableau 5.4	Efficacité de préchauffage par conduction pour les différentes configurations .....135



## LISTE DES FIGURES

		Page
Figure 1.1	Structure d'une flamme laminaire pré-mélangée. Tirée et traduite de Turns (2012).....	5
Figure 1.2	Effet du préchauffage de l'air sur la température de flamme adiabatique. Tirée et traduite de Turns (2012).....	7
Figure 1.3	Définition de la vitesse de flamme laminaire .....	8
Figure 1.4	Vitesse de flamme laminaire en fonction de la richesse pour différents carburants dans les conditions standards. Tirée de Glassman et Yetter (2015) .....	8
Figure 1.5	Différents milieux poreux pour application de combustion. Tirée de Gao, Qu, Feng et Tao (2014) J.M.C. Pereira, Mendes, Trimis et Pereira (2010).....	12
Figure 1.6	Définition de la tortuosité. Tirée de Habisreuther, Djordjevic et Zarzalis (2009).....	13
Figure 1.7	Définition des échelles d'étude. Tirée et traduite de Bedoya (2016) .....	14
Figure 1.8	Profils schématiques de température du gaz, de la matrice solide et d'énergie produite dans un brûleur poreux .....	15
Figure 1.9	Schématisation des transferts de chaleur dans un brûleur poreux. Tirée et traduite de Bedoya et al. (2015).....	17
Figure 1.10	Régimes d'écoulement à travers un milieu poreux. Traduite et adaptée de Kececioğlu et Jiang (1994) .....	26
Figure 1.11	Champ de vitesse sur plan parallèle à l'écoulement moyen dans une structure aléatoire. Tirée et traduite de Habisreuther, Djordjevic et Zarzalis (2008).....	29
Figure 1.12	Variations spatiales de température dans des brûleurs à structure éponge SiSiC. A : Champ DPLS sur plan médian (Bedoya et al., 2015); B : Observations expérimentales par micro-tomographie sur plan médian (Dunnmon et al., 2017) .....	30

Figure 1.13	A : Distribution de la température; B : Distribution de la vitesse axiale locale dans une mousse métallique avec formation et combustion de suies. Tirée de Yamamoto et al. (2005).....	31
Figure 2.1	Milieu poreux imprimé utilisé en laboratoire .....	36
Figure 2.2	Domaine de calcul associé au cylindre .....	43
Figure 2.3	Influence du pas de temps sur la période d'oscillation du coefficient de portance de l'écoulement à $Re_D=100$ .....	45
Figure 2.4	Maillage du domaine avec 60 nœuds sur le cylindre et résolution de $0.05D$ .....	47
Figure 2.5	Évolution des coefficients de force pour la configuration 2D [60, 5%] à $Re_D=100$ .....	48
Figure 2.6	Champ normal instantané de vorticité (à $t=0.35s$ ) pour la configuration 2D [60, 5%] à $Re_D=100$ .....	49
Figure 2.7	Distribution instantanée (à $t=0.35s$ ) du coefficient de pression sur la moitié supérieure du cylindre à $Re_D=100$ .....	51
Figure 3.1	Motifs répétitifs du domaine de calcul. A : Pore de la matrice solide (d'après Dumas (2016)); B : Domaine fluide avec maillage .....	53
Figure 3.2	Conditions aux limites sur la phase fluide pour l'écoulement isotherme .....	55
Figure 3.3	Évolution du gradient de pression sans dimension calculé sur le modèle en fonction du nombre de Reynolds de pore.....	57
Figure 3.4	Comparaison du gradient de pression avec les corrélations de la littérature suivant la loi de Darcy-Forchheimer .....	60
Figure 3.5	Comparaison du gradient de pression adimensionné par la perméabilité avec les corrélations de la littérature.....	63
Figure 3.6	Couple de plans d'observation de normale $x$ .....	64
Figure 3.7	Champs scalaires instantanés sur le plan ( $Dx$ ) pour l'écoulement de Forchheimer ( $U_{inter}=0.4m/s$ ). A : Vitesse adimensionnelle; B : Pression relative .....	65
Figure 3.8	Champs scalaires instantanés sur le plan ( $Mx$ ) pour l'écoulement de Forchheimer ( $U_{inter}=0.4m/s$ ). A : Vitesse adimensionnelle; B : Pression relative .....	66



Figure 3.9	Champs de vitesse instantanés (à gauche) et de pression (à droite) sur une connexion de la structure. A : Résultats de la présente étude ( $U_{inlet}=0.4\text{m/s}$ ); B : Habisreuther et al. (2008) ( $U_{inlet}=3.6\text{m/s}$ ).....	67
Figure 3.10	Champs vectoriels instantanés de vitesse adimensionnelle pour l'écoulement de Forchheimer ( $U_{inlet}=0.4\text{m/s}$ ). A : composante tangentielle sur le plan ( $Dx$ ); B : Composante tangentielle sur le plan ( $Mx$ ); C : Composante normale sur le plan ( $Dx$ ); D : Composante normale sur les plans ( $Mx$ ) et ( $My$ ).....	68
Figure 3.11	Lignes de courant dans le régime de Forchheimer ( $U_{inlet}=0.4\text{m/s}$ ) et projection orthogonale d'une ligne de courant (en rouge) dans les plans de normales $x$ et $y$ .....	70
Figure 3.12	Champs scalaires instantanés sur le plan ( $Dx$ ) en régime laminaire non linéaire ( $U_{inlet}=1\text{m/s}$ ). A : Vitesse adimensionnelle; B : Pression relative.....	72
Figure 3.13	Champs scalaires instantanés de vitesse adimensionnelle sur le plan ( $Dx$ ) à différents instants en régime laminaire non linéaire ( $U_{inlet}=1\text{m/s}$ ).....	73
Figure 3.14	Coefficients de force sur deux éléments cylindriques en vis-à-vis à mi-hauteur de la colonne ( $U_{inlet}=1\text{m/s}$ ).....	74
Figure 3.15	Champs vectoriels instantanés de vitesse adimensionnelle en régime laminaire non linéaire ( $U_{inlet}=1\text{m/s}$ ). A : composante tangentielle sur le plan ( $Dx$ ); B : Composante tangentielle sur le plan ( $Mx$ ); C : Composante normale sur le plan ( $Dx$ ); D : Composante normale sur les plans ( $Mx$ ) et ( $My$ ).....	75
Figure 3.16	Lignes de courant en régime laminaire non linéaire ( $U_{inlet}=1\text{m/s}$ ) et projections orthogonales d'une ligne de courant (en rouge) dans les plans de normales $x$ et $y$ .....	77
Figure 3.17	Fluctuations spatiales instantanées des composantes de vitesse sans dimension. A : Régime de Forchheimer ( $U_{inlet}=0.4\text{m/s}$ ); B : Transition ( $U_{inlet}=0.8\text{m/s}$ ); C : Régime laminaire non linéaire ( $U_{inlet}=1\text{m/s}$ ); D : $U_{inlet}=1.5\text{m/s}$ .....	80
Figure 4.1	Comparaison du nombre de Nusselt avec les corrélations de la littérature.....	89
Figure 4.2	Champs scalaires instantanés de vitesse adimensionnelle sur le plan ( $Dx$ ) pour l'écoulement de Forchheimer ( $U_{inlet}=0.4\text{m/s}$ ) avec gradient	

	de température. A : À l'entrée; B : Au milieu; C: À la sortie de colonne.....	90
Figure 4.3	Champs scalaires instantanés de vitesse adimensionnelle sur le plan ( $Dx$ ) pour l'écoulement de Forchheimer ( $U_{inlet}=0.4m/s$ ). A : Écoulement isotherme; B : Écoulement avec gradient de température.....	91
Figure 4.4	Champs scalaires instantanés de vitesse adimensionnelle sur le plan ( $Dx$ ) en régime laminaire non linéaire ( $U_{inlet}=1m/s$ ) avec gradient de température. A : À l'entrée; B : Au milieu; C : À la sortie de colonne .....	91
Figure 4.5	Champs scalaires instantanés de température sur le plan ( $Dx$ ) à mi-hauteur pour l'écoulement avec gradient de température. A : Écoulement de Forchheimer; B : Régime laminaire non linéaire t.....	92
Figure 5.1	Conditions aux limites sur les phases fluide et solide pour la CMP .....	105
Figure 5.2	Combustion du mélange dans le cas de référence. A : Fractions molaires des espèces; B : Profils de température des phases gazeuse et solide et énergie chimique libérée; Médaille: Grossissement sur le croisement des profils de température.....	109
Figure 5.3	Différences de température entre les phases et écart à la moyenne dans le fluide .....	110
Figure 5.4	Effet de la richesse sur la température maximale des gaz brûlés.....	111
Figure 5.5	Bilan d'énergie à l'interface solide-fluide dans le cas de référence et courbe d'énergie chimique produite.....	114
Figure 5.6	Régimes de stabilité du brûleur poreux et conditions simulées .....	117
Figure 5.7	Évolution de la vitesse de l'écoulement. A : Dans le cas de référence; B : Influence de la vitesse d'entrée sur la vitesse superficielle.....	118
Figure 5.8	Évolution de la vitesse de flamme en fonction de la richesse.....	120
Figure 5.9	Profils d'énergie libérée et de température dans la phase gazeuse aux limites de stabilité testées.....	121
Figure 5.10	Comparaison de l'évolution du gradient de pression pour l'écoulement froid, avec gradient de température et avec combustion...	123
Figure 5.11	Efficacité de recirculation d'énergie dans le brûleur .....	125
Figure 5.12	Efficacité des transferts de chaleur dans la matrice solide. A : Préchauffage par radiation; B : Préchauffage par conduction .....	127

Figure 5.13	Distributions et champs microscopiques instantanés de température sur le plan ( $Dx$ ) pour la CMP. A : Régime de Forchheimer ( $U_{inlet}=0.6\text{m/s}$ et $\varphi=0.65$ ); B : Régime laminaire non linéaire ( $U_{inlet}=1.25\text{m/s}$ et $\varphi=0.80$ ); Médaille: Contours du champ de température sur un pore en régime laminaire non linéaire .....130
Figure 5.14	Champs scalaires instantanés de vitesse adimensionnelle sur le plan ( $Dx$ ) pour la CMP. A : Régime de Forchheimer ( $U_{inlet}=0.6\text{m/s}$ et $\varphi=0.65$ ); B : Régime laminaire non linéaire ( $U_{inlet}=1.25\text{m/s}$ et $\varphi=0.80$ ) .....131
Figure 5.15	Influence des propriétés et de la configuration du brûleur sur le profil de température de la matrice solide. Médaille: Grossissement dans la zone post-flamme.....134



## LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

CFD	Dynamique des fluides numérique (Computational Fluid Dynamics)
CFL	Nombre de Courant-Friedrichs-Lewy
CMP	Combustion en milieux poreux
DNS	Simulation numérique directe (Direct Numerical Simulation)
DPLS	Simulation directe à l'échelle des pores (Direct Pore Level Simulation)
<i>GSR</i>	<i>Gas Speed Ratio</i>
r.m.s.	Valeur au sens des moindres carrés (root mean square)
<i>S2S</i>	<i>Surface-to-Surface</i>
TFT	Thermofluide pour le transport (laboratoire)
VER	Volume élémentaire représentatif



## LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

### *Espèces chimiques et matériaux*

Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Oxyde d'aluminium
CH <sub>4</sub>	Méthane
CO	Monoxyde de carbone
CO <sub>2</sub>	Dioxyde de carbone
CoCr	Cobalt chrome
C <sub>x</sub> H <sub>y</sub>	Hydrocarbure quelconque
H <sub>2</sub> O	Eau
N <sub>2</sub>	Azote
NO <sub>x</sub>	Oxyde d'azote
O <sub>2</sub>	Oxygène
PSZ	Zircone partiellement stabilisée (Partially Stabilized Zirconia)
SiSiC	Carbure de silicium infiltré de silicium (Silicon Infiltrated Silicon Carbide)

### *Symboles*

#### Lettres grecques

Symbole	Description	Unité (SI)
$\Phi$	Porosité	-
$\beta$	Coefficient d'extinction	-
$\delta$	Coefficient de diffusion	-
$\delta_L$	Épaisseur de flamme	m
$\varepsilon$	Émissivité	-
$\kappa$	Constante de Kozeny-Carman	-
$\kappa_0$	Facteur de forme de l'équation de Kozeny-Carman	-
$\alpha$	Coefficient d'absorption	-
$\mu$	Viscosité dynamique	kg/m/s
$\rho$	Masse volumique	kg/m <sup>3</sup>
$\tau$	Tortuosité	-

$\bar{\tau}$	Tenseur des contraintes visqueuses	Pa
$\varphi$	Richesse	-
$\chi$	Fraction molaire	-
$\Delta t$	Pas de temps	s
$\Delta x$	Pas d'espace	m
$\sigma_b$	Constante de Stefan-Boltzmann	W/m <sup>2</sup> /K <sup>4</sup>
$\sigma_{k,j}$	Longueur caractéristique de Lennard-Jones	Å
$\dot{\omega}$	Taux de réaction d'une espèce chimique	mol/s/m <sup>3</sup>
$\Omega(T^*)$	Fonction de collision à la température réduite $T^*$	-
$\lambda$	Longueur d'onde	m
$\nu'$	Coefficient stœchiométrique des réactifs de réaction	-
$\nu''$	Coefficient stœchiométrique des produits de réaction	-
$\Pi_k$	Coefficient de réaction associé à l'espèce $k$	m <sup>3</sup> /mol/s

Lettres latines

<b>Symbole</b>	<b>Description</b>	<b>Unité (SI)</b>
$Re_D$	Nombre de Reynolds basé sur le diamètre du cylindre	-
$Re_p$	Nombre de Reynolds basé sur le diamètre de pore	-
$Re_K$	Nombre de Reynolds basé sur la perméabilité	-
$C_L$	Coefficient de portance	-
$C_D$	Coefficient de traînée	-
$C_{pb}$	Coefficient de pression	-
$D$	Diamètre du cylindre	m
$D_p$	Diamètre de pore	m
$St$	Nombre de Strouhal	-
$f$	Fréquence des oscillations de l'écoulement	1/s
$S_v$	Surface spécifique	m <sup>2</sup> /m <sup>3</sup>
$A_f$	Section transversale de la partie fluide du brûleur	m <sup>2</sup>
$A_{int}$	Surface de l'interface fluide –solide	m <sup>2</sup>



$S_L$	Vitesse de flamme laminaire	m/s
$S$	Vitesse de flamme dans le brûleur	m/s
$\mathbf{g}$	Vecteur gravité	m/s <sup>2</sup>
$\mathbf{f}_b$	Vecteur des forces de volume	N
$h_{conv}$	Coefficient de transfert convectif	W/m <sup>2</sup> /K
$Nu$	Nombre de Nusselt	-
$K$	Perméabilité	m <sup>2</sup>
$C_1, C_2$	Coefficients de l'équation de Forchheimer	1/m <sup>2</sup> , 1/m
$C_1', C_2'$	Idem avec adimensionnement par la perméabilité	-
$C_p$	Capacité thermique à pression constante	J/kg/K
$k$	Conductivité thermique	W/m/K
$T$	Température	K
$p$	Pression	Pa
$J$	Flux diffusif d'une espèce chimique	mol/m <sup>2</sup> /s
$T_{ad}$	Température de flamme adiabatique	K
$Pr$	Nombre de Prandtl	-
$Pe_L$	Nombre de Péclet basé sur la dispersion axiale	-
$Pe_m$	Nombre de Péclet basé sur la diffusivité moléculaire	-
$\dot{q}_{rad}$	Flux de chaleur directionnel transféré par radiation	W/m <sup>2</sup>
$\dot{q}_{cond}$	Flux de chaleur transféré par conduction	W/m <sup>2</sup>
$\dot{q}_{conv}$	Flux de chaleur transféré par convection	W/m <sup>2</sup>
$Q_{ch}$	Taux de chaleur dégagée par la réaction de combustion	W/m <sup>2</sup>
$W$	Masse molaire	kg/mol
$I$	Intensité radiative	m <sup>2</sup> .sr/m
$I_b$	Intensité radiative de corps noir	m <sup>2</sup> .sr/m
$D_d^d$	Diffusivité thermique due à la dispersion	m <sup>2</sup> /s
$D_{k,m}$	Diffusivité moléculaire de l'espèce $k$	m <sup>2</sup> /s
$D_{kj}$	Coefficient de diffusion binaire entre les espèces $k$ et $j$	m <sup>2</sup> /s
$D_L$	Coefficient de dispersion axiale	m <sup>2</sup> /s
$D_T$	Coefficient de dispersion transverse	m <sup>2</sup> /s

$\bar{D}$	Tenseur de dispersion	$m^2/s$
$\bar{D}$	Tenseur des déformations	1/s
$\bar{I}$	Matrice identité	-
$E$	Énergie totale	J/kg
$e$	Énergie interne	J/kg
$V$	Volume	$m^3$
$V_{total}$	Volume total du milieu poreux (fluide + solide)	$m^3$
$L$	Longueur du milieu poreux / domaine de calcul	m
$L'$	Longueur d'une ligne de courant en régime laminaire	m
$u_D$	Vitesse de Darcy (ou vitesse superficielle)	m/s
$n$	Vecteur unitaire normale extérieure	-
$u$	Vecteur vitesse ( $u_x, u_y, u_z$ )	m/s
$x_i$	Direction ( $x, y, z$ )	m
$Y$	Fraction massique	-
$R$	Constante des gaz parfaits	J/mol/K
$h$	Enthalpie massique ou molaire	J/kg -J/mol
$h_f^0$	Enthalpie de formation	J/kg
$\hat{h}$	Enthalpie sensible	J/kg
$[X]$	Concentration molaire d'une espèce	mol/ $m^3$

---

### Indices

$f$	Variable relative au fluide
$s$	Variable relative au solide
$k$	Espèce chimique
$ref$	Variable définie à l'état de référence ( $T=300K, p=1atm$ )
$rms$	Valeur au sens des moindres carrés (root mean square)
$\lambda$	Grandeur spectrale à la longueur d'onde $\lambda$
$inlet$	Condition appliquée à l'entrée du domaine de calcul

---

*Opérateurs mathématiques*

---


$$\langle \bullet \rangle = \frac{1}{V} \iiint_V \bullet dV$$

Moyenne volumique (ou surfacique si précisé)

$$\nabla \cdot \bullet = \frac{\partial \bullet}{\partial x_i} x_i$$

Opérateur divergent

$$\nabla \bullet = \frac{\partial \bullet}{\partial x_i}$$

Opérateur gradient

$$\bullet_{rms} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^{n-1} (\bullet_i - \langle \bullet \rangle)^2}$$

Valeur r.m.s.



## INTRODUCTION

Les brûleurs, qu'ils soient dédiés au chauffage et brûlage industriel, à la propulsion, ou bien encore à l'usage ménager, font constamment l'objet d'évolutions avec comme objectif principal du cahier des charges : augmenter l'efficacité tout en consommant le moins de carburant possible et réduire les émissions polluantes. Cette équation difficile trouve une solution potentielle avec la combustion en milieu poreux (CMP). Très concrètement, il s'agit de faire brûler un mélange réactif non plus à l'air libre comme dans un brûleur conventionnel mais au sein d'un milieu solide poreux conducteur dans lequel une flamme peut se propager. Cette méthode de plus en plus utilisée dans l'industrie fait l'objet de plusieurs recherches scientifiques (expérimentales et numériques) depuis plusieurs décennies et elles ont mis en exergue ses avantages comme le préchauffage des gaz frais entrant dans le milieu poreux par récupération d'une partie de l'énergie des gaz brûlés (Howell, Hall, & Ellzey, 1996). Jusqu'alors, les milieux poreux utilisés dans le cadre de la CMP étaient majoritairement des mousses céramiques ou métalliques avec un aspect d'éponge. La géométrie de tels milieux est donc très aléatoire, anisotrope et non-homogène rendant la caractérisation de l'écoulement difficile de même que la modélisation en trois dimensions en vue d'une simulation numérique. Pour pallier aux difficultés liées à la modélisation de matrices et d'écoulements 3D, les études numériques ont eu majoritairement recours à des modèles mathématiques 1D et 2D macroscopiques moyennés pour reproduire les écoulements dans les milieux poreux. Ainsi l'observation de l'écoulement aux petites échelles est rendue très limitée. Seul un petit nombre d'études numériques récentes fournissent une visualisation de l'écoulement à micro-échelle et concluent à la nécessité de faire des modèles 3D sans les hypothèses fortes des représentations 1D et 2D (Abdul Mujeebu, Abdullah, Mohamad, & Abu Bakar, 2010).

Or aujourd'hui des progrès technologiques considérables ont été faits dans les techniques de fabrication avec le développement de l'impression 3D additive. De là l'apparition de géométries encore jamais vues auparavant et beaucoup plus structurées, avec un degré d'isotropie plus élevé permettant d'obtenir aisément un modèle numérique en trois dimensions. De plus, l'essor de matériaux à hautes performances possédant d'excellentes

aptitudes de résistance à la chaleur (point de fusion élevé, faible expansion thermique) élargit d'autant plus les possibilités de conduire des recherches sur les milieux poreux pour la combustion conçus grâce à cette technique. C'est dans ce contexte de manque de résultats obtenus sur des modèles 3D, de l'essor de la fabrication par impression 3D et de la disponibilité de matériaux à hautes performances, que s'inscrit ce mémoire. Ce travail cherche à évaluer les bénéfices apportés par l'usage de ce nouveau type de matrices du point de vue de la dynamique des fluides et du point de vue de la combustion. L'impression 3D reste une technique dispendieuse qui doit être évaluée au préalable. Ainsi, il est nécessaire de développer une méthodologie de validation à partir d'un modèle CFD (dynamique des fluides numérique) adéquat. Ce mémoire tend à répondre à cette exigence.

En tout premier lieu, une revue de littérature est proposée au lecteur. Ce chapitre présente plus largement les généralités de la CMP, ses applications et ses caractéristiques à la lumière des travaux menés au cours des dernières années sur ce sujet. À l'issue de cette revue, une problématique de recherche est identifiée. Des objectifs structurant ce travail sont également formulés.

Le second chapitre est un travail préliminaire de validation avant d'aborder le milieu poreux. La conception du maillage est une étape déterminante lors d'une étude numérique. La complexité géométrique du brûleur impose donc de travailler d'abord sur une géométrie simplifiée et largement répandue dans les études scientifiques : un cylindre de section circulaire. Les caractéristiques du maillage permettant la modélisation de l'écoulement serviront de point de départ à la conception du modèle numérique 3D du brûleur.

Dans un troisième temps, l'étude d'un écoulement froid sans réaction chimique dans la matrice poreuse est conduite aux échelles macroscopique et microscopique.

Le chapitre 4 est consacré à l'application d'un gradient de température sur la paroi du milieu. Enfin, le dernier chapitre concerne l'étude de la combustion au sein du milieu poreux. Il constitue le point d'orgue de ce travail et apporte les résultats aux interrogations qui ont motivé l'ensemble de cette recherche.

Pour terminer, une conclusion générale résume l'ensemble des résultats obtenus et les évalue en tant que réponses aux objectifs fixés. Elle suggère également des recommandations qui sont autant de pistes pour des travaux de recherche ultérieurs.

# CHAPITRE 1

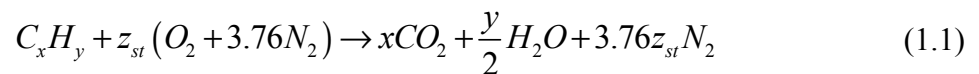
## REVUE DE LITTÉRATURE

Ce premier chapitre fournit un état des lieux des recherches conduites sur la combustion en milieu poreux (CMP). Au préalable, des notions fondamentales sur la combustion sont présentées ainsi que leur transposition à la CMP. De plus, des généralités sur les écoulements en milieux poreux et les échelles de modélisation sont apportées afin d'introduire les premières étapes de cette recherche.

### 1.1 Principes de base de la combustion, définitions

#### 1.1.1 Combustion des hydrocarbures

La combustion d'un hydrocarbure quelconque  $C_xH_y$  est un processus thermo-chimique d'oxydation rapide donnant lieu à un dégagement de chaleur et de rayonnement lumineux. Cette réaction ne peut avoir lieu qu'en présence d'un comburant (souvent de l'air) et il est donc plus juste de parler de combustion d'un mélange réactif air-carburant. Dans ce mélange, une zone de réaction intense se propage à vitesse subsonique à travers la partie des gaz frais (réactifs de combustion). Cette zone mince est nommée flamme. Après son passage, elle laisse derrière elle des gaz brûlés (produits de combustion) résultant de l'oxydation du mélange réactif (Turns, 2012). Sous l'hypothèse qu'aucune réaction intermédiaire de dissociation n'a lieu, la réaction de combustion s'écrit sous la forme d'une équation globale :



Avec 
$$z_{st} = \left( x + \frac{y}{4} \right) \quad (1.2)$$

Écrite sous cette forme, la réaction est dite stœchiométrique. C'est-à-dire que l'oxydant (ici de l'air) est en quantité juste suffisante pour assurer la combustion complète du carburant. Ainsi, les espèces qui réagissent ensemble ( $C_xH_y$  et  $O_2$ ) ne sont pas présentes dans les produits de combustion. Dès lors que l'oxydant n'est plus en quantité suffisante, la

combustion du mélange n'est pas complète; on parle alors de mélange riche. Dans le cas contraire où l'oxydant est en excès, on parle de mélange pauvre. Pour qualifier la nature de la combustion, un paramètre appelé richesse (notée  $\varphi$ ) est défini tel que :

$$\varphi = \frac{z_{st}}{z} \quad (1.3)$$

Où  $z_{st}$  est le nombre de moles d'oxydant dans les proportions stœchiométriques et  $z$ , le nombre de moles d'oxydant de la réaction considérée. Pour une richesse égale à 1, le mélange est stœchiométrique, si  $\varphi > 1$ , le mélange est riche et lorsque  $\varphi < 1$ , il est pauvre.

Les flammes se divisent en deux catégories : les flammes pré-mélangées et les flammes de diffusion. Une flamme est dite pré-mélangée lorsque le mélange air-carburant est réalisé en amont de la zone de combustion (cône inférieur de la flamme d'un brûleur de type Bunsen). À l'inverse, elle est dite de diffusion quand oxydant et carburant se mélangent en même temps qu'à lieu la combustion (jets de carburant typiquement). Dans le cas des flammes de diffusion, le mélange n'est pas homogène; la notion de richesse n'est alors pas définie. En revanche, ce paramètre est parfaitement défini dans le cas des flammes pré-mélangées. Les concepts théoriques qui englobent ce type de flamme seront présentés dans les sections qui suivent.

### 1.1.2 La flamme laminaire pré-mélangée

Le qualificatif « pré-mélangée » réfère au mélange homogène air-carburant introduit dans le brûleur. La Figure 1.1 illustre le profil de température d'une flamme laminaire pré-mélangée ainsi que l'évolution de la fraction molaire des réactifs et la courbe de chaleur dégagée. Deux zones sont observables (Turns, 2012) :

- une zone de préchauffage où la température du mélange réactif ( $T$ ) augmente et où de l'énergie chimique de réaction ( $Q_{ch}$ ) est libérée. Le préchauffage est causé par la diffusion de la chaleur provenant de la zone de réaction. Les réactifs se consomment et leurs fractions molaires ( $\chi_k$ ) diminuent.



- une zone de réaction dans laquelle la majorité de l'énergie est produite et où s'opère la transformation des réactifs en produits. Cette zone peut encore être subdivisée en deux parties : une fine région dite de réaction rapide dans laquelle les molécules de carburant sont détruites en plusieurs espèces intermédiaires. Les réactions bimoléculaires sont dominantes. L'étroitesse de cette région (de l'ordre du millimètre) implique de forts gradients de température et de concentration des espèces chimiques. La seconde région est dite de réaction lente et les réactions trimoléculaires en présence de radicaux prédominent.

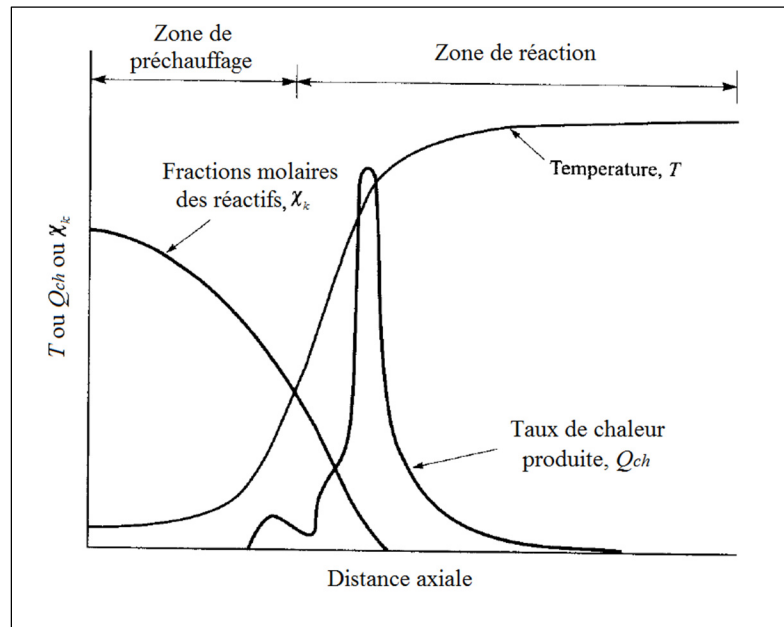


Figure 1.1 Structure d'une flamme laminaire pré-mélangée.  
Tirée et traduite de Turns (2012)

Plusieurs théories existent permettant de décrire mathématiquement une flamme laminaire pré-mélangée. Celle de Spalding (1979) se base sur les équations de conservation de la masse, des espèces et de l'énergie sous certaines hypothèses : une équation globale est considérée et les propriétés thermophysiques des gaz sont considérées constantes. Cette approche simple amène à l'évaluation de l'épaisseur de flamme qui dépend de la vitesse de flamme laminaire et de la diffusivité thermique. Une analyse plus détaillée d'une réaction de

combustion emploie une méthode plus complète prenant en considération les mécanismes multiréactionnels et les propriétés de transport des espèces.

### 1.1.3 Température de flamme adiabatique

Une réaction de combustion s'accompagne d'un dégagement de chaleur. Le concept d'enthalpie permet d'en faire l'étude. Chaque espèce chimique  $k$  peut se définir par une enthalpie standard  $h_k$  à une température  $T$ . Elle est la somme d'une enthalpie de formation  $h_{f,k}^0$  dans des conditions standards de référence ainsi que d'une enthalpie sensible  $\Delta\widehat{h}_k$  résultant d'un changement de température :

$$h_k(T) = h_{f,k}^0(T_{ref}) + \Delta\widehat{h}_k(T) = h_{f,k}^0(T_{ref}) + \int_{T_{ref}}^T C_p(T) dT \quad (1.4)$$

L'état de référence se caractérise par les conditions de pression et de température  $p_{ref} = 1 \text{ atm}$  et  $T_{ref} = 300 \text{ K}$ . L'enthalpie de gaz brûlés ou imbrûlés peut se calculer en faisant la somme des enthalpies standards des différentes espèces en présence (pondérées par leur coefficient stœchiométrique).

Pour une flamme laminaire pré-mélangée, la température de flamme adiabatique correspond à la température obtenue si toute la chaleur dégagée par la réaction sert à élever la température des produits de réaction (Glassman & Yetter, 2015). C'est-à-dire sans perte de chaleur. Deux types de température de flamme adiabatique sont définis : à volume constant et à pression constante. Dans un brûleur, en volume ouvert, c'est la température de flamme adiabatique à pression constante qui est considérée. Lors de la combustion d'un hydrocarbure à pression constante, l'enthalpie standard des réactifs à température initiale (en général la température de référence) est égale à l'enthalpie standard des produits à la température de flamme adiabatique  $T_{ad}$ .

$$H_{\text{reac}}(T_{ref}, p_{ref}) = H_{\text{prod}}(T_{ad}, p_{ref}) \quad (1.5)$$

La résolution de cette équation aboutit à la détermination de la température de flamme. La température de flamme adiabatique est fonction des conditions initiales de pression et de température, de la richesse du mélange et du carburant lui-même. La température de flamme maximale est atteinte pour une richesse qui avoisine la stœchiométrie. S'il est rendu possible

d'augmenter la température des gaz frais, la température de flamme adiabatique sera aussi plus élevée comme le montre la Figure 1.2 : une augmentation de 200K de la température de l'oxydant induit une augmentation de la température de 100K pour la flamme de méthane. Ce phénomène est dû à l'augmentation de la capacité thermique des gaz frais lors du préchauffage (Turns, 2012).

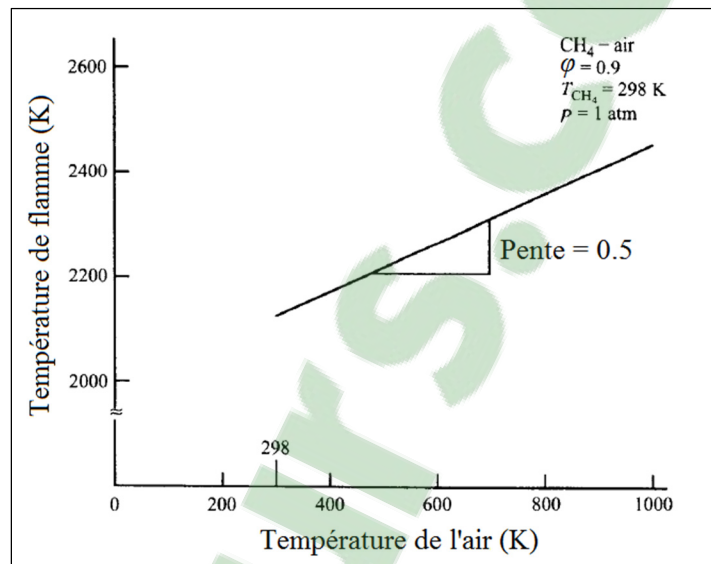


Figure 1.2 Effet du préchauffage de l'air sur la température de flamme adiabatique.  
 Tirée et traduite de Turns (2012)

#### 1.1.4 Vitesse de flamme laminaire

Par définition, une flamme est une zone d'intense réaction se propageant à travers un mélange imbrûlé. Considérant ce mélange au repos dans un tube et une combustion initiée quelque part dans ce mélange, la flamme produite se propage alors à une vitesse notée  $S_L$  et appelée vitesse de flamme laminaire dans le référentiel lié au tube (Turns, 2012). La flamme est stable dans le référentiel du tube à une position où la vitesse du mélange vaut  $S_L$  (Figure 1.3). La vitesse de flamme est très fortement dépendante de la température des gaz frais mais aussi de la pression, de la richesse du mélange et de la nature du carburant comme le montre la Figure 1.4 qui présente  $S_L$  pour différents carburants et ce, pour différentes richesses.

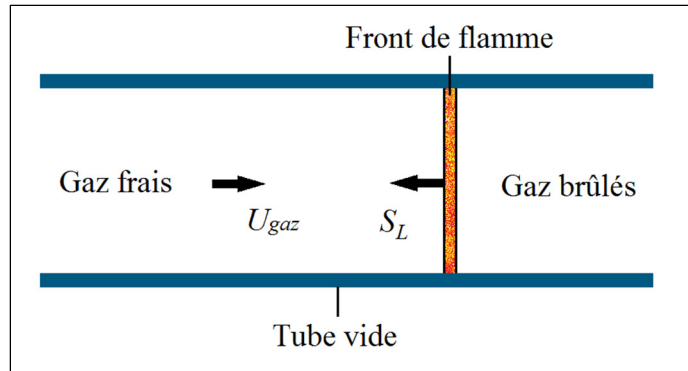


Figure 1.3 Définition de la vitesse de flamme laminaire

Pour une richesse et un carburant donné, la vitesse de flamme augmente avec la température et diminue avec la pression (vrai pour les alcanes où  $S_L < 1\text{m/s}$ ) lorsque ces deux propriétés initiales augmentent. Pour les hydrocarbures, la vitesse de flamme laminaire est maximale pour des mélanges très légèrement riches.

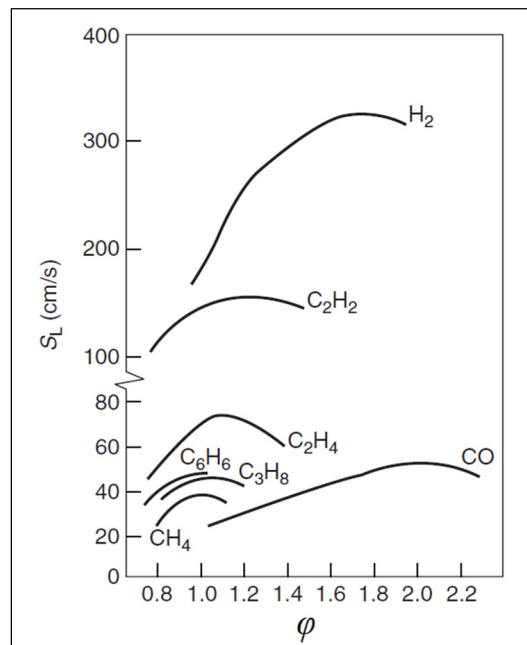


Figure 1.4 Vitesse de flamme laminaire en fonction de la richesse pour différents carburants dans les conditions standards.

Tirée de Glassman et Yetter (2015)

### 1.1.5 Limites de flammabilité et de stabilité

Dans des conditions stables d'opération, la combustion se maintient par elle-même et la flamme se propage à travers le mélange de gaz frais. L'expérience montre qu'une flamme ne se propage que sur une certaine plage de richesse et de vitesse d'écoulement (Turns, 2012).

Cette première plage correspond aux limites de flammabilité. Sont alors définies une limite inférieure et une limite supérieure qui correspondent respectivement à la richesse la plus pauvre et la richesse la plus riche en deçà et au-delà desquelles la flamme ne peut plus se maintenir. Les pertes de chaleur sont en cause dans ce processus : les gaz chauds fournissent de la chaleur par radiation et diffusion aux zones de température moins élevée. La température de ces gaz diminue alors, un gradient de température négatif apparaît et la flamme ne peut plus assurer un transfert par conduction suffisant pour se maintenir (critère de Williams).

La seconde plage de stabilité est relative à la vitesse de l'écoulement. La stabilité de la flamme est définie par deux limites de vitesse pour une richesse donnée. Dans un écoulement, une flamme vient à se stabiliser par elle-même lorsque localement, la vitesse de l'écoulement correspond à la vitesse de flamme laminaire. Si la vitesse de l'écoulement est trop faible, la flamme ne peut se propager et remonte dans le brûleur, c'est le retour de flamme (flashback). À l'inverse, si la vitesse est trop élevée, la flamme est dite soufflée (blowoff).

## 1.2 Combustion en milieu poreux

L'étude de la combustion en milieu poreux est un sujet d'intérêt depuis plus de 30 ans et les nombreux aspects qu'elle présente sont autant d'avantages qui ont été soulignés dès les premières études menées. Plusieurs revues synthétisent et actualisent les avancées de ce champ de recherche (Abdul Mujeebu et al., 2010; Howell et al., 1996; Mujeebu, Abdullah, Bakar, Mohamad, & Abdullah, 2009; Trimis & Durst, 1996; Viskanta, 2011; Wood & Harris, 2008). Fondamentalement cette technique consiste à brûler un mélange réactif au sein d'un milieu poreux solide et conducteur de chaleur, plutôt que librement comme dans un brûleur

conventionnel. Les différentes caractéristiques qui décrivent une flamme libre peuvent ainsi être réinterprétées dans le cadre d'une flamme se propageant dans un milieu poreux. Les sections qui suivent s'attachent à montrer l'influence du milieu poreux sur ces caractéristiques.

### **1.2.1 Champs d'application de la combustion en milieu poreux**

Les applications de la CMP sont majoritairement à usage industriel bien que cette technologie commence à se faire une place dans des appareils ménagers du quotidien (gazinière, four, barbecue). Parmi les utilisations industrielles les plus rencontrées, se trouvent (Mujeebu et al., 2009; Viskanta, 2011) :

- les échangeurs de chaleur : ce sont les chaudières industrielles pour le chauffage de fluides ou bien pour porter à ébullition de l'eau dans le processus de génération de vapeur.
- l'éclairage : en plus de fournir de la chaleur, les brûleurs poreux peuvent émettre un rayonnement important mais à faible éblouissement. Les brûleurs poreux constituent ainsi un dispositif intégré de chauffage – éclairage à faibles émissions de polluants.
- moteurs et propulsion : des prototypes de moteurs à combustion interne intégrant un brûleur poreux ont été testés. La matrice poreuse permet un stockage de l'énergie thermique produite dans le cycle de combustion. Cette chaleur permet alors de favoriser l'évaporation des gouttelettes du jet de carburant et d'augmenter l'enthalpie de la combustion du cycle suivant. Des études de faisabilité en vue d'une intégration de ces brûleurs dans des turbines à gaz sont également en cours (Ihme, 2016).
- synthèse de l'acide chlorhydrique : le dichlore gazeux peut réagir avec de l'hydrogène par chauffage dans un brûleur pour donner de l'acide chlorhydrique. Un excès d'hydrogène est toujours présent pour s'assurer de la transformation complète du chlore. Un mélange résiduel chlore – hydrogène n'ayant pas réagi serait en effet explosif. La combustion en milieu poreux permet de réduire la quantité d'hydrogène en excès.

- production d'hydrogène : l'hydrogène produit dans le monde provient de sources fossiles. Sur les 60Mtonnes produites chaque année, 49% sont issues de la conversion du méthane (AFHYPAC, 2016). L'oxydation partielle du méthane avec chauffage dans un brûleur poreux apporte des taux de conversion jusqu'à 60%.

Dépendamment de l'application et du but recherché, la matrice solide peut avoir un effet de catalyseur sur la combustion. Sinon elle est qualifiée d'inerte. Aussi, quatre types de combustion peuvent être rencontrés dans le cadre de la CMP (Viskanta, 2011) : (i) une combustion libre avec une flamme formée au-dessus du milieu poreux; (ii) une combustion de surface où la flamme est ancrée à la surface de la matrice; (iii) une combustion « intégrée » avec une flamme enfouie au sein de la matrice poreuse; (iv) une combustion instable.

### 1.2.2 Quelques grandeurs et notions d'échelles

Un milieu poreux se compose d'obstacles solides imperméables et d'interstices vides. Ces vides sont désignés par le nom de pores. La nature, la géométrie et le matériau des milieux utilisés sont très variés suivant l'application qui en est faite. La Figure 1.5 donne un aperçu des types de poreux majoritairement utilisés pour des applications de combustion. Ils peuvent être constitués d'un assemblage d'éléments discrets (perles solides, agrégat de particules) ou consolidés (mousses de type éponge, structures réticulées, nid d'abeille ou encore en lamelles). L'arrangement peut être aléatoire ou structuré. Une grande variété de matériaux est également utilisée; pour la combustion ce sont des céramiques techniques (zircone partiellement stabilisée (PSZ), oxyde d'aluminium ( $Al_2O_3$ ), carbure de silicium (SiSiC)) ou des alliages métalliques à hautes performances thermiques (alliage fer-chrome FeCrAlY) (Wood & Harris, 2008).

Un milieu poreux est caractérisé par sa porosité  $\Phi$  qui est le ratio entre le volume occupé par les pores (donc par un fluide) et le volume total (fluide + solide) du milieu (Kaviany, 1995) :

$$\Phi = \frac{V_f}{V_{total}} \quad (1.6)$$

À titre d'exemple, le béton standard ou le charbon ont une porosité comprise entre 0.02 et 0.12 et sont donc qualifiés de milieux denses. Les sols sont des milieux à porosité intermédiaire entre 0.4 et 0.6. Parmi les matériaux peu denses à haute porosité se trouvent les fibres de verre ou encore les mousses ( $0.7 < \Phi < 0.9$ ) (Kaviany, 1995).

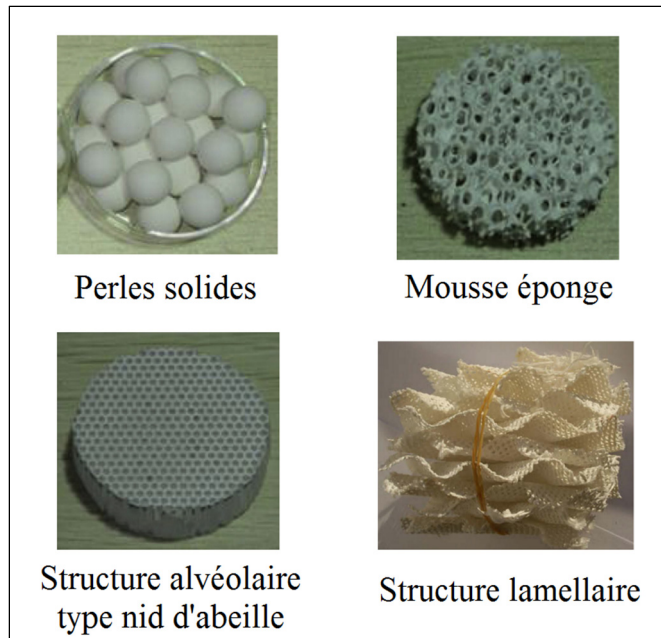


Figure 1.5 Différents milieux poreux pour application de combustion.  
Tirée de Gao, Qu, Feng et Tao (2014)  
J.M.C. Pereira, Mendes, Trimis et Pereira (2010)

Une seconde grandeur caractéristique souvent utilisée est la surface spécifique du milieu notée  $S_v$ . Elle correspond au ratio entre la surface des pores à l'interface fluide-solide et le volume total du milieu :

$$S_v = \frac{A_{\text{int}}}{V_{\text{total}}} \quad (1.7)$$

Ces deux propriétés sont des grandeurs intrinsèques macroscopiques du milieu poreux considéré.

Un troisième paramètre d'intérêt lors de l'étude des milieux poreux est la tortuosité (notée  $\tau$ ) qui est le ratio entre la distance moyenne parcourue par le fluide au sein du milieu poreux



(longueur moyenne d'une ligne de courant) et la distance que parcourrait le fluide en l'absence du milieu poreux (longueur de l'échantillon). La Figure 1.6 illustre le propos et la différence de longueur entre les deux lignes.

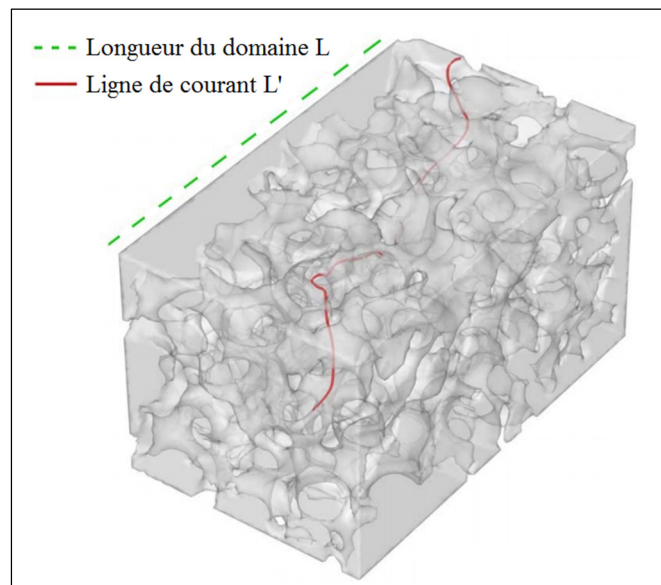


Figure 1.6 Définition de la tortuosité.  
Tirée de Habisreuther, Djordjevic et Zarzalis (2009)

L'étude des écoulements en milieux poreux conduit à observer des grandeurs telles que la vitesse de l'écoulement ou bien encore la température qui sont des grandeurs définies localement. En général, l'étude des milieux poreux à l'échelle macroscopique n'est rendue possible qu'après un transfert d'échelle du local au global. C'est-à-dire à partir des équations de conservation écrites sous forme microscopique auxquelles est appliqué un changement d'échelle (Bories, Mojtabi, Prat, & Quintard, 2008). La moyenne volumique est la procédure couramment employée dans le cadre des milieux poreux. Ainsi par la suite, lorsque des variables seront étudiées à l'échelle macroscopique, elles seront prises en moyenne sur le volume (ou la surface) concerné (solide ou fluide) et notées  $\langle \bullet \rangle$  telles que (pour la moyenne volumique) :

$$\langle \bullet \rangle = \frac{1}{V} \iiint_V \bullet dV \quad (1.8)$$

Un milieu poreux peut être étudié sous trois échelles d'étude comme le montre la Figure 1.7 (Bedoya, 2016) :

- l'échelle macroscopique qui s'intéresse aux propriétés de l'écoulement moyenné par l'équation (1.8). Seul l'aspect global de l'écoulement est regardé, les phénomènes locaux ne sont pas modélisés.

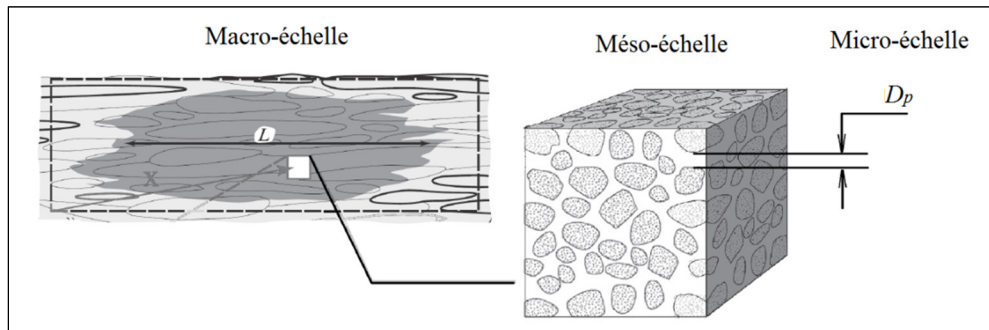


Figure 1.7 Définition des échelles d'étude.  
Tirée et traduite de Bedoya (2016)

- l'échelle intermédiaire (mésos-échelle) est formée du volume élémentaire représentatif (VER) de milieu poreux. C'est une fraction du milieu global permettant de retrouver ses propriétés macroscopiques. Des paramètres effectifs sont définis à cette échelle permettant de rendre compte des processus aux plus basses échelles.
- l'échelle microscopique fournit une représentation précise de la structure du milieu poreux ainsi que de l'écoulement dans les pores. La longueur caractéristique d'étude est le diamètre de pore (noté  $D_p$ ). Le coût de calcul des simulations numériques est considérablement augmenté. La simulation numérique directe (DNS) est l'approche la plus fine possible à cette échelle. Elle est nommée simulation directe à l'échelle des pores (DPLS).

### 1.2.3 Profils de température dans un brûleur poreux

Dans un brûleur poreux, deux profils de température doivent être considérés simultanément : le profil de la phase gazeuse ainsi que celui de la matrice solide. Une

représentation schématique de la structure de la flamme dans un brûleur poreux est donnée sur la Figure 1.8. Un découpage de ces profils peut se faire de manière similaire à la flamme laminaire libre selon le critère suivant (Barra & Ellzey, 2004; Wood & Harris, 2008) : le début de la zone de réaction correspond à la position à laquelle la température du fluide est égale à celle de la matrice solide, c'est-à-dire où les profils de température se croisent. Le pic d'énergie chimique libérée est contenu dans cette zone. En amont de cette région se trouve la zone de préchauffage dont le début est indiqué par la position à laquelle la température du mélange réactif est 1% plus élevée que sa température initiale d'entrée.

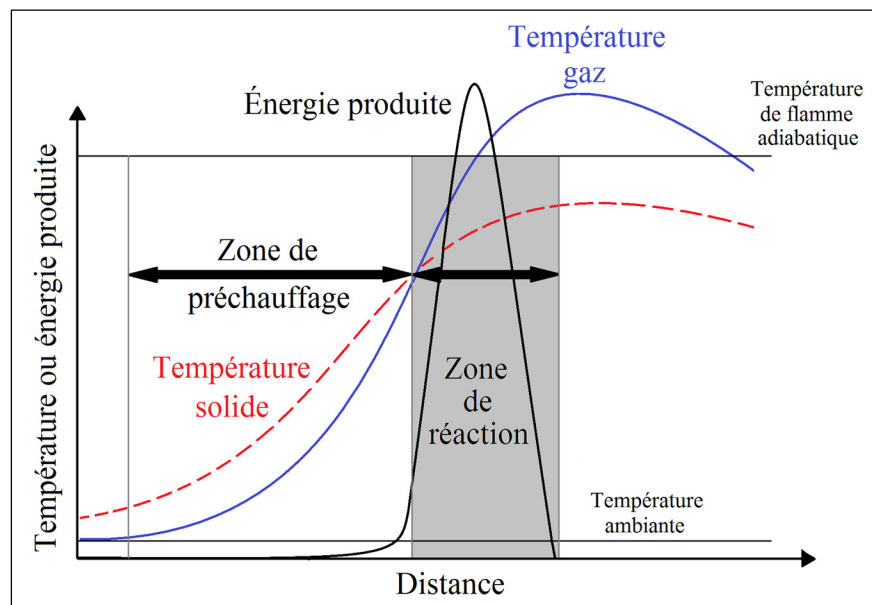


Figure 1.8 Profils schématiques de température du gaz, de la matrice solide et d'énergie produite dans un brûleur poreux

La différence de température entre les deux phases induit des transferts de chaleur entre les gaz et la matrice solide ce qui provoque un élargissement de la zone de préchauffage et de réaction (Barra, Diepvens, Ellzey, & Henneke, 2003). L'épaisseur de flamme s'en trouve alors augmentée. La définition de l'épaisseur de flamme diffère selon l'étude regardée. De plus, il apparaît que l'ordre de grandeur varie sensiblement selon que le modèle soit 1D, 2D ou 3D. En effet, les études 1D rapportent des gradients de température plus abrupts ce qui diminue l'épaisseur de flamme. Barra et Ellzey (2004) ont déterminé une épaisseur de

flamme de 7mm soit 3 fois plus large qu'une flamme laminaire. Les études 3D rapportent un facteur 10 et jusqu'à 25 sous de hautes pressions (Bedoya et al., 2015). La dispersion due à l'écoulement tortueux est responsable de l'étirement de la zone de préchauffage et de combustion : l'augmentation du transport des espèces et du potentiel énergétique des gaz frais provoque un étirement du front de flamme.

Une amélioration des modèles 1D est proposée par Djordjevic, Habisreuther et Zarzalis (2011) en employant une fonction de dispersion. Cette méthode simple conduit à une meilleure prédiction des gradients de température et aussi de la vitesse de flamme.

Les profils de température n'étant pas superposés, des flux de chaleur sont transférés entre les deux phases. Le sens de ces flux est explicité dans la partie suivante et leur compréhension va permettre de saisir tout l'intérêt de ce type de brûleur.

#### **1.2.4 Recirculation d'énergie dans les brûleurs poreux**

Dans la zone de préchauffage, les gaz frais entrent en contact avec la matrice solide chaude et leur température augmente en conséquence. Ce préchauffage des réactifs est le résultat d'une recirculation d'énergie dans le brûleur. Il s'agit d'un transfert d'une partie de l'énergie de réaction produite dans la zone de réaction (enthalpie de réaction), vers la zone de préchauffage. La présence de la matrice poreuse a un double intérêt : elle est le lieu des réactions chimiques et « l'hôte » la flamme, tout en assurant des échanges de chaleur avec le fluide et avec elle-même (Viskanta, 2011). La recirculation d'énergie dans le brûleur résulte d'une combinaison des trois modes de transfert : la convection, la conduction et la radiation. Plusieurs stratégies peuvent-être utilisées pour modéliser ce dernier mode de transfert (voir section 1.2.5). L'importance de la radiation dans les modèles 1D et 2D est démontrée mais sa faible contribution dans les modèles 3D amène parfois à la négliger devant les autres modes de transfert (Bedoya et al., 2015). La Figure 1.9 ci-dessous illustre les transferts mis en jeu. Le cycle de la recirculation d'énergie dans le brûleur se décrit ainsi en trois étapes : dans la zone de combustion, l'énergie chimique est libérée par le mélange gazeux brûlé. Dans cette région, la température des gaz est plus importante que celle de la matrice solide et une fraction de cette énergie est soutirée des produits de combustion et transférée à la phase

solide par convection (1). Cette énergie est ensuite acheminée plus en amont dans la zone de préchauffage au sein même de la phase solide par conduction et radiation solide-solide (2). Dans cette partie du brûleur, la matrice poreuse est plus chaude que les gaz entrants; un échange par convection s'opère donc du solide vers le fluide (3) afin de le préchauffer (Barra & Ellzey, 2004; Wood & Harris, 2008).

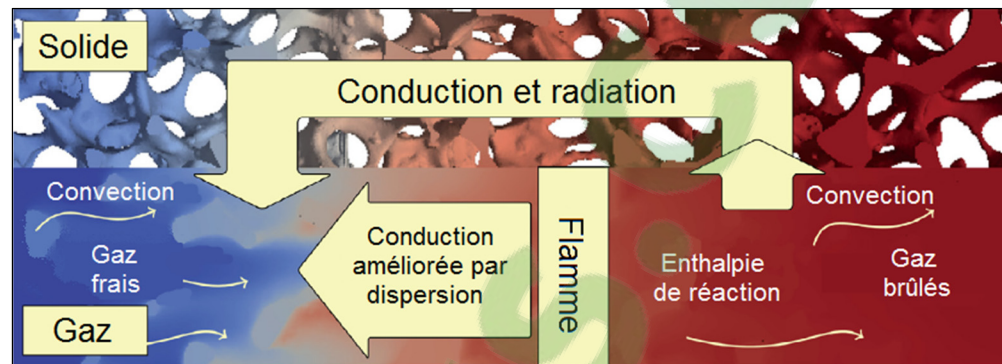


Figure 1.9 Schématisation des transferts de chaleur dans un brûleur poreux.  
Tirée et traduite de Bedoya et al. (2015)

Ce cycle s'opère ainsi de manière continue jusqu'à un régime stationnaire. Les propriétés de transport thermique de la phase solide étant beaucoup plus importantes que celles du gaz, la quasi-totalité de l'énergie qui recircule est transférée via la matrice solide. Cependant, la phase fluide peut jouer un rôle dans ce processus par la dispersion qui améliore les propriétés de transport du gaz (Bedoya, 2016). L'importance relative de chacun des modes de transfert dans le processus de recirculation est quantifiée par Hashemi et Hashemi (2017) et Barra et Ellzey (2004). Les performances du brûleur en termes de recirculation tendent à diminuer lorsque la richesse du mélange et sa vitesse augmentent. Les propriétés thermophysiques et optiques du milieu (conductivité thermique, coefficients d'absorption et de diffusion) ont une influence sur la position de la flamme, les limites de stabilité et la recirculation de chaleur. En particulier, l'augmentation de la conductivité thermique dans la région amont ou aval du brûleur tend à améliorer le transfert de chaleur dans cette région (Liu, Dong, Li, & Chen, 2010). Une augmentation de la température y est alors constatée.

### 1.2.5 Traitement du transfert radiatif en milieu poreux

Ce mode de transfert est relativement peu présenté car souvent négligé dans les études de transfert de chaleur en milieux poreux. Un accroissement du nombre d'études le prenant en compte s'observe avec l'apparition de nouveaux matériaux à haute émissivité pouvant supporter des hautes températures. La nature continue ou discontinue des milieux peut affecter la façon dont doit être traité le transfert radiatif (Kaviany, 1995). Le cas discontinu demande de regarder les interactions qui existent entre des particules voisines. Une approche statistique et probabiliste peut alors être employée grâce à la méthode de Monte Carlo : Zarrouati, Enguehard et Taine (2015) se basent sur cette méthode pour construire un modèle de radiation généralisé valide pour des milieux poreux non homogènes – anisotropes (sphères solides) et qui se révèle valide pour des milieux statistiquement homogènes et isotropes. Les codes commerciaux de dynamique des fluides numérique (CFD) implémentent le plus souvent une autre méthode discrète : le modèle *Surface-to-Surface* (S2S). Ces deux méthodes discrétisent les surfaces d'échange en facteurs de forme qui décrivent comment les surfaces échangent du rayonnement en fonction de leur orientation relative et de la nature des surfaces. Les simulations avec ces facteurs de forme sont très coûteuses en ressources de calcul. L'approche discrète constitue une amélioration à apporter à la modélisation du transfert radiatif dans le cadre de la CMP (Howell et al., 1996).

Dans le cas d'un milieu continu, l'approche la plus simple consiste à utiliser l'équation de Rosseland (équation (1.9)) qui définit une conductivité de radiation  $k_r$  (Bedoya et al., 2015; Liu et al., 2010). L'équation du flux est alors analogue à la loi de Fourier pour la conduction (équation (1.10)) :

$$k_r = \frac{16\sigma_b T_s^3}{3\beta} \quad (1.9)$$

$$\dot{q}_{rad} = -k_r \nabla T_s \quad (1.10)$$

où  $\sigma_b$  est la constante de Stefan-Boltzmann ( $\sigma_b = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2/\text{K}^4$ ),  $T_s$  la température du solide et  $\beta$  le coefficient d'extinction (voir définition au paragraphe suivant) du solide.

Une autre méthode basée sur le principe de conservation de l'énergie rayonnée dans un volume de contrôle consiste à moyenniser les propriétés radiatives du milieu. L'air qui est un milieu transparent ne participe pas aux échanges par radiation. En revanche, dans le cadre des brûleurs poreux, la phase gazeuse peut jouer un rôle important : les produits de combustion tels que le dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ), la vapeur d'eau ( $\text{H}_2\text{O}$ ), l'hydrogène ou les suies peuvent affecter le rayonnement par transmission, absorption ou dispersion (scattering). Ces deux dernières propriétés sont caractérisées par un coefficient d'absorption  $\alpha_\lambda$  et de diffusion  $\delta_\lambda$ . Le coefficient d'extinction  $\beta_\lambda$  est défini comme la somme de ces coefficients. Ces propriétés sont dépendantes de la longueur d'onde  $\lambda$ . Le milieu est alors participant à la radiation. Le code CFD STAR-CCM+ nomme le modèle correspondant *Participating Media*. Deux hypothèses sont très couramment admises dans le cas de la CMP : d'une part la radiation du gaz est négligée devant celle de la matrice solide (Kaviany, 1995) car ses propriétés radiatives (absorption, émission, dissipation) sont très petites devant celles de la matrice solide. D'autre part, toutes les études s'accordent pour considérer la matrice solide comme un milieu homogène capable d'émettre, d'absorber et de diffuser du rayonnement; en d'autres termes, à considérer la matrice solide comme un milieu participatif. Ce modèle, de prime abord réservé à la modélisation de la radiation dans les gaz, permet de diminuer le temps de calcul par rapport à une approche discrète de modélisation de la radiation. De plus, le milieu est considéré comme gris, soit à propriétés indépendantes de la longueur d'onde.

### 1.2.6 Combustion à excès d'enthalpie

La recirculation d'énergie et le préchauffage des gaz frais qui s'opèrent dans le cadre de la CMP permettent d'augmenter leur température initiale et d'accroître la température de flamme. Ce processus est connu sous les appellations « combustion à excès d'enthalpie », « combustion à température super-adiabatique » ou encore « combustion auto-récupératrice » (Viskanta, 2011; Wood & Harris, 2008). Ce phénomène est observé dans beaucoup d'études traitant de la CMP. L'analyse numérique conduite par Hsu, Howell et Matthews (1993) sur un modèle unidimensionnel d'une mousse céramique en PSZ conclut à cette observation : pour des richesses pauvres la température maximale des gaz est jusqu'à 10% supérieure à la

température de flamme adiabatique. Ce caractère « super-adiabatique » s'atténue avec des valeurs de richesse plus élevées. Deux études numériques similaires conduites par Barra et al. (2003) et Liu et al. (2010), mais avec des méthodes numériques différentes, ont aussi mis en exergue le phénomène d'excès d'enthalpie. Un modèle unidimensionnel de brûleur cylindrique à double section est considéré pour la première étude et la combustion d'un mélange air-méthane est modélisée au moyen d'un mécanisme à 177 réactions tenant compte des réactions de dissociation. La seconde étude considère une réaction globale de la forme de l'équation (1.1) dans un modèle 2D. Les deux études utilisent une approche macroscopique en résolvant les équations semi-empiriques de Navier-Stokes moyennées pour décrire le transport des grandeurs effectives de l'écoulement (modèle *Porous Media* des codes CFD). L'augmentation de température est de 50K et de 200K respectivement par rapport à la température de flamme adiabatique pour une richesse de 0.65 et une vitesse d'entrée des gaz frais de 0.6m/s dans le brûleur. Ce qui représente une augmentation de 3 à 11%. L'écart est justifié par les différences sur le modèle numérique employé et le mécanisme réactionnel. L'influence du mécanisme réactionnel a été étudiée plus en profondeur sur un modèle 2D (Mohammadi & Hossainpour, 2013) et 3D (Dinkov, Habisreuther, & Bockhorn, 2015). Les fractions molaires des espèces principales produites ainsi que du monoxyde de carbone (CO) ne dépendent pas du mécanisme employé. En revanche, l'utilisation d'un mécanisme plus complet est recommandée pour une bonne prédiction de l'émission des oxydes d'azote (NO<sub>x</sub>) et du profil de température. Aussi, l'utilisation d'un mécanisme plus complet atténue l'effet de température super-adiabatique (Hsu et al., 1993). Cela est notamment dû à la production de CO causée par des temps chimiques plus longs. L'énergie produite est alors moindre.

La vitesse de flamme est dépendante de la température initiale des réactifs. De fait, grâce au préchauffage, elle sera plus élevée. Hsu et al. (1993) montrent que la vitesse de flamme est multipliée par 7 pour une richesse de 0.55 et par 3 pour une richesse de 0.9 lors de la CMP, ce qui vient corroborer les résultats expérimentaux de Sathe, Kulkarni, Peck et Tong (1991) sur une mousse céramique réticulée de silice aluminium-lithium. Un facteur jusqu'à 5 est avancé par Barra et Ellzey (2004) dans leur étude sur la CMP. Ces résultats sont



issus d'une moyenne de la vitesse de l'écoulement sur le volume fluide et ne rendent pas compte des valeurs locales de la vitesse ainsi que de la dispersion spatiale. Un modèle de calcul de la vitesse de flamme dans un brûleur conique 3D est présenté par Dinkov, Habisreuther et Bockhorn (2013). Il prend en compte l'évolution de la section du brûleur et s'accorde bien avec les résultats expérimentaux. Ils montrent une multiplication par 10 de la vitesse de flamme. Une grande variation spatiale de la vitesse due à l'aspect tortueux de l'écoulement est également observée. Bedoya et al. (2015) ont mené une étude 3D étendue de la CMP dans une mousse de type éponge en SiSiC. Comparativement à un modèle 1D, ils ont mis en avant la dispersion induite par la géométrie aléatoire du milieu poreux. L'observation des variations spatiales dans un modèle de brûleur conique montre que localement l'écoulement peut atteindre une vitesse de 14m/s pour une vitesse d'entrée de 11m/s et possède une vitesse moyenne d'environ 5m/s. L'accélération du fluide dans les pores et sa décélération proche des parois conduisent à de telles variations. Les résultats macroscopiques moyennés ne permettent pas de rendre compte de ce phénomène à l'échelle des pores. Aussi l'observation des lignes de courant dans le milieu de type éponge permet d'observer le caractère désordonné de l'écoulement avec des zones de mélange. Les auteurs appuient sur l'augmentation du transport thermique et des espèces chimiques qui résultent de cette dispersion.

### **1.2.7 Stabilité de la combustion dans un milieu poreux**

L'accroissement local du taux de réaction permet d'étendre la limite inférieure de flammabilité; ainsi lors de la CMP, l'énergie chimique en entrée est augmentée par le préchauffage permettant de brûler des mélanges plus pauvres (Bedoya, 2016) et ainsi de réduire la consommation de carburant. Pour une flamme de méthane, Hsu et al. (1993) indiquent que la limite inférieure de flammabilité d'une flamme libre est de 0.58; cette limite est abaissée à 0.36 en présence d'une matrice solide. Une valeur assez proche de 0.43 est avancée par Akbari, Riahi et Roohi (2009) sur un modèle macroscopique unidimensionnel de brûleur avec une réaction globale de combustion du méthane. Ils indiquent aussi que cette limite dépend de la porosité, du matériau de la matrice solide ou bien encore de la vitesse

d'entrée des gaz. Du fait de l'élévation importante de la vitesse de flamme, stabiliser une flamme dans un brûleur poreux représente une difficulté. Il ne semble pas possible de prédire si la combustion est stable ni où la flamme sera située. Une modification des conditions à l'entrée entraîne un changement de position de la flamme vers un nouvel état stable (Wood & Harris, 2008). Néanmoins, il est possible de contrôler la position de la flamme et de la stabiliser. Différents moyens peuvent être employés à cet effet (Bubnovich, Henriquez, & Gnesdilov, 2007) :

- les brûleurs à double couche sont les plus répandus et sont l'objet de la majorité des études. Ils consistent en deux parties de porosités différentes (éventuellement de matériaux différents) assemblées l'une à l'autre. La région amont est telle que sa densité de pore est assez élevée pour que la flamme ne puisse s'y propager. Elle agit comme une zone de préchauffage et est une sécurité pour éviter le retour de flamme (par extinction de flamme (quenching)). La flamme se stabilise à l'interface entre les deux parties. La transition extinction-propagation de la flamme est décrite par le nombre de Pécllet basé sur le diamètre de pore et dont la valeur critique est voisine de 65 (Trimis & Durst, 1996). La position de stabilité de la flamme étant bien identifiée à l'interface, les limites de stabilité correspondent aux vitesses pour lesquelles la flamme se détache de cette interface. Pour une richesse de 0.65, Barra et al. (2003) ainsi que Liu et al. (2010) ont déterminé la vitesse d'entrée minimale (48cm/s et 25cm/s respectivement) et maximale (74cm/s et 63cm/s respectivement) des gaz dans le brûleur. Les résultats expérimentaux de Khanna, Goel et Ellzey (1994) donnent 15cm/s et 48cm/s. Les résultats des simulations tendent à décaler la plage de stabilité vers des vitesses plus élevées. Les raisons avancées pour justifier cet écart et de ne pas considérer les pertes radiales de chaleur lors de la simulation ou bien que la définition du critère de limite inférieure de stabilité était différent lors des expérimentations (Barra et al., 2003).
- une seconde méthode de stabilisation de la flamme au sein d'une matrice poreuse consiste à utiliser un brûleur avec une section longitudinale non constante (brûleur conique par exemple). Celui modélisé par Hashemi et Hashemi (2017) se compose à la fois d'une double couche (zone de préchauffage et zone de combustion) et d'une

section non constante. L'observation est faite que lorsque la flamme se détache de l'interface entre les deux couches, elle trouve une position d'équilibre dans la section conique plus en aval de l'interface. La vitesse diminuant lorsque que la section augmente, la flamme peut trouver une position où le débit massique des gaz frais correspond au taux de conversion des réactifs en produits, lui permettant de se maintenir de manière stable (Bedoya et al., 2015).

- une troisième méthode consiste à refroidir la partie postcombustion (active cooling) du brûleur. Ce déficit de chaleur ainsi créé ne permet pas à la flamme de se propager plus en aval.
- la dernière méthode présentée, la plus simple, est celle qui sera mise en œuvre dans cette étude et qui consiste à contrôler et ajuster le débit massique du mélange dans le brûleur afin d'obtenir une flamme stable à la position souhaitée (Dinkov et al., 2013). Pour des conditions d'entrée données, la position de la flamme ne peut cependant pas être déterminée a priori.

La présence de la matrice solide possède donc un rôle primordial dans le processus de stabilisation de la flamme. Le mécanisme d'échange de chaleur détaillé plus avant joue aussi son rôle car un équilibre entre recirculation, production et perte de chaleur doit être assuré de telle manière à ce que la flamme puisse se stabiliser avec une vitesse bien plus élevée que la vitesse de flamme laminaire. Un changement des conditions à l'entrée du brûleur modifie la position de la flamme vers un nouvel équilibre. Au-delà des limites de stabilité, l'équilibre énergétique n'est plus possible (Kotani & Takeno, 1982). Il en résulte un phénomène de retour de flamme ou de soufflage.

### **1.3 Modélisation de l'écoulement et de la combustion en milieu poreux**

Que ce soit pour la modélisation d'un écoulement froid, ou de la combustion d'un mélange réactif en milieu poreux, différentes stratégies de modélisation numérique apparaissent dans la littérature en fonction des objectifs recherchés (Viskanta, 2011).

### 1.3.1 Approche macroscopique

Par une approche macroscopique, seul l'aspect global de l'écoulement est regardé, les phénomènes locaux ne sont pas modélisés. Pour l'écoulement d'un fluide en milieu poreux, c'est le gradient de pression macroscopique qui est généralement observé. L'étude pionnière a été menée par Darcy (1856) par des expérimentations d'écoulements à travers du sable. Elles ont permis de mettre en évidence la relation linéaire entre la perte de pression dans le milieu et la vitesse de l'écoulement. Les écoulements régis par cette loi sont dénommés *écoulements de Darcy*. Ils font partie de la catégorie des écoulements rampants. Ils sont dominés par les forces visqueuses (Kaviany, 1995) et sont donc caractérisés par des nombres de Reynolds petits très souvent compris entre 1 et 10 (Bear, 2013). Ce nombre représente le ratio entre les forces inertielles et les forces visqueuses de l'écoulement. Dans le cadre des milieux poreux, ce nombre est basé sur le diamètre de pore du milieu considéré et s'écrit :

$$Re_p = \frac{\rho_f u_D D_p}{\mu} \quad (1.11)$$

Dans cette relation,  $u_D$  correspond à la vitesse de Darcy (aussi appelée vitesse superficielle) qui est le produit entre la porosité du milieu par la vitesse interstitielle de l'écoulement. La vitesse interstitielle correspond à la vitesse moyenne de l'écoulement dans les interstices (pores) du milieu poreux, dans la direction principale de l'écoulement. Ce qui donne :

$$u_D = \Phi \langle u_z \rangle \quad (1.12)$$

Les écoulements de Darcy sont des écoulements laminaires, dominés par les forces visqueuses. Il existe un nombre de Reynolds de transition vers un régime toujours laminaire mais dominé par les forces inertielles de l'écoulement. Dans ce régime, l'écoulement est stationnaire, les lignes de courants restent fixes (Bear, 2013; Kaviany, 1995). Ces écoulements sont dits post-darciens ou *écoulements laminaires de Forchheimer*. La généralisation de la loi de Darcy pour ces écoulements a été faite par Forchheimer (1901) en suggérant une relation non linéaire de forme quadratique :

$$-\frac{\partial p}{\partial z} = C_1 \mu u_D + C_2 \rho_f u_D^2 \quad (1.13)$$

où  $\rho_f$  représente la masse volumique du fluide,  $\mu$  sa viscosité dynamique. Différentes études ont été menées afin de faire l'examen des constantes  $C_1$  et  $C_2$  dans l'équation (1.13) et d'établir des corrélations du gradient de pression dans le régime laminaire de Forchheimer. Aujourd'hui encore, de nombreux travaux se basent sur ceux de Ergun (1952) qui a expérimenté un écoulement au sein d'un milieu poreux formé de particules solides. Il a affirmé que la perte de pression à travers le milieu est due aux pertes visqueuses (irréversibilités de frottements) (terme linéaire de l'équation (1.13)) ainsi qu'aux effets inertiels (conversion réversible de pression en vitesse) (terme quadratique de l'équation (1.13)). De plus il a précisé que les grandeurs  $C_1$  et  $C_2$  dépendaient des caractéristiques du milieu poreux (diamètre de pore et porosité). Plusieurs corrélations pour  $C_1$  et  $C_2$  établies dans différents études (Du Plessis, Montillet, Comiti, & Legrand, 1994; Ergun, 1952; Fand, Kim, Lam, & Phan, 1987; Richardson, Peng, & Remue, 2000) sont fournies en ANNEXE I.

En augmentant encore le nombre de Reynolds, il existe une zone de transition graduelle entre le régime laminaire stationnaire de Forchheimer et l'écoulement turbulent : ce régime sera nommé dans cette étude *régime laminaire non linéaire* (Bear, 2013). Dans cette région, la loi de Darcy-Forchheimer (équation (1.13)) n'est plus valable. Le régime laminaire non linéaire peut être caractérisé par un nombre de Reynolds de transition et/ou par une modification de l'écoulement : un décalage graduel des lignes de courant dans l'écoulement à micro-échelle est observé dû aux forces inertielles devenant prédominantes. Dans le sillage des éléments constitutifs du milieu poreux, le décalage de l'écoulement peut conduire à une instabilité et générer des oscillations avec un ordre de grandeur de 1Hz (Kaviany, 1995).

Pour des nombres de Reynolds suffisamment grands (1 ordre de grandeur supérieurs au nombre de Reynolds de transition Forchheimer => laminaire non linéaire), le régime devient totalement instationnaire et turbulent (Bear, 2013). L'évolution du gradient de pression en fonction du nombre de Reynolds est alors asymptotique.

La Figure 1.10 illustre les différents régimes d'écoulement à travers un milieu poreux en fonction du nombre de Reynolds. Le gradient de pression est présenté ici sous la forme adimensionnelle; le régime de Darcy est alors caractérisé par une pente nulle et le régime de

Forchheimer par une loi linéaire. Les différents régimes d'écoulement sont marqués par des changements de pente. Dans cette étude, il ne sera pas fait mention des écoulements pré-darcien car leurs vitesses sont trop petites pour le cadre de la combustion. Les écoulements à hauts nombres de Reynolds (régime turbulent) ne seront pas non plus abordés. Les régimes de Forchheimer et turbulent peuvent chacun être décrits par une relation linéaire dont les coefficients dépendent du régime d'écoulement.

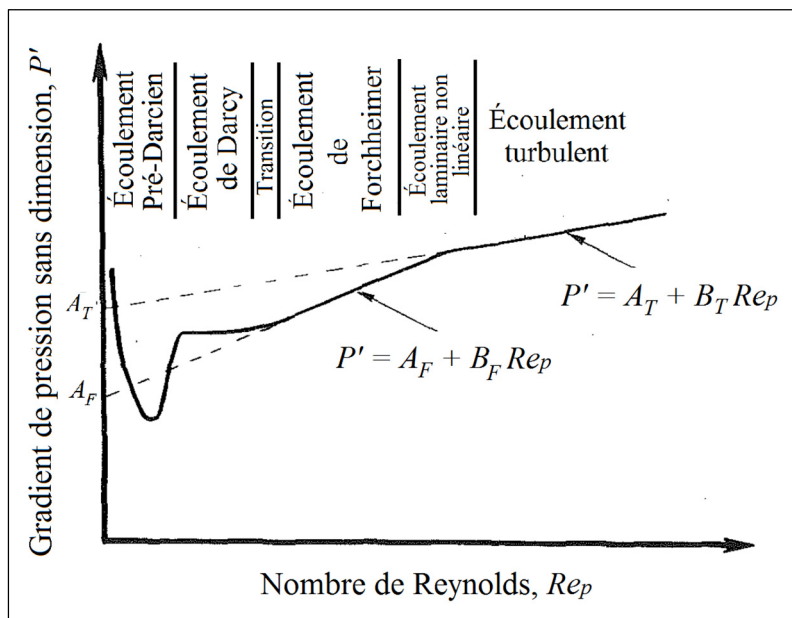


Figure 1.10 Régimes d'écoulement à travers un milieu poreux.  
Traduite et adaptée de Kececioglu et Jiang (1994)

L'étendue des recherches numériques conduites sur la combustion en milieu poreux apparaît être très majoritairement restreinte à des études 1D (Akbari et al., 2009; Barra et al., 2003; Hsu et al., 1993; Sathe, Peck, & Tong, 1990) et 2D (Hashemi & Hashemi, 2017; Liu et al., 2010) qui se concentrent sur les aspects macroscopiques caractéristiques de la CMP présentés plus avant (excès d'enthalpie, vitesse de flamme, extension du domaine de stabilité, recirculation de chaleur). Cette voie d'étude utilise des modèles de traitement macroscopique proposés dans les codes CFD qui résolvent les équations de Navier-Stokes modifiées pour intégrer notamment un terme de résistance à l'écoulement dans l'équation de conservation de

la quantité de mouvement. Les transferts de chaleur sont eux modélisés par des corrélations (Fu, Viskanta, & Gore, 1998). Les modèles 1D peuvent être imprécis à cause d'hypothèses fortes qui négligent les pertes radiales, l'étirement du front de flamme ou la dispersion spatiale. La multi-dimensionnalité du modèle a été étudiée par Hackert, Ellzey et Ezekoye (1999) avec une géométrie 2D simulant une structure en nid d'abeille puis un réseau de plaques parallèles alignées avec l'écoulement. La plage d'opération et la vitesse de flamme présentent alors un meilleur accord avec les expérimentations comparativement aux modèles 1D. Aussi, la flamme présente un profil fortement bidimensionnel. Cette dernière observation rend nécessaire d'effectuer des modélisations multidimensionnelles et de se placer à une échelle d'observation plus petite (Abdul Mujeebu et al., 2010).

### 1.3.2 Approche microscopique

Une autre approche consiste à résoudre l'écoulement à micro-échelle. Des études dont F. Kuwahara, Kameyama, Yamashita et Nakayama (1998) et F. Kuwahara, Yamane et Nakayama (2006), détaillent l'aspect microscopique de l'écoulement à l'échelle des pores dans un assemblage périodique de cylindres de section carrée. Des modèles de turbulence y sont testés (dans l'étude de 2006), comparés et il apparaît que la loi de Darcy-Forchheimer reste valide également en régime turbulent. L'étude de 2006 est conduite en trois dimensions et permet de mettre en évidence la présence d'une composante de vitesse fluctuante à partir de  $Re_p=80$  dans la dimension transverse. Celle-ci s'accroît lorsque  $Re_p$  augmente; les effets tridimensionnels dus à la turbulence sont alors clairement illustrés. De plus, les deux études présentent des champs de vitesse et de pression sur un volume élémentaire du milieu. Des similitudes avec les champs obtenus sur un obstacle isolé peuvent être constatées : les points de stagnation (vitesse nulle) se trouvent juste en amont de l'obstacle où l'écoulement « frappe » et correspondent aux lieux de pressions maximales. De plus, l'écoulement accélère au passage de l'obstacle puis ralenti en aval de celui-ci. Une zone de recollement, voire de recirculation pour les hauts nombres de Reynolds, se forme derrière l'obstacle.

L'étude menée par Namgyun, Do Hyung et Ching-Long (2006) se concentre sur l'aspect microscopique de l'écoulement dans un arrangement en ligne puis non aligné de cylindres de

section carrée et cylindrique en utilisant la méthode de lattice Boltzmann qui est une approche statistique de résolution. Ils s'attachent à évaluer la trainée induite par les effets visqueux (trainée de Darcy) et inertiels (trainée de Forchheimer) de l'écoulement. Ils mettent en avant le fait que la résistance au passage du fluide est réduite dans le cas d'un arrangement en ligne du milieu poreux. L'écoulement possède alors des analogies avec celui qui est observé dans un canal ouvert : lignes de courant peu déviées, champ de pression uniforme. L'écoulement dans une direction privilégiée est dit de « channeling ». Au contraire l'arrangement non aligné favorise la présence de zones de hautes pressions et de points d'arrêt.

Les résultats microscopiques de l'écoulement froid et avec transfert de chaleur sur le modèle 3D d'une mousse à haute porosité ont été validés grâce aux paramètres macroscopiques (gradient de pression et coefficient de transfert) dans l'étude de Kopanidis, Theodorakakos, Gavaises et Bouris (2010). Un bon accord est trouvé avec les résultats expérimentaux ce qui valide la méthode d'approche macro vers micro. Par ailleurs, l'observation des lignes de courant dans la matrice testée ( $\Phi=0.97$ ; 40 pores par pouce (PPI)) montre qu'elles sont peu déviées à travers les pores dans certaines zones contrairement à d'autres où apparaissent beaucoup de perturbations (mélange). Cette méthode de validation macroscopique en vue d'une analyse micro est également mise en œuvre par Habisreuther et al. (2009) sur une structure de type éponge (45 PPI,  $Al_2O_3$ ). Le paramètre tortuosité est investigué afin de mieux prendre en compte la structure aléatoire de l'écoulement qui n'est pas représentée par les paramètres macroscopiques (porosité, surface spécifique) dans les corrélations et peut conduire à des discordances.

La représentation du champ de vitesse (Figure 1.11) dans un milieu de type treillis montre l'inhomogénéité de la distribution de la vitesse dans ce type de milieu à structure aléatoire (Habisreuther, Djordjevic, & Zarzalis, 2008). Ces larges variations associées à un écoulement tortueux sont responsables des phénomènes de mélange observables à l'échelle macroscopique dans ces milieux spongieux. La matrice poreuse joue un rôle dans la création de ces zones de mélange par la dispersion hydrodynamique qui est l'analogie de la diffusion turbulente. Le mélange est initié par un transfert de quantité de mouvement axiale en quantité de mouvement radiale au passage d'un obstacle solide. Les gradients de vitesses axiale et



radiale produisent alors un écoulement cisailé (Prausnitz, 1958; Taylor, 1953). Des simulations DNS montrent que toutes les composantes de vitesse fluctuent dans ces milieux non homogènes. En particulier, les fluctuations (valeurs r.m.s.) de la composante axiale de vitesse représentent en moyenne 55% de la vitesse moyenne de l'écoulement indépendamment des paramètres structuraux de la matrice (porosité, diamètre de pore) (Parthasarathy, Habisreuther, & Zarzalis, 2013). Dans les mousses à haute porosité, la dispersion est deux ordres de grandeur supérieure à la diffusion moléculaire. Il est aussi indiqué que le nombre de Péclet basé sur la dispersion longitudinale atteint une valeur asymptotique de 2 pour des écoulements de gaz où la diffusion moléculaire n'est pas le processus de transport dominant. Cette valeur est vérifiée pour des milieux formés de sphères (Edwards & Richardson, 1968), des mousses ou des structures plus ordonnées de type Kelvin (Parthasarathy et al., 2013).

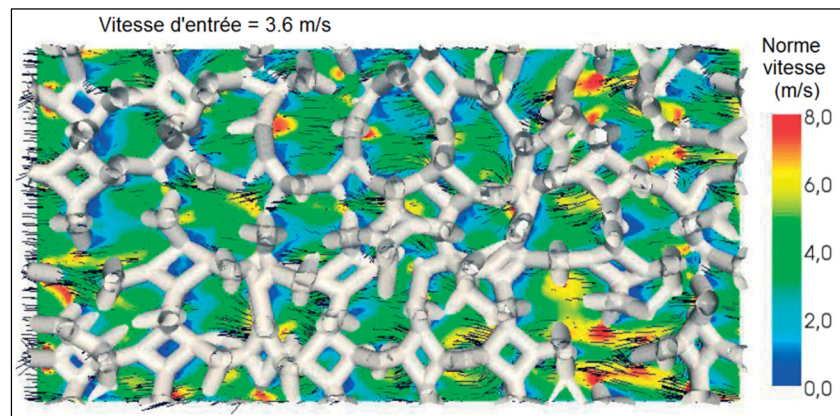


Figure 1.11 Champ de vitesse sur plan parallèle à l'écoulement moyen dans une structure aléatoire.  
Tirée et traduite de Habisreuther et al. (2008)

Dans le cadre de la CMP, les modèles doivent considérer une géométrie et des propriétés de transport détaillées (Viskanta, 2011). De récentes études s'attachent à construire ce type de modèle en trois dimensions dont Bedoya et al. (2015) par une approche DPLS. Ils modélisent la combustion avec une réaction globale dans une mousse type éponge en SiSiC mais ne prennent pas en compte les transferts radiatifs. Cette étude montre la dispersion importante dans l'écoulement et les grandes variations spatiales de vitesse et de

température (Figure 1.12.A) créées par l'écoulement tortueux dans la géométrie aléatoire du milieu poreux. Ces inhomogénéités du champ de température sont aussi relevées expérimentalement (Figure 1.12.B) au moyen de techniques non intrusives de micro-tomographie à rayons X (Dunnmon, Sobhani, Wu, Fahrig, & Ihme, 2017). Ces fluctuations spatiales démontrent l'aspect tridimensionnel de la flamme comme le concluent Dinkov et al. (2015) sur le même modèle DPLS 3D. Ces derniers étudient l'influence du mécanisme réactionnel utilisé : combustion à deux équations puis avec un mécanisme réactionnel à 58 réactions et 17 espèces. Les profils de température sont sensiblement affectés : l'accord avec les résultats expérimentaux est accru avec le mécanisme complet; le pic de température est notamment moins élevé. Les effets de dispersion spatiale et d'étirement de la flamme 3D restent bien observés indépendamment du modèle réactionnel.

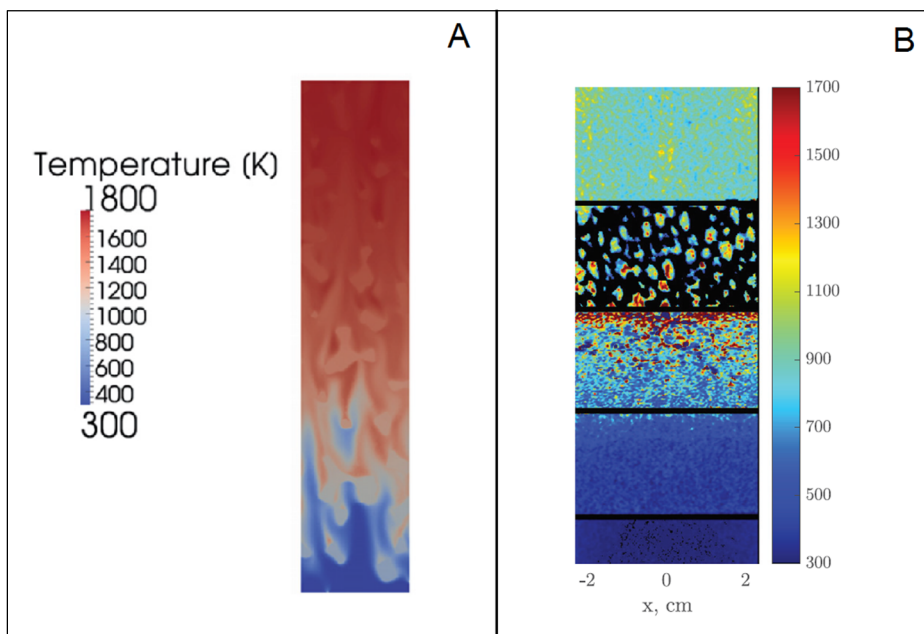


Figure 1.12 Variations spatiales de température dans des brûleurs à structure éponge SiSiC.  
 A : Champ DPLS sur plan médian (Bedoya et al., 2015);  
 B : Observations expérimentales par micro-tomographie sur plan médian (Dunnmon et al., 2017)

L'étude tridimensionnelle d'un brûleur destiné à un usage domestique formé d'une plaque perforée et d'une mousse en SiSiC a été conduite par Hayashi, Malico et Pereira (2004) avec

l'utilisation d'une loi de pression dans la partie mousse. Les champs vectoriels de vitesse ainsi que des iso-surfaces de vitesse illustrent la destruction de jets formés dans les trous de la plaque due aux effets de diffusion dans la mousse céramique.

La méthode statistique de lattice Boltzmann a été utilisée par Yamamoto, Takada et Misawa (2005) pour simuler la formation et la combustion de suies dans une mousse en alliage nickel-chrome pour des applications de filtre à particules. Le champ de température de l'écoulement (Figure 1.13.A) présente localement des pics de température et une combustion inhomogène des suies. L'observation des lignes de courant et du champ scalaire de vitesse (Figure 1.13.B) indique des accélérations locales et des vitesses jusqu'à 8 fois supérieures à la vitesse d'entrée.

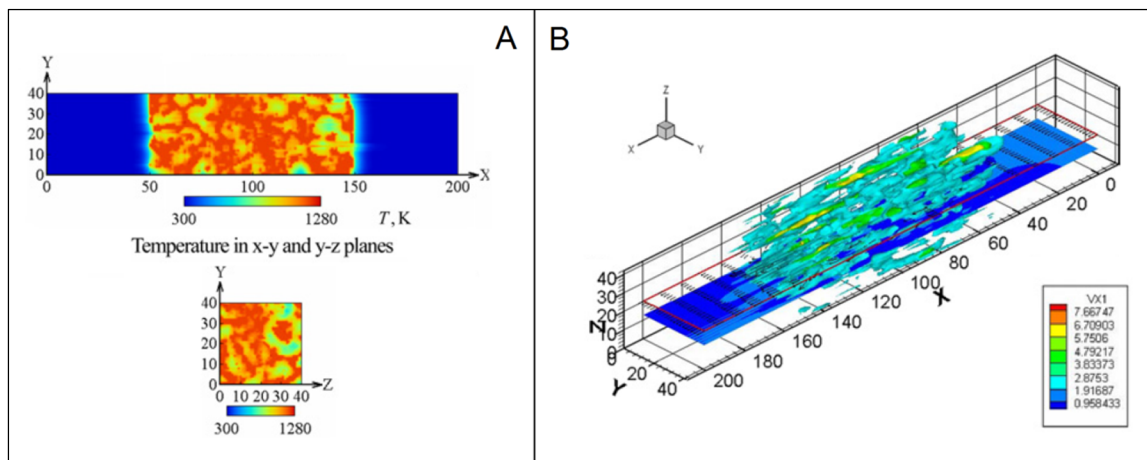


Figure 1.13. A : Distribution de la température; B : Distribution de la vitesse axiale locale dans une mousse métallique avec formation et combustion de suies.

Tirée de Yamamoto et al. (2005)

Afin de réduire les temps de calcul pour de telles simulations, J.M.C. Pereira et al. (2010) ont modélisé la combustion dans une structure lamellaire en  $Al_2O_3$  puis dans une mousse SiSiC grâce à un couplage entre une résolution 3D pour l'écoulement et quasi-1D pour la combustion. Les résultats obtenus satisfont ceux de la littérature ce qui valide la méthode. De plus, les observations à l'échelle des pores montrent que la structure lamellaire produit un écoulement en canal (« channeling ») et d'importantes variations spatiales de vitesse dues à la forte anisotropie du milieu. À l'inverse, la mousse céramique agit comme un meilleur

diffuseur sans direction privilégiée de l'écoulement, avec toujours une distribution spatiale non homogène.

#### **1.4 Potentiel de l'impression additive 3D**

Comme cela a été présenté dans la section 1.2.2, les milieux poreux peuvent prendre des formes très diversifiées qui ont un impact direct sur l'écoulement et offrent généralement très peu de contrôle. Ceci est dû à leur aspect aléatoire. L'utilisation de mousses réticulées conduit à des inhomogénéités dans l'écoulement et pour la combustion.

L'impression additive en trois dimensions est l'une des technologies émergentes qui peut potentiellement réduire la nature aléatoire des milieux poreux et de l'écoulement : elle offre en effet un contrôle sur la taille, la forme, la position et l'orientation de la structure microscopique du milieu poreux (Fee, 2017). Ce nouvel outil de conception a priori de la géométrie permet la personnalisation de la structure au moyen d'un modéleur numérique 3D. En particulier, un modèle unitaire répétitif est créé par ordinateur et assemblé à souhait pour obtenir une structure partielle (à méso-échelle) ou complète (macroscopique) du milieu poreux. L'intérêt est de produire et d'étudier des structures ordonnées et homogènes qui étaient jusqu'à maintenant impossible à obtenir physiquement (Fee, 2017). Le développement de cette technologie n'en est encore qu'à ses balbutiements et seuls quelques travaux de recherche récents ont été conduits afin d'étudier l'écoulement dans ce type de milieux. Parmi ces études, Nawada, Dimartino et Fee (2017) ont notamment regardé l'influence de différents positionnements (cubique simple, cubique centré et face centrée) de particules sphériques formant une matrice imprimée en trois dimensions. Avec le positionnement cubique simple, l'écoulement a un comportement de « channeling » ce qui limite la dispersion.

Les études sur ce nouveau type de milieu mettent l'accent sur la validation expérimentale des prédictions faites plus auparavant : Fee, Nawada et Dimartino (2014) montrent le bon accord entre le temps de résidence de l'écoulement théorique et celui mesuré dans un colonne de filtration imprimée avec un arrangement cubique simple. La reproductibilité des prédictions du modèle dans le milieu imprimé est alors mise en avant. Ils concluent aussi que les milieux

poreux conçus par impression additive 3D présentent un fort potentiel dans différentes applications où un contact fluide-solide s'opère.

## **1.5 Synthèse et définition des objectifs**

En parcourant cette revue de littérature, il apparaît clairement que les milieux poreux ont été l'objet de nombreuses études dans les divers domaines où ils trouvent une application. Une bonne connaissance du comportement général d'un écoulement dans ce type de milieu a été acquise grâce aux observations macroscopiques et microscopiques. L'idée de placer un milieu poreux au sein d'une réaction de combustion a ouvert un nouveau champ d'application pour ce type de milieu. Cette technique offre en effet des avantages qui ont été mis en avant dans plusieurs travaux. Néanmoins, certaines lacunes apparaissent dans cet état des connaissances. Tout d'abord, les études numériques utilisent majoritairement des modèles uni- ou bidimensionnels en raison de la difficulté que représente la modélisation en trois dimensions d'une mousse aléatoire qui est le milieu couramment utilisé pour former la matrice poreuse. Des techniques de micro-tomographie à rayons X permettent de surmonter cette difficulté pour acquérir numériquement la géométrie (Dunmon et al., 2017) mais restent peu répandues.

Récemment, les technologies de fabrication additive en trois dimensions ont montré qu'il est possible d'obtenir des géométries ordonnées et homogènes jusque-là uniquement modélisables sur ordinateur. De plus, un large choix de matériaux à hautes performances thermiques est disponible. Les ressources de calcul ont également été un frein au développement de modèles numériques multiphysiques et multidimensionnels. En particulier, les études numériques proposent rarement une modélisation de la structure géométrique du milieu poreux et utilisent des modèles macroscopiques moyennés. L'observation de l'écoulement à l'échelle microscopique est de fait très restreinte. La disponibilité des supercalculateurs et des ressources de calcul permet de faire évoluer ces modèles. Les récentes études DPLS dans des milieux aléatoires montrent l'importance de la dispersion de l'écoulement. Bien que ce phénomène améliore le transport de masse et de chaleur dans le fluide (Bedoya et al., 2015), il en résulte une combustion hétérogène qui peut être non voulue

à cause des fluctuations de température qui sont une source primaire d'endommagements des matrices poreuses (Sobhani et al., 2017). Une distribution de température non homogène résulte également en une augmentation des émissions de NO<sub>x</sub>, CO et d'hydrocarbures imbrûlés (Durst & Trimis, 2002).

Très récemment, les études portant sur l'écoulement dans un milieu homogène imprimé en trois dimensions ont montré que cette dispersion pouvait être réduite selon l'arrangement du milieu. Et surtout, elles concluent au fort potentiel que représente cette technique de fabrication dans différentes applications où un contact fluide-solide s'opère. La combustion en milieu poreux entre dans ce cadre et à ce jour, aucune étude mêlant ces deux aspects n'a été rapportée dans la littérature. Dès lors, il devient intéressant de mener une étude sur un modèle tridimensionnel de brûleur poreux avec une géométrie homogène effectivement reproduite et dont l'écoulement serait observable à micro-échelle. C'est ce à quoi s'attache ce mémoire. Son objectif principal vise à développer et à valider une méthode de modélisation 3D d'un brûleur poreux obtenu par impression additive. Ce modèle doit permettre de conduire des observations aux échelles macroscopique et microscopique de l'écoulement et de la combustion. Il constitue un travail de validation et d'évaluation du potentiel d'utilisation d'un milieu poreux imprimé pour la combustion. Ce travail sera conduit à l'aide du logiciel commercial CFD STAR-CCM+. Le cheminement suivi est progressif et s'articule en quatre objectifs :

1. Concevoir le maillage de la géométrie poreuse en passant par une géométrie simple et connue permettant de rendre compte de l'écoulement aux échelles macroscopique et microscopique.
2. Caractériser l'écoulement à froid dans le milieu poreux aux échelles macroscopique et microscopique.
3. Appliquer un gradient de température sur la paroi du milieu poreux et étudier son effet sur l'écoulement en termes de transfert de chaleur.
4. Simuler la combustion d'un mélange réactif en milieu poreux, caractériser les aspects macroscopiques de ce type de combustion et conduire des observations sur l'écoulement et la combustion à l'échelle des pores.

## CHAPITRE 2

### ÉTUDE PRÉLIMINAIRE : MODÈLE NUMÉRIQUE ET CHOIX D'UN MAILLAGE SUR UNE GÉOMÉTRIE SIMPLIFIÉE

Dans ce chapitre, différentes configurations de maillage sont testées pour modéliser l'écoulement autour d'un cylindre isolé. Cette géométrie est retenue à des fins de validation du maillage et de l'écoulement. Les paramètres d'étude du maillage sont choisis de telle manière que ce maillage soit transposable au milieu poreux et permette ainsi une modélisation fidèle de l'écoulement (chapitre 3), du transfert de chaleur (chapitre 4) puis de la combustion (chapitre 5), aux échelles macroscopique et microscopique. Cette partie entend ainsi répondre au premier objectif formulé. Ce chapitre détaille également le modèle numérique mis en place.

#### 2.1 Motivations

La matrice poreuse qui fait l'objet de cette étude sera présentée dans le détail au chapitre suivant. Néanmoins, pour comprendre ce qui motive la rédaction de ce chapitre, il est nécessaire d'en donner un aperçu.

La Figure 2.1 est une photographie d'un milieu poreux utilisé en laboratoire pour des applications de combustion. Cette matrice imprimée en trois dimensions par fabrication additive possède une structure ordonnée. Elle est basée sur la répétition d'une cellule unitaire d'octaèdre tronqué, aussi appelée cellule Kelvin, formée de 8 faces hexagonales, 6 faces carrées, 24 sommets et 36 arêtes (Weaire, 2009). Le modèle numérique de cette géométrie unitaire sera utilisé par la suite (voir section 3.1). Initialement, ce modèle a été développé pour l'évaluation de ses propriétés purement mécaniques lorsqu'un échantillon est soumis à une sollicitation de flexion – compression. Dumas (2016) a évalué le potentiel mécanique d'une structure poreuse de ce type pour la conception d'implants orthopédiques. Du point de vue de son potentiel pour la CFD, cette visualisation permet de se figurer la relative complexité de la matrice poreuse et augure la difficulté qu'est la réalisation du maillage de cette géométrie. Pour la décrire simplement, elle se base sur un réseau de petits cylindres

inclinés les uns par rapport aux autres avec un motif qui se répète et ressemblant à un diamant.

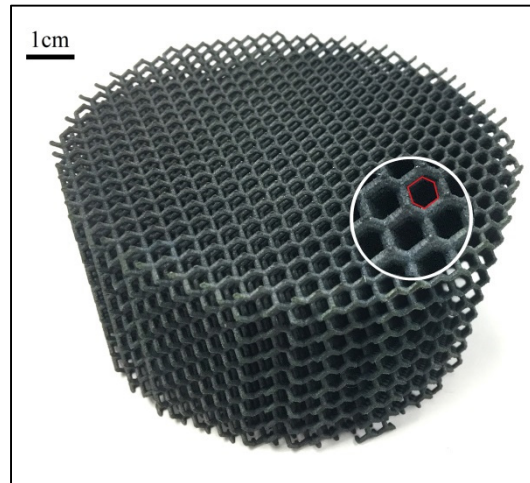


Figure 2.1 Milieu poreux imprimé utilisé en laboratoire

Un tel agencement suggère une mécanique d'écoulement complexe et les résultats obtenus seraient très difficiles à valider. Affirmer que le maillage serait adéquat ou non est tout aussi compliqué. Avant d'aborder l'étude de l'écoulement dans ce milieu, il est donc primordial de se reporter à un cas simplifié bien connu d'écoulement sur un obstacle : le cas du cylindre isolé soumis à un écoulement transversal. Il a fait l'objet de nombreuses recherches, expérimentales et numériques (voir revue de Norberg (2003)). Ce chapitre vise donc à répondre au premier objectif formulé à la section 1.5 qui est de déterminer les caractéristiques d'un maillage décrivant convenablement l'écoulement autour d'un cylindre, et pouvant par la suite être appliqué à la géométrie poreuse.

## 2.2 Modèle numérique

Les écoulements de fluides sont régis par un système d'équations de conservation non linéaires aux dérivées partielles, les équations de Navier-Stokes (Versteeg & Malalasekera, 2007). Face à des problèmes complexes de mécanique des fluides (écoulements complexes,



turbulence ou combustion par exemple), la résolution passe souvent par la simulation numérique. Les capacités informatiques des calculateurs accroissent encore son utilisation. Cette partie développe le modèle numérique mis en place. Il se complètera tout au long de cette étude à mesure que le problème se complexifie notamment dès lors qu'il sera question de la combustion.

### 2.2.1 Équations fondamentales de la mécanique des fluides – Équations de Navier-Stokes

Le système des équations de Navier-Stokes est formé des équations présentées ci-dessous (CD-Adapco, 2016).

$$\frac{\partial}{\partial t}[\rho_f] + \nabla \cdot [\rho_f \mathbf{u}] = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho_f \left[ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right] = \nabla p + \nabla \cdot (\bar{\bar{\tau}}) + \mathbf{f}_b \quad (2.2)$$

Dans lesquelles,  $\rho_f$  est la masse volumique du fluide,  $\mathbf{u}$  le vecteur des composantes de vitesse ( $u_i$ ) dans les trois directions de l'espace ( $x_i$ ),  $p$  représente la pression et  $\mathbf{f}_b$  les forces de volume qui s'appliquent sur le domaine.

L'équation (2.1) est une équation scalaire de conservation de la masse qui se traduit par un équilibre entre augmentation de la masse et flux de masse (Versteeg & Malalasekera, 2007) :

$$\boxed{\begin{array}{c} \text{Taux d'augmentation} \\ \text{de la masse} \\ \text{dans le fluide} \end{array}} = \boxed{\begin{array}{c} \text{Taux de flux} \\ \text{de masse dans} \\ \text{le fluide} \end{array}}$$

L'équation (2.2) est l'équation vectorielle de conservation de la quantité de mouvement qui, selon la seconde loi de Newton, affirme que la somme des forces agissant sur un élément fluide s'équilibre avec le taux de changement de quantité de mouvement :

$$\boxed{\begin{array}{c} \text{Taux d'augmentation} \\ \text{de la quantité de mouvement} \\ \text{d'une particule fluide} \end{array}} = \boxed{\begin{array}{c} \text{Somme des forces} \\ \text{agissant sur cette} \\ \text{particule fluide} \end{array}}$$

Dans cette équation  $\bar{\bar{\tau}}$  est le tenseur des contraintes visqueuses et s'exprime en fonction du tenseur de taux de déformation  $\bar{\bar{D}}$  (CD-Adapco, 2016) :

$$\bar{\tau} = 2\mu\bar{D} - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \mathbf{u})\bar{I} \quad (2.3)$$

$$\bar{D} = \text{sym}(\bar{\nabla \mathbf{u}}) = \frac{1}{2} \left[ \bar{\nabla \mathbf{u}} + (\bar{\nabla \mathbf{u}})^T \right] \quad (2.4)$$

Une troisième équation, dite équation de l'énergie, sera introduite plus après lorsque le facteur température entrera en jeu. Écrites sous cette forme, ces équations traduisent le comportement tridimensionnel et instationnaire d'un fluide newtonien compressible à température constante. Afin de s'accorder avec l'ensemble des études (Posdziech & Grundmann, 2007; Qu, Norberg, Davidson, Peng, & Wang, 2013; Rajani, Kandasamy, & Majumdar, 2009) traitant de l'écoulement autour d'un cylindre, l'écoulement est considéré incompressible, à propriétés (viscosité dynamique et masse volumique) constantes et les forces de volume sont négligées.

### 2.2.2 Équation de transport

Les logiciels commerciaux de CFD, dont STAR-CCM+, emploient le plus souvent la méthode des volumes finis pour résoudre les problèmes d'écoulement. Cette méthode consiste à diviser (discrétiser) sans chevauchement un volume de contrôle défini, en un nombre fini de petits volumes appelés mailles ou cellules (Versteeg & Malalasekera, 2007). Les grandeurs scalaires de l'écoulement sont définies pour chacune des mailles. Pour décrire l'évolution de toute quantité scalaire  $A$ , l'équation de transport dont la forme générale est donnée par l'équation (2.5), est appliquée sur chacune des mailles (CD-Adapco, 2016).

$$\frac{\partial(\rho_f A)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_f \mathbf{u} A) = \nabla \cdot (\Gamma \nabla(A)) + S_A \quad (2.5)$$

Qui se traduit littéralement (Versteeg & Malalasekera, 2007) :

$$\begin{array}{c} \boxed{\text{Taux de changement}} \\ \boxed{\text{de } A \text{ d'une particule}} \\ \boxed{\text{de fluide}} \end{array} + \begin{array}{c} \boxed{\text{Taux de flux}} \\ \boxed{\text{de } A \text{ hors d'une}} \\ \boxed{\text{particule fluide}} \end{array} \\ = \begin{array}{c} \boxed{\text{Taux d'augmentation}} \\ \boxed{\text{de } A \text{ dû à la}} \\ \boxed{\text{diffusion}} \end{array} + \begin{array}{c} \boxed{\text{Taux d'augmentation}} \\ \boxed{\text{ou destruction de } A} \\ \boxed{\text{dans la particule fluide}} \end{array}$$

Cette équation montre la variété des modes de transport des grandeurs scalaires dans un volume de contrôle. L'intégration de cette équation sur le volume de contrôle permet d'aboutir à une forme discrétisée de cette équation qui sera résolue pour chaque grandeur scalaire de chacune des mailles du volume. De façon identique au volume de contrôle (l'espace), le temps est aussi discrétisé. Le calcul de la solution, la résolution des équations, et donc un processus de progression dans le temps et dans l'espace. Ce processus correspond au schéma de discrétisation. Ils sont de deux types : les schémas explicites et les schémas implicites. Dans un schéma explicite (d'ordre 1), le calcul des variables au pas de temps suivant  $n+1$  ne dépend que de variables exprimées au pas de temps précédent  $n$ .

$$A^{n+1} = A^n + \Delta t H^n(A) \quad (2.6)$$

Ainsi la matrice à inverser est diagonale et cela nécessite moins de calculs. Néanmoins, ce schéma doit répondre à un critère de stabilité qui dépend du choix du pas de temps  $\Delta t$  et d'espace  $\Delta x$ . D'une manière générale, une solution plus précise sera obtenue pour des pas de temps et d'espace petits. Le respect de la condition de stabilité demande alors de choisir  $\Delta t$  encore plus petit par rapport à  $\Delta x$  (Versteeg & Malalasekera, 2007).

Dans le cas du schéma implicite le calcul des variables au pas de temps  $n+1$  dépend des variables exprimées également au temps  $n+1$ .

$$A^{n+1} = A^n + \Delta t H^{n+1}(A) \quad (2.7)$$

La matrice n'est plus diagonale et son inversion demande des ressources plus importantes en calcul. Son avantage est de ne pas être conditionné pour être stable (Versteeg & Malalasekera, 2007), il l'est quel que soit le choix du pas de temps et d'espace. Dans cette étude, l'algorithme de résolution employé impose d'utiliser un schéma temporel implicite. Pour des raisons de stabilité, ce schéma était de prime abord privilégié malgré son coût plus important en temps et en calcul.

### 2.2.2.1 Discrétisation temporelle (terme transitoire)

Deux choix sont offerts par STAR-CCM+ concernant l'ordre du schéma : du 1<sup>er</sup> (schéma d'Euler) et du 2<sup>nd</sup> ordre. Dans cette étude, un schéma d'ordre 2 est mis en œuvre : le

calcul d'une solution au temps  $n+1$  utilise des termes exprimés au temps  $n+1$ ,  $n$  et  $n-1$ . La méthode de calcul est ici fournie (CD-Adapco, 2016) :

$$\frac{d}{dt}(\rho\chi AV)_0 = \frac{\left\{(\alpha^2 - 1)\left[(\rho\chi AV)_0^{n+1} - (\rho\chi AV)_0^n\right] + \left[(\rho\chi AV)_0^{n-1} - (\rho\chi AV)_0^n\right]\right\}}{\alpha(\alpha - 1)\Delta t^{n+1}} \quad (2.8)$$

avec 
$$\alpha = 1 + \frac{t^{n+1} - t^n}{t^n - t^{n-1}} \quad (2.9)$$

L'utilisation de solutions à trois instants de temps différents allonge le temps de calcul comparativement à un modèle d'ordre 1. Cependant un ordre de schéma plus élevé réduit l'erreur numérique de troncature (Versteeg & Malalasekera, 2007).

#### 2.2.2.2 Terme source

Cette section traite de la discrétisation du quatrième et dernier terme de l'équation de transport (équation (2.5)) intégrée sur un volume  $V$ . STAR-CCM+ utilise une approche simple en multipliant la valeur du terme source (évaluée au centre 0 de la cellule) par le volume de la cellule (CD-Adapco, 2016) :

$$\int_V S_A dV = (S_A V)_0 \quad (2.10)$$

Cette approche est consistante avec une discrétisation d'ordre 2 (CD-Adapco, 2016).

#### 2.2.2.3 Terme de diffusion

Le calcul du terme de diffusion  $D_f$  d'une grandeur scalaire  $A$  à l'intérieur d'une face  $S$  (de vecteur normal  $\mathbf{n}$ ) selon une méthode de discrétisation de second ordre est réalisé comme suit (CD-Adapco, 2016) :

$$D_f = \Gamma \nabla(A) \cdot \mathbf{n} \quad (2.11)$$

où  $\Gamma$  est le coefficient de diffusion. Une décomposition du gradient est utilisée entre deux valeurs  $A_0$  et  $A_1$  de cellules centrées en  $x_0$  et  $x_1$  :

$$\nabla(A) = (A_1 - A_0) \boldsymbol{\alpha} + \frac{\nabla A_0 + \nabla A_1}{2} - \left[ \frac{\nabla A_0 + \nabla A_1}{2} \cdot (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_0) \right] \boldsymbol{\alpha} \quad (2.12)$$

avec 
$$\boldsymbol{\alpha} = \frac{\mathbf{n}}{\mathbf{n} \cdot (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_0)} \quad (2.13)$$

Le terme de diffusion peut alors s'exprimer :

$$D_f = \Gamma \left\{ (A_1 - A_0) \boldsymbol{\alpha} + \frac{\nabla A_0 + \nabla A_1}{2} - \left[ \frac{\nabla A_0 + \nabla A_1}{2} \cdot (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_0) \right] \boldsymbol{\alpha} \right\} \cdot \mathbf{n} \quad (2.14)$$

#### 2.2.2.4 Discrétisation spatiale (terme de convection)

Cette section traite du second terme de l'équation de transport (2.5). La résolution de la forme intégrale discrétisée de ce terme est régie par le schéma de discrétisation spatiale. Le flux convectif d'une grandeur scalaire  $A$  à travers une face  $S$  de normale  $\mathbf{n}$  peut s'exprimer (CD-Adapco, 2016) :

$$(\rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n})_S = \dot{m}_S A_S \quad (2.15)$$

où  $\dot{m}_S$  représente de débit massique à travers la face considérée. Trois schémas de discrétisation sont disponibles pour évaluer ce flux massique :

- un schéma décentré avant (Upwind) d'ordre 1 : la simplicité de ce schéma le rend robuste et permet d'obtenir une bonne convergence. Néanmoins, il génère de la diffusion numérique et ne doit être utilisé que pour obtenir une première solution (CD-Adapco, 2016).
- un schéma « Hybrid MUSCL » d'ordre 3 : l'ordre élevé de ce schéma atténue la dissipation des résultats. Sa robustesse le rend versatile et utilisable sur des écoulements stationnaires ou instationnaires aussi bien incompressibles que compressibles à haute vitesse avec chocs (CD-Adapco, 2016).
- un schéma décentré avant d'ordre 2 : globalement identique au premier schéma présenté, il induit cependant moins de dissipation numérique. Il est formulé de la manière suivante (CD-Adapco, 2016) :

$$\dot{m}_S A_S = \begin{cases} \dot{m}_S A_{S,0} & \text{si } \dot{m}_S \geq 0 \\ \dot{m}_S A_{S,1} & \text{si } \dot{m}_S < 0 \end{cases} \quad (2.16)$$

où les valeurs de  $A_{S,0}$  et  $A_{S,1}$  sont interpolées linéairement à partir des valeurs au centre des cellules adjacentes à la face S considérée :

$$\begin{cases} A_{S,0} = A_0 + (\mathbf{x}_S - \mathbf{x}_0) \cdot (\nabla A)_{r,0} \\ A_{S,1} = A_1 + (\mathbf{x}_S - \mathbf{x}_1) \cdot (\nabla A)_{r,1} \end{cases} \quad (2.17)$$

Il n'a pas été mené d'étude comparative menant à faire un choix entre les deux derniers schémas qui semblent être adaptés à cette étude. Cependant la complexité du second schéma (caractère hybride qui adapte l'ordre en fonction de la nature de l'écoulement) tend à orienter le choix vers le schéma Upwind d'ordre 2. De plus, il est indiqué (CD-Adapco, 2016) que l'utilisation du schéma « Hybrid MUSCL » est à privilégier pour des écoulements à hautes vitesses (y compris avec présence de chocs).

En résumé, la discrétisation temporelle sera effectuée grâce à un schéma implicite du deuxième ordre. Le choix du pas de temps est détaillé dans la section 2.4. La discrétisation de l'espace sera réalisée au moyen d'un schéma décentré avant (Upwind) de second ordre également.

### 2.2.2.5 Algorithme de résolution

Les équations de quantité de mouvement et de transport des grandeurs scalaires sont résolues au moyen de l'algorithme SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation). Cet algorithme est un processus itératif de prédiction-corrrection des grandeurs scalaires, la pression notamment (Versteeg & Malalasekera, 2007). Il se base sur les conditions initiales pour évaluer les gradients de pression et de vitesse, calculer une première estimation de ces grandeurs et les injecter dans les équations de quantité de mouvement discrétisées. Une correction est alors apportée sur la valeur estimée puis réinjectée dans les équations. L'itération s'arrête lorsqu'il y a convergence. Dans ce processus, une grandeur scalaire  $A$  est décomposée en une valeur estimée et une correction telle que :

$$A = A^* + A' \quad (2.18)$$

### 2.3 Géométrie, conditions initiales, conditions aux limites

La géométrie du domaine incluant l'obstacle cylindrique est similaire à celle de Qu et al. (2013) à savoir un domaine carré où le cylindre de diamètre  $D$  est placé au centre. Une extension du domaine de  $120D \times 120D$  est recommandée. Néanmoins, ces dimensions peuvent être réduites pour diminuer le temps de calcul et en prévision du passage en trois dimensions plus coûteux, et tout en contenant les écarts sur les résultats. Posdziech et Grundmann (2007) montrent que la variation des résultats (coefficients aérodynamiques et nombre de Strouhal) entre un domaine de référence d'une extension de  $4000D$  et un domaine d'extension  $40D$  est inférieure à 5%. Cette dimension de  $40D$  est choisie car elle semble permettre d'obtenir des résultats satisfaisants. L'extension transversale du domaine tridimensionnel est fixée à  $3D$ . Cette valeur est inférieure aux préconisations de Qu et al. (2013) qui est de  $12D$ . D'après les tests de convergence de Carmo et Meneghini (2006), une augmentation de 6.5% du nombre de Strouhal et de 4% du coefficient de trainée peut être observée dans ce cas. L'erreur reste néanmoins contenue et acceptable pour les besoins de cette étude. La géométrie du domaine est visible en Figure 2.2.

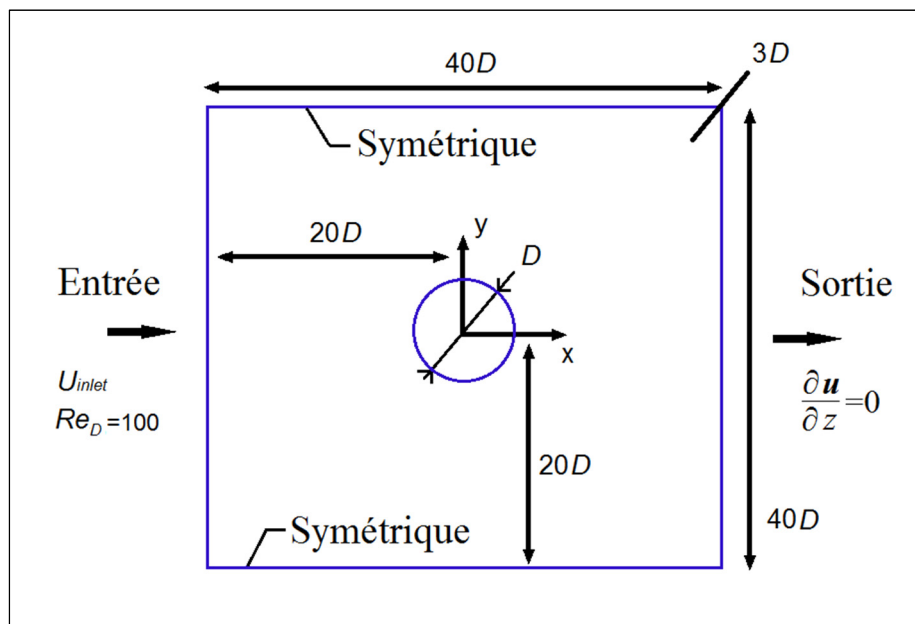


Figure 2.2 Domaine de calcul associé au cylindre

Le fluide choisi est de l'air (considéré incompressible) dont la vitesse d'entrée et les propriétés sont ajustées afin d'obtenir un nombre de Reynolds de 100 pour l'écoulement. Le nombre de Reynolds s'écrit pour l'écoulement autour d'un cylindre (Reynolds, 1883) :

$$Re_D = \frac{\rho_f U_{inlet} D}{\mu} \quad (2.19)$$

La vitesse possède un profil d'entrée constant. Sur la paroi cylindrique une condition de non-glissement est appliquée; la composante tangentielle de vitesse sur la paroi est ainsi nulle. Une condition de symétrie est appliquée sur les parois supérieure et inférieure. Pour le cas tridimensionnel, les parois latérales possèdent une condition de périodicité afin de modéliser un cylindre infiniment long (Rajani et al., 2009). La vitesse du fluide partout dans le domaine est initialement égale à la vitesse d'entrée  $U_{inlet}$  de l'écoulement.

## 2.4 Choix du pas de temps

Le pas de temps est déterminé selon deux paramètres : en considérant d'une part l'instationnarité de l'écoulement pour un nombre de Reynolds  $Re_D=100$  (émission périodique de structures de vorticité dans le sillage du cylindre (Norberg, 2003)), et en prévision de l'aspect chimique qui interviendra au chapitre 5. Le nombre de Strouhal qui caractérise l'oscillation périodique de l'écoulement s'écrit (Strouhal, 1878) :

$$St = \frac{fD}{U_{inlet}} \quad (2.20)$$

où  $f$  est la fréquence des oscillations. L'écoulement autour du cylindre est simulé pour un nombre de Reynolds égal à 100. Le nombre de Strouhal associé est voisin de  $0.163 \pm 2\%$  (Posdziech & Grundmann, 2007). Le cylindre modélisé ayant un diamètre de 1mm, cela correspond à une période d'oscillation de l'écoulement d'environ 6ms. Le pas de temps pour l'aspect écoulement est déterminé grâce à une étude paramétrique dans laquelle le pas de temps est varié ainsi :  $\Delta t = 10^{-4}$ ;  $10^{-5}$ ;  $10^{-6}$ s. L'oscillation du coefficient de portance (voir définition à la section 2.5.1) dans le temps pour ces trois pas de temps est présentée sur la Figure 2.3. Le maillage utilisé se compose de 151,696 mailles avec 60 nœuds sur la circonférence du cylindre et une taille de maille dans le sillage de 0.05 fois le diamètre du



cylindre. Le pas de temps de  $10^{-6}$ s, étant 6000 fois plus petit que la période d'oscillation de l'écoulement, permet d'obtenir une valeur du nombre de Strouhal en excellent accord avec la littérature, (Posdziech & Grundmann, 2007) contrairement au pas de temps  $\Delta t=10^{-4}$ s qui présente un écart et un allongement de la période d'oscillation de 7%. De plus, l'amplitude du coefficient de portance semble surestimée. Un pas de temps de  $10^{-5}$ s semble très bien satisfaire à la modélisation de l'oscillation de l'écoulement : une convergence en pas de temps est obtenue pour cette valeur.

En prévision des simulations faisant intervenir la combustion, l'échelle de temps de réaction doit également être considérée dans le choix du pas de temps. Celle-ci varie de  $10^{-9}$  à 1s. Cette large plage est peu satisfaisante et il est préférable de se baser sur l'échelle de temps de mélange ( $10^{-3}$  à  $10^{-4}$ s). Prendre un pas de temps 10 fois plus petit peut convenir en pratique (Pope, 1997).

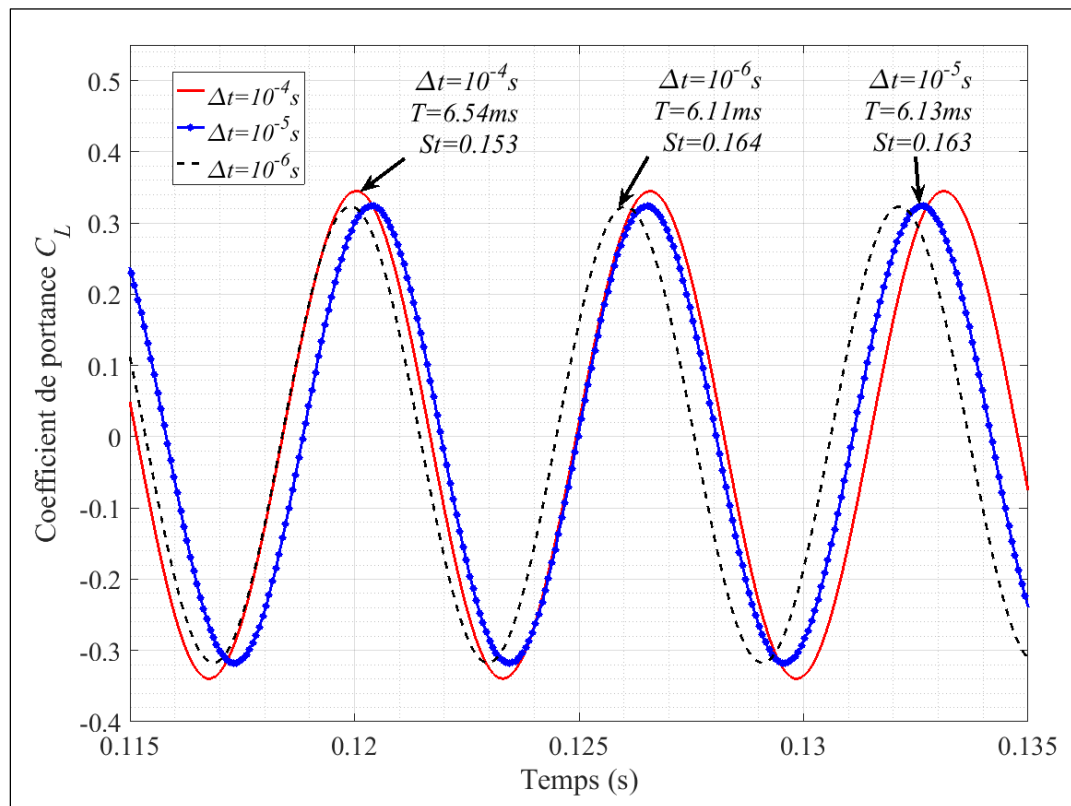


Figure 2.3 Influence du pas de temps sur la période d'oscillation du coefficient de portance de l'écoulement à  $Re_D=100$

Pour la simulation DNS de la CMP, Dinkov et al. (2013) utilisent un pas de temps de  $10^{-6}$ s. Une modélisation DNS n'étant pas recherchée ici, il n'est pas nécessaire de choisir une résolution temporelle aussi petite. Le nombre de Courant (CFL) peut être un bon indicateur de la concordance entre le choix du pas d'espace et du pas de temps. Un nombre de CFL inférieur ou voisin de l'unité est souhaitable pour une modélisation temporelle précise (CD-Adapco, 2016). Le calcul a posteriori du CFL moyen donne 0.07 pour l'écoulement autour du cylindre; 0.17 pour l'écoulement isotherme; 0.47 pour l'écoulement avec gradient de température et 1.32 pour la simulation de la CMP. Le critère est donc assez bien respecté. Un pas de temps de  $10^{-5}$ s semble donc satisfaire aux critères d'instationnarité de l'écoulement, des réactions chimiques et du nombre de CFL. Ce pas de temps est donc choisi pour les simulations à venir. Le nombre d'itérations par pas de temps est déterminé par un critère de convergence. Pour l'écoulement autour du cylindre, des résidus inférieurs à  $10^{-9}$  pour la continuité et à  $10^{-8}$  pour la quantité de mouvement sont obtenus.

## 2.5 Choix du maillage

Différentes configurations de maillage sont présentes dans la littérature. La plus rencontrée est une configuration structurée dite « polar grid » (Qu et al., 2013; Rajani et al., 2009). Celle-ci offre plus de contrôle sur le maillage notamment sur le choix de la taille de maille en proche paroi et sur le nombre de nœuds sur la circonférence du cylindre. Sa conception paramétrique la rend simple à concevoir dans les logiciels de CFD et un balayage du maillage dans la direction transversale permet d'obtenir un équivalent tridimensionnel avec un choix du nombre de nœuds dans cette direction. Néanmoins l'application de ce maillage sur la géométrie du milieu poreux est inenvisageable ce qui oriente le choix vers un maillage non structuré. Deux paramètres du maillage sont variés indépendamment pour conduire une étude de sensibilité : le nombre de nœuds sur la circonférence du cylindre ainsi que la résolution du maillage dans le sillage afin d'obtenir une modélisation suffisamment précise du frottement sur la paroi et du champ de pression fluctuant. En effet, les résultats de Franke, Rodi et Schönung (1990) montrent que l'effort de portance est principalement généré par le champ de pression fluctuant en aval et sur la paroi de l'obstacle (Norberg, 2003) et que

l'effort de trainée est sensible aux deux paramètres, frottements et pression. Les cellules qui composent le maillage sont de type polyédrique. Ce maillage est adapté aux géométries et physiques complexes et est plus simple à mettre en œuvre qu'un maillage composé de mailles tétraédriques (CD-Adapco, 2016). Une visualisation du maillage proche cylindre est donnée en Figure 2.4. Elle illustre la configuration du maillage avec une distribution de 60 nœuds sur la circonférence du cylindre et une résolution de sillage de  $0.05D$  (taille caractéristique de maille égale à 5% du diamètre du cylindre). Une configuration de maillage est désignée par le doublet [Nb de nœuds, résolution dans le sillage]. Soit ici [60, 5%].



Figure 2.4 Maillage du domaine avec 60 nœuds sur le cylindre et résolution de  $0.05D$

### 2.5.1 Écoulement 2D

Dans un premier temps, un écoulement laminaire à  $Re_D=100$  est modélisé en deux dimensions autour du cylindre. L'étude de sensibilité des résultats aux deux paramètres décrits plus haut est conduite. Le nombre de nœuds autour du cylindre est varié de 40 à 200 éléments. Pour chaque configuration, deux résolutions de maillage dans le sillage du cylindre sont testées. Ces deux tailles sont 5% et 10% de la valeur du diamètre du cylindre. Les grandeurs aérodynamiques sont observées en fonction du temps : coefficients de traînée et de portance (Figure 2.5 haut et bas respectivement). Après quelques pas de temps, les

coefficients de force se mettent à osciller de façon périodique mais selon un régime statistiquement stable (Rajani et al., 2009).

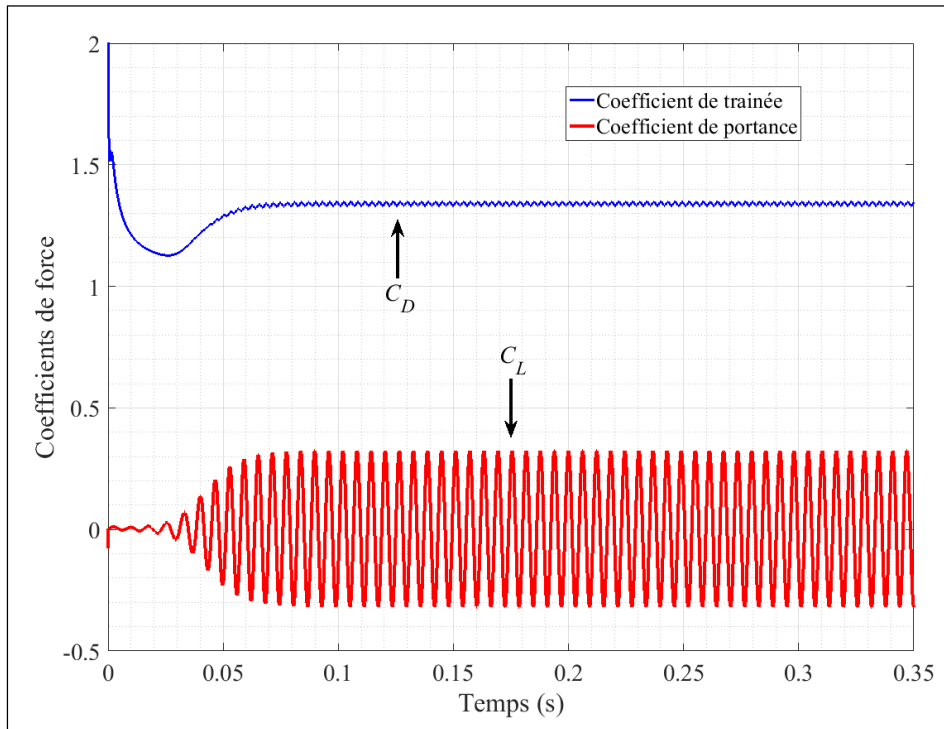


Figure 2.5 Évolution des coefficients de force pour la configuration 2D [60, 5%] à  $Re_D=100$

L'oscillation des grandeurs correspond à une oscillation transversale de l'écoulement de part et d'autre du cylindre. Chaque alternance produit l'émission d'un tourbillon de vorticité dans le sillage du cylindre appelé « allée tourbillonnaire de Von K rm n » (Von K rm n, 1911). Ces structures de vorticité sont identifiables en traçant les contours de la composante normale du champ de vorticité. La Figure 2.6 montre le champ instantané de cette composante pour le même cas de simulation. Le changement de signe de la vorticité illustre cet aspect alternatif et contre-rotatif de l'émission de tourbillons. Ces instabilités induisent une fluctuation du champ de pression au voisinage du cylindre générant ainsi une force de portante fluctuante ( $F_L$ ) sur le cylindre (Drescher, 1956). La direction de cet effort est perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement. Du fait de la géométrie symétrique du cylindre, la valeur moyenne du coefficient de portance  $C_L$  est nulle. Il est alors préféré une valeur au sens

des moindres carrés (r.m.s.). De façon analogue, il est défini une force de frottement ( $F_D$ ) sur l'obstacle dans la direction principale de l'écoulement qui est un effort de trainée. Pour un écoulement autour d'un cylindre, le coefficient de trainée  $C_D$  est également fluctuant mais de moyenne non nulle. C'est cette valeur moyenne qui est considérée. Ces deux coefficients dont l'évolution temporelle est présentée en Figure 2.5 sont calculés à partir des relations suivantes (Posdziech & Grundmann, 2007) :

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho_f D U_{inlet}^2} \quad C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho_f D U_{inlet}^2} \quad (2.21)$$

Le coefficient de trainée moyen, le coefficient de portance r.m.s. et maximum, ainsi que le nombre de Strouhal sont calculés pour les différentes configurations de maillage et reportés dans le tableau de l'ANNEXE II.

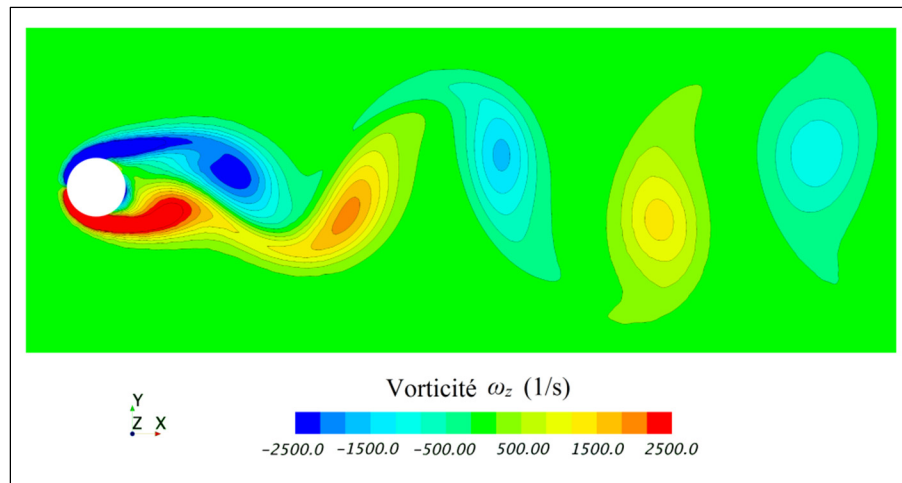


Figure 2.6 Champ normal instantané de vorticité (à  $t = 0.35s$ ) pour la configuration 2D [60, 5%] à  $Re_D=100$

Trois cas sont reportés ici dans le Tableau 2.1 pour un maillage grossier, intermédiaire et fin et sont comparés à deux cas de la littérature. Le coefficient de portance est peu sensible au nombre de nœuds sur le cylindre mais varie de façon plus importante avec la résolution dans le sillage. Une petite taille de maille rend les résultats plus consistants avec les données de la littérature; la modélisation plus fine du champ fluctuant de pression amène à une meilleure approximation du coefficient de portance. Un bon compromis entre nombre de cellules réduit

et modélisation des grandeurs aérodynamiques est obtenu avec 60 nœuds sur la circonférence du cylindre et une taille de maille de  $0.05D$  dans le sillage. Les écarts avec le modèle 2D de Qu et al. (2013) sont alors respectivement de 1.5% et 0.4% pour le coefficient de traînée et de portance. Une excellente cohérence avec les résultats de la littérature est aussi obtenue avec 100 nœuds autour du cylindre et une résolution de 5%. Cependant l'augmentation de 66% du nombre de cellules sur le cylindre ne conduit pas à une variation significative des résultats. La configuration de maillage intermédiaire est donc préférée.

Tableau 2.1 Comparaison des résultats 2D calculés avec la littérature

Étude	$C_{D,mean}$	$C_{L,rms}$	$C_{L,max}$	St
Posdzeich et al. (2007) 2D	1.350	-	0.331	0.167
Qu et al. (2013) 2D	1.319	0.225	-	0.165
Présent grossier [40, 10%]	1.337	0.212	0.307	0.162
Présent medium [60, 5%]	1.339	0.226	0.324	0.163
Présent fin [100, 5%]	1.334	0.228	0.320	0.163

### 2.5.2 Écoulement 3D

Un cas tridimensionnel est simulé en utilisant le maillage intermédiaire présélectionné dans la section précédente. Comme précisé dans la section 2.3, l'extension longitudinale est fixée à trois diamètres et avec 20 cellules par unité de diamètre. Le Tableau 2.2 présente les résultats obtenus ainsi que des données de littérature.

Les résultats de cette étude 3D surestiment le coefficient de traînée de 1.9% et le nombre de Strouhal de 4.5% par rapport aux valeurs de Rajani et al. (2009). Cet écart provient de l'extension longitudinale qui est ici deux fois plus petite et rend la représentation des structures tourbillonnaires 3D plus médiocre. L'étude de convergence menée par Carmo et Meneghini (2006) à  $Re_D=200$  montre une augmentation du coefficient de traînée et du nombre de Strouhal lorsque l'extension du domaine est restreinte, ce qui est observé ici. Les instabilités tridimensionnelles sont moins bien représentées avec un domaine restreint et ont moins d'effet sur l'écoulement global 2D. Rajani et al. (2009) rapportent que les structures

tourbillonnaires 3D soutirent de l'énergie au mouvement tourbillonnaire bidimensionnel. Nonobstant, l'écart est acceptable et les résultats pour le coefficient de traînée montrent un très bon accord avec ceux de Zhang et Dalton (1998). La configuration de maillage intermédiaire convient donc à une modélisation aussi bien 2D que 3D.

Tableau 2.2 Comparaison des résultats 3D calculés avec la littérature

Étude	$C_{Dmean}$	$C_{Lrms}$	$C_{Lmax}$	St
Présent medium 2D [60, 5%]	1.339	0.226	0.324	0.163
Présent medium 3D [60, 5%]	1.361	0.230	0.323	0.164
Rajani et al. (2009) 3D	1.335	0.180	-	0.157
Zhang et Dalton (1998) 3D	1.32	0.23	0.32	0.154

Pour finir, l'évolution du coefficient de pression ( $C_{pb}$ ) sur la moitié supérieure du cylindre est tracée en Figure 2.7 pour le maillage intermédiaire.

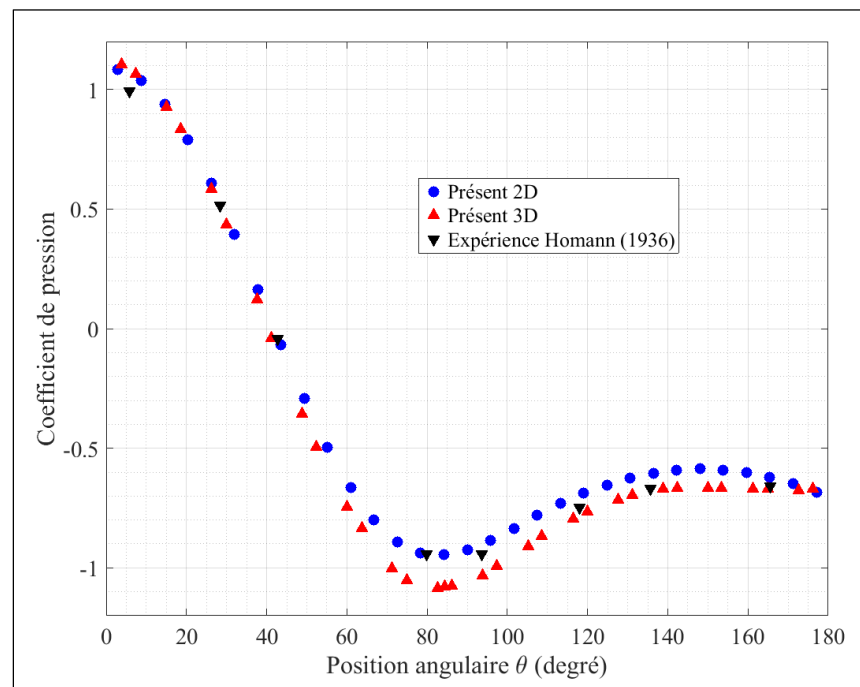


Figure 2.7 Distribution instantanée (à  $t = 0.35s$ ) du coefficient de pression sur la moitié supérieure du cylindre à  $Re_D=100$

Le coefficient de pression est donné par la relation (Posdziech & Grundmann, 2007) :

$$C_{pb} = \frac{p - p_{ref}}{\frac{1}{2} \rho_f U_{inlet}^2} \quad (2.22)$$

Le tracé montre un bon accord entre les résultats de la simulation 2D et l'expérience de Homann (1936). Un écart acceptable avec les résultats de la simulation 3D est observé et peut être attribué aux dimensions restreintes du domaine.

## 2.6 Synthèse du chapitre

L'objectif de ce chapitre était de déterminer les paramètres d'un maillage permettant de modéliser avec une bonne précision l'écoulement autour d'un cylindre. Le nombre de Reynolds de l'écoulement regardé était de 100. Un bon compromis permettant de minimiser le nombre de cellules dans le maillage et d'approcher au mieux les valeurs des coefficients aérodynamiques présentées dans la littérature a été trouvé. Il s'agit d'un maillage non structuré composé de cellules polyédriques avec une distribution circonférentielle de 60 nœuds autour du cylindre et une résolution de  $0.05D$  dans son sillage. La paroi du milieu poreux étudié étant constituée de petits cylindres, ces paramètres de contrôle vont pouvoir être réutilisés et appliqués sur la géométrie poreuse. C'est l'objet du chapitre qui suit.

L'objectif premier qui est de « concevoir le maillage de la géométrie poreuse en passant par une géométrie simple et connue permettant de rendre compte de l'écoulement aux échelles macroscopique et microscopique », semble donc rempli.



## CHAPITRE 3

### ÉCOULEMENT FROID LAMINAIRE EN MILIEU POREUX

Cette seconde partie s'intéresse à mettre en œuvre sur la géométrie poreuse les critères du maillage prédéterminés dans le chapitre précédent. En cohérence avec le deuxième objectif fixé, une caractérisation de l'écoulement à froid, d'abord à l'échelle macroscopique afin de valider le comportement, est effectuée. Puis des observations microscopiques sont conduites à l'échelle des pores du milieu poreux.

#### 3.1 Caractérisation du milieu poreux, domaine de calcul

Le milieu poreux dont une photographie a été présentée dans le chapitre précédent (Figure 2.1) est reconstitué numériquement par la répétition d'un motif de base illustré en Figure 3.1.A. Ce motif constitue un pore du milieu poreux. Le caractère répétitif et symétrique du motif est utilisé pour réduire le domaine de calcul à une simple colonne verticale qui forme la matrice solide poreuse. La phase fluide est un bloc parallélépipédique ajusté sur la colonne et dont a été extrait le motif de la matrice solide (Figure 3.1.B).

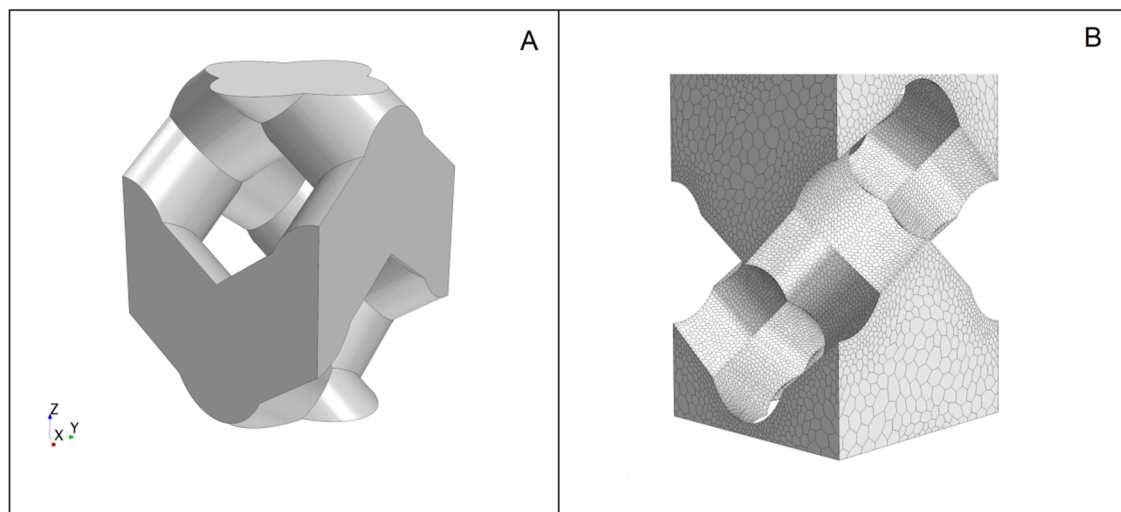


Figure 3.1 Motifs répétitifs du domaine de calcul. A : Pore de la matrice solide (d'après Dumas (2016)); B : Domaine fluide avec maillage

Les deux colonnes (fluide et solide) forment le volume élémentaire représentatif (VER) (c.-à-d. le domaine de calcul) à méso-échelle du milieu poreux complet. La plus petite échelle de travail est l'échelle microscopique permettant l'observation de l'écoulement dans un pore. La hauteur du motif (appelé pore par la suite) est considérée comme une caractéristique géométrique de la matrice poreuse. Le nombre de Reynolds basé sur le diamètre de pore sera évalué sur cette longueur caractéristique ( $D_p=1.7\text{mm}$ ). Le choix de la longueur caractéristique est délicat et peut se discuter. Dans des mousses réticulées, une approche statistique est utilisée (Richardson et al., 2000) : l'aire des différents pores du milieu est mesurée et le diamètre de pore correspond au diamètre du cercle équivalent (en aire). La distribution étant gaussienne, la valeur moyenne correspond au diamètre de pore effectif. Pour des milieux composés de particules sphériques le diamètre moyen des particules correspond au diamètre de pore (Fand et al., 1987). Pour le milieu utilisé ici, le diamètre de la sphère dont le volume serait celui du motif fluide + solide est de 1.67mm, ce qui correspond à la hauteur du motif de la matrice et peut justifier le choix de cette longueur.

La colonne est formée de 25 pores et possède une hauteur totale de 4.25cm soit une densité de pore de 15 pores par pouce (PPI). Les mousses réticulées couramment utilisées pour la CMP possèdent une gamme de densités de pore allant de 8 à 65 PPI (Howell et al., 1996). Le milieu utilisé ici est donc à faible densité de pore. Les dimensions extérieures du domaine de calcul global sont  $42.5 \times 1.2 \times 1.2\text{mm}$ . Le calcul de la porosité du milieu donne  $\Phi=0.46$  ainsi que celui de sa surface spécifique  $S_v = 2365\text{m}^2/\text{m}^3$ . Typiquement, les mousses possèdent de plus hautes porosités (70-90%) et donc une fraction volumique de vide plus importante, ce qui permet de réduire notamment la perte de pression (Wood & Harris, 2008).

La hauteur du domaine a été ajustée afin d'obtenir un nombre de cellules et un temps de calcul raisonnable tout en maximisant les possibilités d'observation de l'écoulement dans le milieu. La largeur du domaine limitée à une largeur de pore peut se discuter : lors du transfert d'échelle, le VER doit rendre compte des propriétés macroscopiques et notamment de la porosité. Pour une mousse de type éponge, ces propriétés sont localement non homogènes. Rigoureusement, pour ce type de milieu, il convient de mener une étude de convergence de la porosité en augmentant la taille du VER (Petrasch, Wyss, & Steinfeld, 2007). Dans cette étude, une seule unité de largeur peut convenir car la matrice possède une structure

homogène périodique et que le motif répétitif est représenté dans son intégralité. L'application des critères de maillage prédéterminés au chapitre 2 conduit à un domaine formé de 1.2 million de cellules (7.5 millions de faces) pour la partie fluide et 1.1 million de cellules (6.9 millions de faces) pour la partie solide soit un total de 2.3 millions de cellules (14.4 millions de faces) pour le domaine complet. La distribution linéaire moyenne (raffinement aux parois compris) est donc d'environ 33 cellules/mm.

### 3.2 Modifications apportées au modèle numérique

Le modèle géométrique complet se compose de la phase solide (matrice) et de la phase fluide. Dans ce chapitre, un écoulement froid isotherme est simulé. Aucune interaction ou échange n'a alors lieu entre la matrice solide et la phase fluide. Ainsi, la phase solide n'est pas modélisée pour alléger le calcul. Les conditions aux limites appliquées sur la phase fluide sont détaillées sur la Figure 3.2.

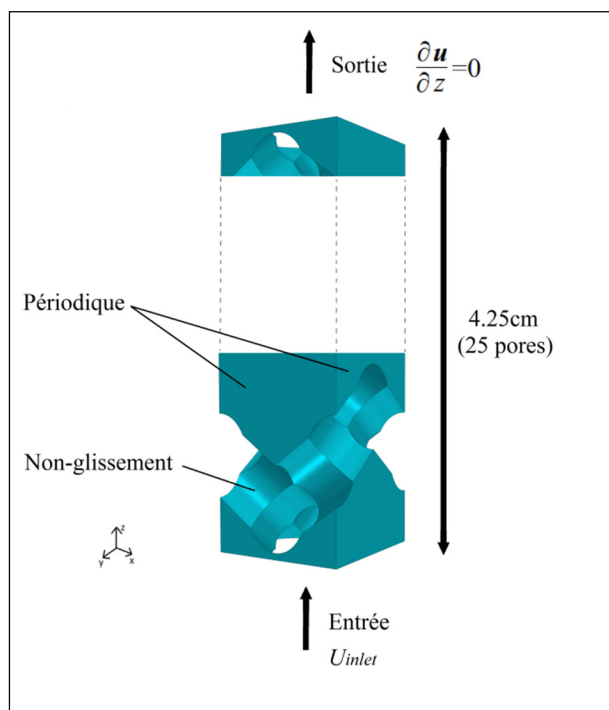


Figure 3.2 Conditions aux limites sur la phase fluide pour l'écoulement isotherme

La vitesse du fluide est spécifiée à l'entrée avec un profil constant. Les quatre faces latérales du domaine possèdent une condition de périodicité. À la surface des pores à l'intérieur de la colonne, une condition de non-glissement est spécifiée. La condition de sortie correspond à un gradient normal nul de vitesse et une pression ambiante. Le modèle mathématique, les schémas de résolution sont strictement identiques à ceux employés dans le cas du cylindre : l'écoulement est considéré incompressible à propriétés constantes et en l'absence de force de volume. Les équations sous forme instationnaire sont résolues. Le maillage prédéterminé dans le chapitre précédent est appliqué sur ce domaine fluide (Figure 3.1.B). Le resserrement des mailles est bien visible sur les parties cylindriques. La condition de périodicité sur les faces extérieures permet d'obtenir un maillage conforme c'est-à-dire que les cellules du maillage sur deux faces opposées correspondent exactement et que la solution y est identique. Initialement, la vitesse du fluide dans tout le domaine est égale à la vitesse d'entrée de l'écoulement.

### **3.3 Analyse macroscopique de l'écoulement**

Dans cette section, l'écoulement dans le milieu est regardé à large échelle, c'est-à-dire que c'est l'écoulement moyen dans le VER qui est étudié. Différents régimes d'écoulement sont identifiés et le gradient de pression à travers le milieu est comparé à des corrélations de la littérature afin de valider le comportement macroscopique.

#### **3.3.1 Régimes d'écoulement**

En s'écoulant dans un milieu poreux, le fluide subit une résistance qui se traduit par un gradient de pression entre l'entrée et la sortie du milieu poreux. Ce gradient est dû au frottement visqueux irréversible du fluide sur la paroi et aux effets inertiel (Ergun, 1952). Le gradient de pression est donc une fonction du nombre de Reynolds de pore de l'écoulement qui est justement un ratio entre forces d'inertie et forces visqueuses. Cette dépendance est illustrée sur la Figure 3.3, telle qu'obtenue avec le modèle, pour des nombres de Reynolds de pore variant de 1 à 115 soit une vitesse d'entrée de l'écoulement allant de 1 à 150cm/s. Le

gradient de pression est présenté sous la forme adimensionnelle  $\frac{\partial p}{\partial z} \left( \frac{D_p^2}{\mu u_D} \right)$ . La courbe présente trois régions distinctes qui sont identifiables plus aisément grâce à la ligne tracée en pointillés.

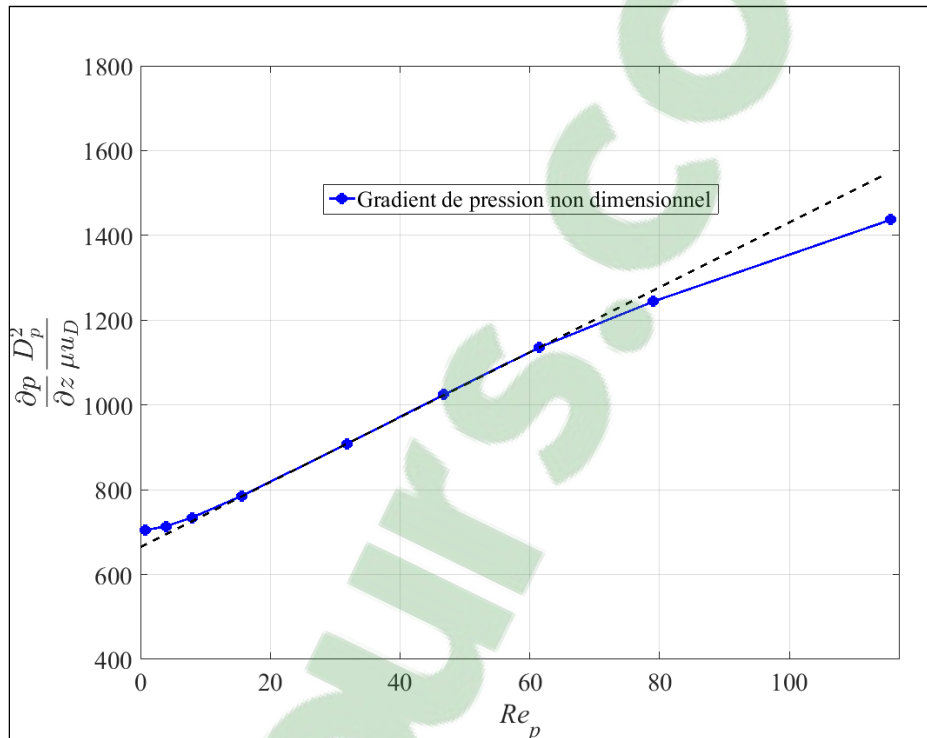


Figure 3.3 Évolution du gradient de pression sans dimension calculé sur le modèle en fonction du nombre de Reynolds de pore

Le passage d'une région à l'autre se traduit par un changement de pente. À ces trois régions correspondent trois régimes d'écoulement :

- un écoulement de Darcy à faibles nombres de Reynolds. Dans cette zone, le gradient de pression est indépendant du nombre de Reynolds et demeure constant. Ceci s'accorde avec le fait que les effets visqueux dominent pour ces écoulements à basse vitesse dits rampants. La loi proposée par Darcy (1856) suppose une relation linéaire entre le gradient de pression et la vitesse de l'écoulement :

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{\mu}{K} u_D \quad (3.1)$$

Écrite sous la forme non dimensionnelle, le gradient de pression est donc bien égal à une constante. Il est à noter que d'après l'équation (3.1) il est possible d'obtenir une approximation de la perméabilité  $K$  du milieu, ce qui sera fait à la section 3.3.2.2.

- la seconde région correspond à l'écoulement de Forchheimer (ou post-darcien) qui est un régime d'écoulement laminaire (Bear, 2013; Kaviani, 1995). Le gradient de pression sans dimension varie linéairement avec le nombre de Reynolds. Le gradient de pression est causé par les effets visqueux et par les pertes d'énergie cinétique. La relation de Darcy n'est plus valable dans cette région et le gradient de pression suit la loi proposée par Forchheimer (1901) nommée équation de Darcy-Forchheimer (équation (3.2) plus bas).
- le second changement de pente indique une transition vers le régime laminaire non linéaire (Bear, 2013). Il a été précisé dans la section 1.3.1 qu'une instabilité de l'écoulement peut être constatée; ce régime sera abordé dans les parties suivantes pour observer ce qui le distingue de l'écoulement laminaire de Forchheimer. Dans cette région, la loi de Darcy-Forchheimer (équation (3.3)) n'est plus valable.

Ce travail se limite au cadre des écoulements laminaires dans le milieu poreux étudié. Aucun cas d'écoulement en régime turbulent n'a été simulé. Les changements de pentes permettent de quantifier les transitions d'un régime à l'autre. Les nombres de Reynolds de transition relevés sont  $Re_p \approx 6$  pour le passage du régime de Darcy à l'écoulement de Forchheimer et voisin de  $65 \pm 5$  pour la transition vers le régime laminaire non linéaire. Ces valeurs sont consistantes avec les résultats expérimentaux de Fand et al. (1987) déterminés dans un milieu composé de sphères solides aléatoirement disposées. Leurs valeurs sont  $5.0 \pm 0.5$  et  $80 \pm 5$ . L'écart peut s'expliquer par les différences géométriques des milieux car le nombre de Reynolds fait intervenir le diamètre de pore qui est une caractéristique géométrique intrinsèque au milieu poreux (Narasimhan, 2013). La rugosité des surfaces utilisées dans l'expérience peut également être un facteur d'influence. Cet effet n'est pas pris en compte ici, les parois sont lisses.

### 3.3.2 Gradient de pression macroscopique

#### 3.3.2.1 Corrélations dimensionnelles du gradient de pression

Des corrélations ont été développées afin de décrire l'évolution du gradient de pression dans un milieu poreux pour des nombres de Reynolds dans le régime de Forchheimer. Ces corrélations prennent la forme de l'équation suivante :

$$-\frac{\partial p}{\partial z} = C_1 \mu u_D + C_2 \rho_f u_D^2 \quad (3.2)$$

Les coefficients  $C_1$  et  $C_2$  sont précisés dans l'ANNEXE I pour différentes études. Ils sont une fonction des caractéristiques du milieu poreux (diamètre de pore, porosité, surface spécifique) (Ergun, 1952; Fand et al., 1987; Richardson et al., 2000) ou bien reliés à des grandeurs relatives à l'écoulement comme la tortuosité (Du Plessis et al., 1994).

La Figure 3.4 illustre l'évolution du gradient de pression en fonction de la vitesse de Darcy de l'écoulement. Les vitesses extrémales sont les deux premières vitesses simulées en dehors du régime de Forchheimer. Les corrélations sont également présentées. Celles établies par Ergun (1952) et Fand et al. (1987) décrivent bien le modèle de cette étude. L'expérience conduite dans ces deux recherches est similaire : il s'agit d'un écoulement dans une colonne remplie de particules granuleuses ou de sphères solides. La porosité du milieu est voisine de 0.35. Dans ce cas, la longueur caractéristique considérée dans les corrélations est le diamètre moyen des particules ou des sphères. Bien que la géométrie diffère de celle de la présente étude, des similitudes peuvent être observées (en termes de champs de pression et de vitesse) entre un écoulement circulant entre des sphères et circulant entre des petits cylindres, ce qui explique le bon accord obtenu.

En revanche, Du Plessis et al. (1994) ont modélisé une mousse métallique au moyen de cellules cubiques à haute porosité ( $>0.97$ ) et des vitesses faibles ( $<0.17\text{m/s}$ ). D'une part, ces deux paramètres sont éloignés des valeurs considérées dans cette étude. Aussi, bien que cette corrélation valide leurs résultats expérimentaux, elle est établie à partir d'une géométrie de pores à section carrée. Les pores possèdent ici une base cylindrique. Richardson et al. (2000) ont utilisé des mousses avec une porosité élevée ( $\approx 0.8$ ) et une densité de pores nettement supérieure à celle du modèle présent. En plus de ces écarts sur les paramètres structuraux du

milieu poreux, leur corrélation est validée pour des vitesses élevées entre 1 et 6m/s. Sur cette plage de vitesse, l'écoulement est ici dans le régime laminaire non linéaire et la loi de Darcy-Forchheimer n'y est plus vérifiée. Ces deux dernières corrélations ne sont donc pas adaptées pour les paramètres de cette étude.

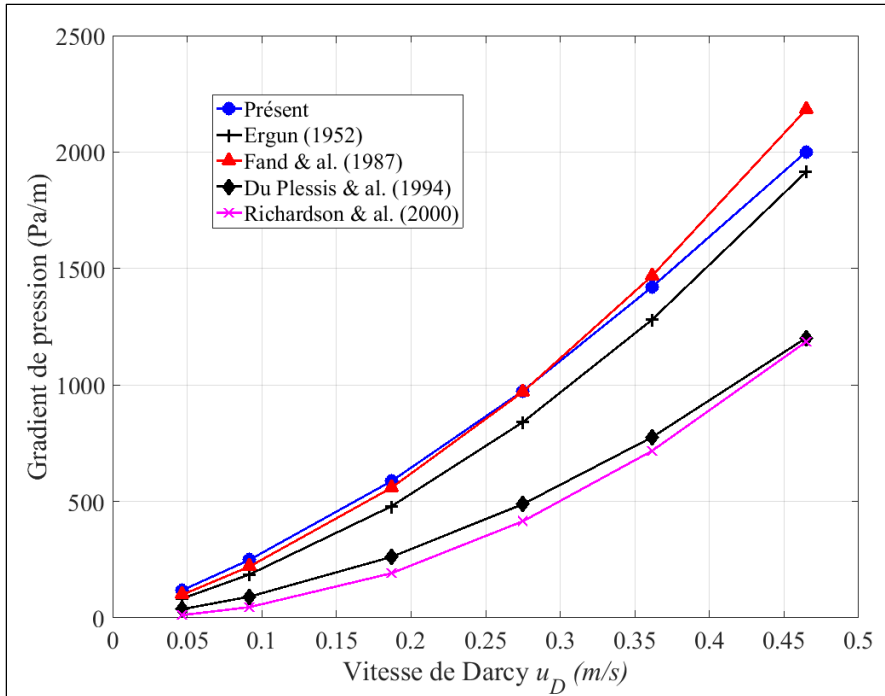


Figure 3.4 Comparaison du gradient de pression avec les corrélations de la littérature suivant la loi de Darcy-Forchheimer

Les résultats montrent donc bien que l'évolution du gradient de pression prend une forme quadratique dans le régime de Forchheimer (selon l'équation (3.2)). Ce type d'évolution (vitesse au carré) traduit la prédominance des forces inertielles sur le gradient de pression indépendamment de la viscosité (Bear, 2013).

Le bon accord avec les corrélations de Ergun (1952) et de Fand et al. (1987) valide le choix de la hauteur du motif de la matrice comme étant la longueur caractéristique.



### 3.3.2.2 Perméabilité du milieu poreux

Des corrélations adimensionnées du gradient de pression font intervenir une caractéristique hydraulique intrinsèque du milieu poreux qu'il convient de déterminer ici : la perméabilité  $K$ . Cette grandeur macroscopique traduit l'aptitude d'un milieu à laisser un fluide s'écouler au travers (Bear, 2013). Son estimation peut être conduite à partir de l'équation de Darcy (équation (3.1)) avec un gradient de pression constant. En extrapolant la courbe de la Figure 3.3 à une vitesse d'écoulement quasi nulle, le gradient de pression est voisin de 700Pa/m. Le calcul direct de la perméabilité donne une valeur  $K=4.1 \times 10^{-9} \text{m}^2$ . Les études expérimentales ont recours à un calcul moins direct grâce à la relation semi-empirique introduite par Kozeny (1927) puis modifiée par Carman (1937). Cette relation est aujourd'hui connue sous le nom d'équation de Kozeny-Carman. Elle apparaît comme bien représentative des données expérimentales et s'exprime pour des milieux composés de sphères solides ou de fibres (Narasimhan, 2013) :

$$K = \frac{D_p^2 \Phi^3}{36\kappa(1-\Phi)^2} \quad (3.3)$$

où  $\kappa$  est la constante de Kozeny-Carman qui s'exprime (Carman, 1937) :

$$\kappa = \kappa_0 \tau^2 \quad (3.4)$$

où  $\kappa_0$  est un facteur de forme dont la valeur est voisine de 2.0 (Carman, 1937). Cette valeur est conservée ici. La tortuosité est évaluée en calculant la longueur d'une ligne de courant moyenne en régime de Forchheimer (voir section 3.4.2.3) formée de  $n$  points de coordonnées  $x$ ,  $y$  et  $z$  :

$$L' = \sum_{i=0}^n \sqrt{(x_{i+1} - x_i)^2 + (y_{i+1} - y_i)^2 + (z_{i+1} - z_i)^2} \quad (3.5)$$

Le calcul de la tortuosité à partir du modèle numérique donne  $\tau=1.63$  ce qui indique que le trajet d'une particule fluide est 63% plus important que la hauteur de la colonne. La tortuosité étant très dépendante de l'arrangement de la structure de la matrice, il est difficile de comparer ce résultat avec les données de la littérature. Une valeur moyenne de tortuosité de 1.32 est relevée par Habisreuther et al. (2009) dans une mousse en  $\text{Al}_2\text{O}_3$  à haute porosité (0.8), 45 PPI. Les milieux à plus faible porosité possèdent une tortuosité plus élevée due à

l'augmentation des dimensions du treillis. Le résultat est consistant avec cette observation. La constante de Kozeny-Carman vaut alors 5.3 ce qui est très proche de 5 comme l'indique Carman (1937). L'application de l'équation (3.3) aboutit alors à  $K=5.2 \times 10^{-9} \text{m}^2$ . L'ordre de grandeur est cohérent avec le résultat précédent. L'écart sur la valeur s'explique par les approximations faites en appliquant l'équation de Kozeny-Carman qui est déterminée pour une géométrie différente de celle utilisée ici. De plus, le facteur de forme  $\kappa_0$  est choisi égal à 2; sa valeur est généralement comprise en 2.0 et 2.5 (Carman, 1937).

Pour la suite, la valeur de perméabilité retenue est celle déterminée par le tracé de la courbe de gradient de pression. Avec cette méthode, le nombre d'approximations a été réduit.

### 3.3.2.3 Corrélations non dimensionnelles du gradient de pression

L'adimensionnalisation de l'équation de Darcy-Forchheimer faisant apparaître la perméabilité permet de modéliser le gradient de pression dans le régime de Forchheimer avec une relation linéaire en fonction de nombre de Reynolds basé sur la perméabilité  $Re_k$  qui s'écrit (Kececioğlu & Jiang, 1994) :

$$Re_k = \frac{\rho_f u_D \sqrt{\frac{K}{\Phi^3}}}{\mu} \quad (3.6)$$

Les corrélations basées sur  $Re_k$  sont du premier ordre et se présentent sous la forme :

$$-\frac{\partial p}{\partial z} \frac{K}{\mu u_D} = C'_1 + C'_2 Re_k \quad (3.7)$$

La Figure 3.5 présente l'évolution déterminée dans cette étude et la compare avec les corrélations de la littérature fournies dans l'ANNEXE III. Une première observation montre que l'évolution est bien linéaire. La pente de la droite tracée est plus petite que celles des corrélations présentées. La corrélation proposée par Fand et al. (1987) est celle qui se rapproche le plus du modèle de cette étude avec un écart maximal de 21% pour des vitesses proches de la transition vers le régime laminaire non linéaire. Ils proposent une autre corrélation dédiée à ce régime et au régime turbulent ce qui explique l'écart qui s'accroît à mesure que l'écoulement s'approche de la transition. Les relations proposées par Ergun (1952) et Macdonald, El-Sayed, Mow et Dullien (1979) sont plus universelles : elle

s'applique au régime turbulent et leur plage de validité s'étend bien au-delà de celle testée ici. Kececioğlu et Jiang (1994) ont comparé leurs résultats expérimentaux pour un écoulement à travers des sphères avec les corrélations présentées. Ils ont obtenu un écart important sur la pente de la droite ce qui les a conduits à déterminer leurs propres coefficients. Leur dispositif expérimental ainsi que leur milieu poreux sont assez similaires à celui de Fand et al. (1987) ce qui montre que la nature géométrique du milieu (amoncellement de sphères solides) n'a pas d'influence sur la description du gradient de pression avec un paramètre intrinsèque au milieu poreux comme la perméabilité. Dans le cas de la présente étude, une description au moyen de la corrélation de Fand et al. (1987) peut-être satisfaisante pour des vitesses éloignées de la transition vers le régime laminaire non linéaire. Il a été vu que la perméabilité est un paramètre délicat à déterminer et l'erreur sur sa valeur engendre les écarts observés sur le gradient de pression.

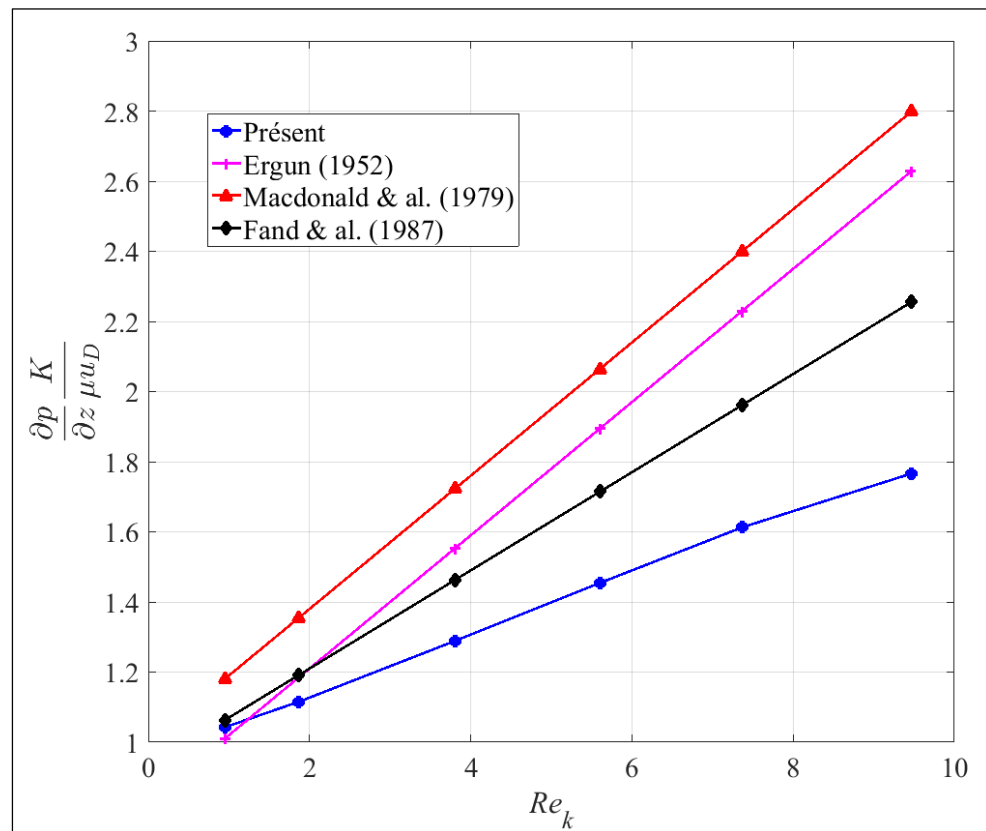


Figure 3.5 Comparaison du gradient de pression adimensionné par la perméabilité avec les corrélations de la littérature

### 3.4 Analyse microscopique de l'écoulement

La résolution à l'échelle des pores permet d'analyser l'écoulement aux plus petites échelles du milieu poreux. L'échelle d'étude correspondante est celle d'un pore du milieu poreux. Le lieu d'observation de l'écoulement est un pore situé à mi-hauteur de la colonne. À cet endroit, l'écoulement est pleinement développé. Les champs scalaires et vectoriels qui vont être présentés sont tracés dans différents plans de coupe afin de comprendre comment l'écoulement chemine au travers de la colonne fluide poreuse.

Les deux plans médians de la colonne, qui sont également des plans de symétrie, seront désignés par la lettre  $M$  suivie de la normale :  $(Mx)$  ou  $(My)$ . Des observations dans des plans décalés par rapport à ces plans médians sont également faites. Ces deux plans seront désignés par  $(Dx)$  ou  $(Dy)$ . Le couple de plans d'observation de normale  $x$  (dans le plan  $y-z$ ) est présenté en Figure 3.6. Le second couple est identique mais selon la normale  $y$  (dans le plan  $x-z$ ).

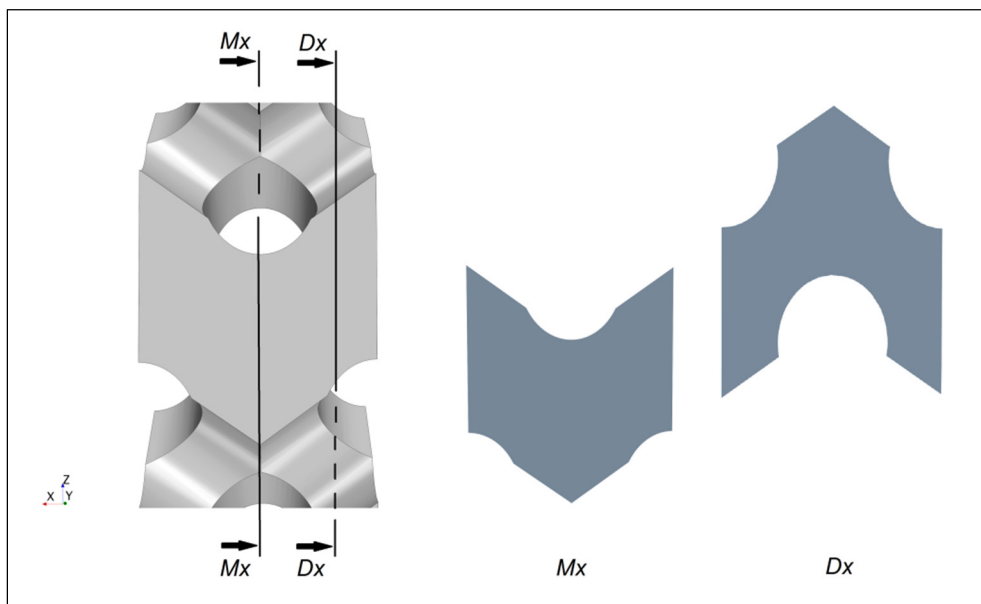


Figure 3.6 Couple de plans d'observation de normale  $x$

### 3.4.1 Observation de l'écoulement en régime de Forchheimer ( $6 < Re_p < 65$ )

Cette section présente les observations faites dans le cas d'une vitesse d'entrée de l'écoulement dans la colonne de 0.4m/s soit un nombre de Reynolds de pore voisin de 30. D'après la Figure 3.3, il s'agit donc bien d'un écoulement de Forchheimer.

#### 3.4.1.1 Champs scalaires de pression et de vitesse

Une visualisation en parallèle des champs scalaires instantanés de vitesse adimensionnée par la vitesse d'entrée (Figure 3.7.A) et de pression (Figure 3.7.B) sur le plan ( $Dx$ ) est présentée. Des analogies évidentes apparaissent en comparant ces champs avec ceux présentés par Namgyun et al. (2006) sur un écoulement 2D au travers un arrangement non aligné de cylindres. Juste en amont des parties cylindriques, des points de stagnation existent et correspondent à des régions de haute pression. En aval des parties cylindriques, l'écoulement subit une brusque accélération car la section de passage se rétrécit entre les deux cylindres plus en aval. La symétrie de l'écoulement est à noter : elle s'observe quel que soit le plan d'observation choisi comme l'illustrent les champs tracés sur le plan ( $Mx$ ) en Figure 3.8. Les champs sur les plans de normale  $y$  sont strictement identiques. Sur les parois des éléments cylindriques, la condition de non-glissement induit une vitesse nulle.

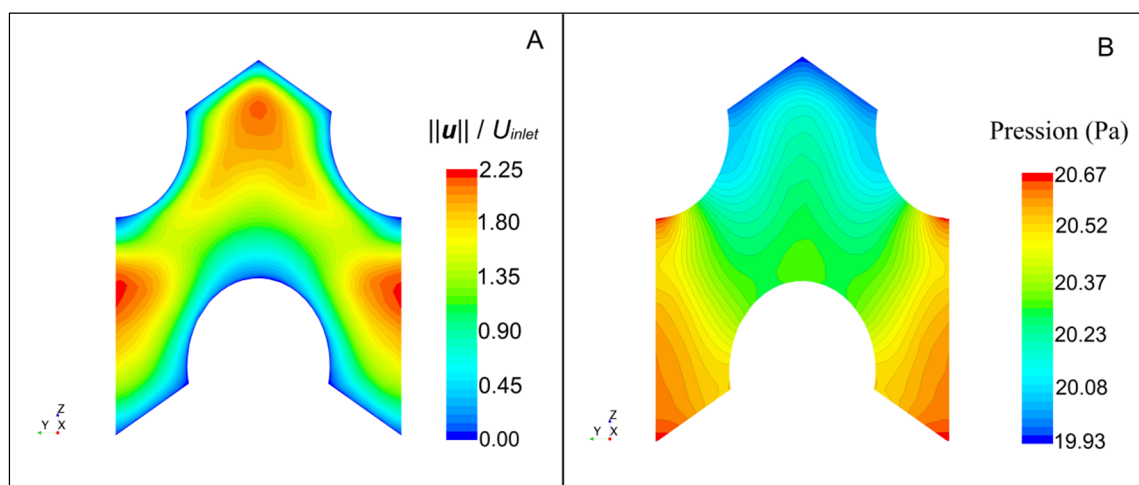


Figure 3.7 Champs scalaires instantanés sur le plan ( $Dx$ ) pour l'écoulement de Forchheimer ( $U_{inlet}=0.4\text{m/s}$ ). A : Vitesse adimensionnelle; B : Pression relative

Localement la norme de la vitesse atteint des valeurs plus élevées (d'environ 90cm/s) que la vitesse d'entrée de 40cm/s, soit un facteur 2.25 dû aux accélérations locales du fluide. Kopanidis et al. (2010) rapportent un facteur légèrement inférieur à 2 sur une visualisation de l'écoulement 3D dans une mousse céramique haute porosité (0.97); par contre, la largeur relative des pores est plus importante que dans le modèle présenté ici, l'accélération locale du fluide est donc moins grande. Dans une structure de type treillis et de porosité 0.76, un facteur 2.2 est obtenu par Habisreuther et al. (2008) Les résultats sont donc consistants entre eux.

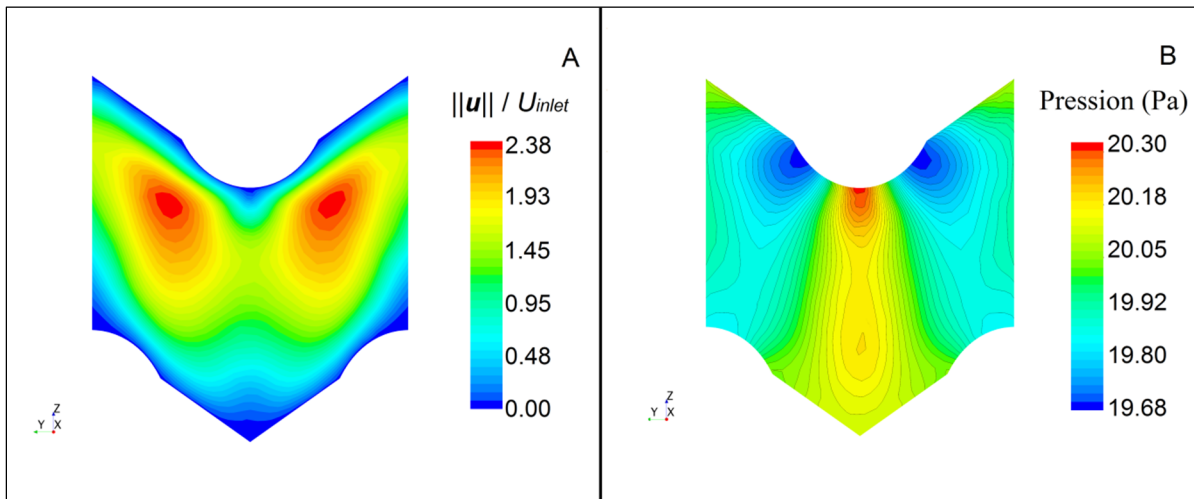


Figure 3.8 Champs scalaires instantanés sur le plan ( $Mx$ ) pour l'écoulement de Forchheimer ( $U_{inlet}=0.4\text{m/s}$ ). A : Vitesse adimensionnelle; B : Pression relative

Une visualisation des champs instantanés à différents pas de temps (non fournie ici), montre que l'écoulement est stationnaire : l'écoulement contourne les obstacles solides cylindriques et recolle symétriquement en aval de ces obstacles sans qu'apparaissent, ni déviation, ni oscillations de l'écoulement. Le régime de Forchheimer est donc bien un régime d'écoulement laminaire. Une estimation du nombre de Reynolds microscopique basé sur le diamètre des éléments cylindriques du milieu poreux (équation (2.19) avec  $D=5.53\times 10^{-4}\text{m}$ ) et l'écoulement perpendiculaire aux éléments cylindriques, donne  $Re_D \approx 22$ . Or pour ce nombre de Reynolds, l'écoulement autour d'un cylindre isolé est effectivement stationnaire (Rajani et al., 2009). La Figure 3.9 donne une comparaison entre les champs de vitesse et de

pression obtenus par Habisreuther et al. (2008) avec ceux de cette étude. L'observation est faite sur une connexion de la structure étudiée (représentée en gris).

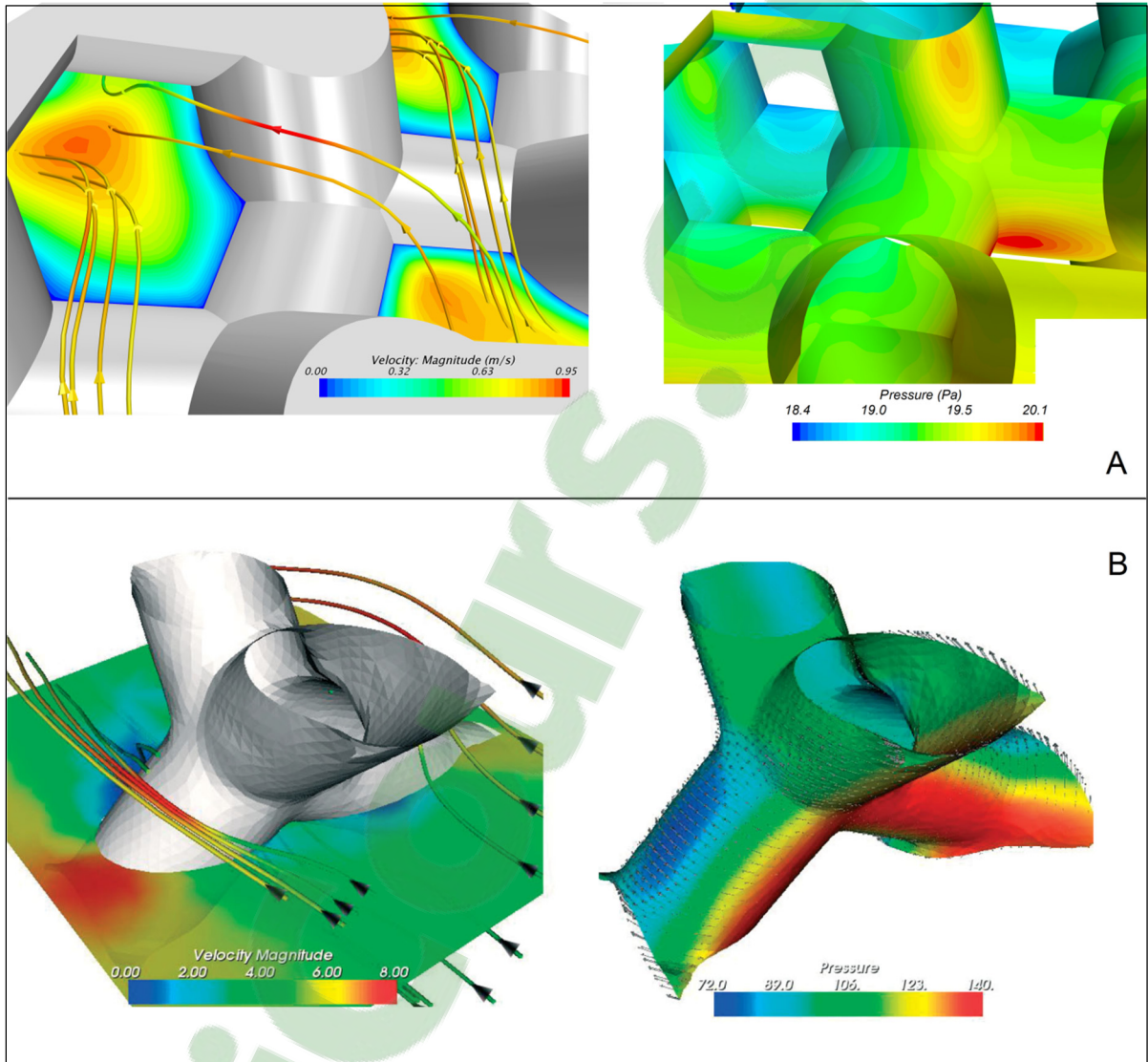


Figure 3.9 Champs de vitesse instantanés (à gauche) et de pression (à droite) sur une connexion de la structure. A : Résultats de la présente étude ( $U_{inlet} = 0.4 \text{ m/s}$ ); B : Habisreuther et al. (2008) ( $U_{inlet} = 3.6 \text{ m/s}$ )

Au passage d'un élément cylindrique, une accélération de l'écoulement apparaît et en conséquence une diminution de la pression statique. La pression (dynamique) est maximale aux points d'arrêt où l'écoulement « frappe » la partie amont de la connexion. Les ratios

entre la vitesse locale maximale dans l'interstice et la vitesse d'entrée sont en accord (environ 2). Le saut de pression au passage de la connexion est en revanche très disparate : 2Pa dans cette étude contre 70 pour Habisreuther et al. (2008) car l'écoulement possède un nombre de Reynolds moyen environ trois fois supérieur à l'écoulement simulé ici (110 contre 32), induisant un gradient de pression plus important dû aux effets inertiels et aux pertes par frottements visqueux plus conséquentes.

### 3.4.1.2 Champs vectoriels de vitesse

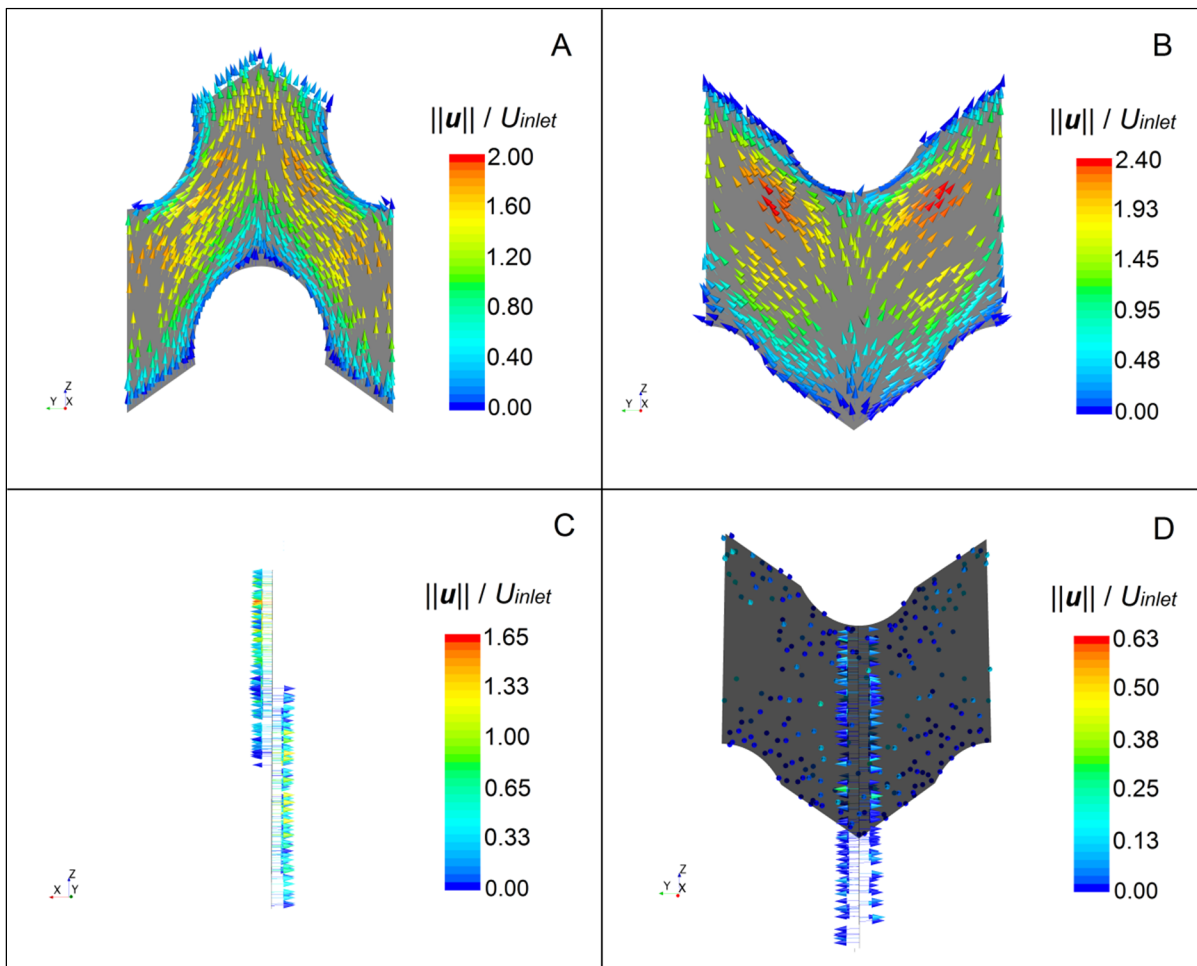


Figure 3.10 Champs vectoriels instantanés de vitesse adimensionnelle pour l'écoulement de Forchheimer ( $U_{inlet}=0.4\text{m/s}$ ). A : composante tangentielle sur le plan  $(Dx)$ ; B : Composante tangentielle sur le plan  $(Mx)$ ; C : Composante normale sur le plan  $(Dx)$ ; D : Composante normale sur les plans  $(Mx)$  et  $(My)$



Le champ vectoriel instantané de vitesse sans dimension associé à cet écoulement est tracé : les Figures 3.10.A et 3.10.B présentent respectivement la composante tangentielle des vecteurs vitesse projetés sur les plans  $(Dx)$  et  $(Mx)$ . Le tracé de la composante vectorielle est complémentaire au champ scalaire : les observations faites sur la symétrie de l'écoulement peuvent être vérifiées ainsi que les zones de faibles vitesses et d'accélération de l'écoulement. En outre, il faut souligner la présence d'une zone de recollement de l'écoulement juste en aval des parties cylindriques et sans recirculation visible.

Le champ normal est présenté sur le plan  $(Dx)$  en Figure 3.10.C. La magnitude de cette composante est du même ordre de grandeur que la composante tangentielle. De plus la direction du champ s'inverse; le tracé des lignes de courant dans la section suivante permet de dire que cela est dû au contournement d'une partie cylindrique par l'écoulement. Sur la Figure 3.10.D, le champ de la composante normale de vitesse est visualisé sur les deux plans médians. Il montre une composante d'intensité très petite devant la composante tangentielle. De plus, les vecteurs n'ont pas une direction déterminée et pointent dans des directions contraires.

En résumé, les différentes projections du champ vectoriel de vitesse sur les plans médians montrent que la composante normale est négligeable devant la composante tangentielle. Sur les plans décalés, les deux composantes sont du même ordre de grandeur. Il est donc possible de conclure que l'écoulement circule dans la colonne sans traverser ses plans médians. L'observation des lignes de courant va confirmer cette affirmation.

### 3.4.1.3 Lignes de courant

Les plans médians longitudinaux divisent la colonne en quatre parties identiques. Le tracé des lignes de courant de l'écoulement le long de la colonne est présenté en Figure 3.11 conjointement avec le champ scalaire de vitesse sans dimension sur le plan  $(Mx)$ . Par convenance, c'est la matrice solide qui est représentée et l'écoulement circule au travers. La condition de périodicité est utilisée pour permettre une visualisation sur plusieurs colonnes. L'observation suggère une division de l'écoulement dans chacune des quatre parties de la colonne. Cette observation était pressentie dans la partie précédente : la composante normale

de vitesse sur les plans médians étant très petite, l'écoulement ne traverse pas ces plans et chemine de manière confinée dans un quartier de la colonne. Une étude sur l'écoulement 3D dans une matrice à fibres lamellaires en  $\text{Al}_2\text{O}_3$  rapporte ce comportement similaire de « channeling » (J.M.C. Pereira et al., 2010). C'est-à-dire que la structure de la matrice impose à l'écoulement une direction préférentielle. Dans le cas précis des structures lamellaires, l'écoulement ne possède pas de symétrie angulaire ce qui est le cas ici : la trajectoire de l'écoulement rencontre les parties cylindriques de la matrice poreuse ce qui donne aux lignes de courant un profil hélicoïdal.

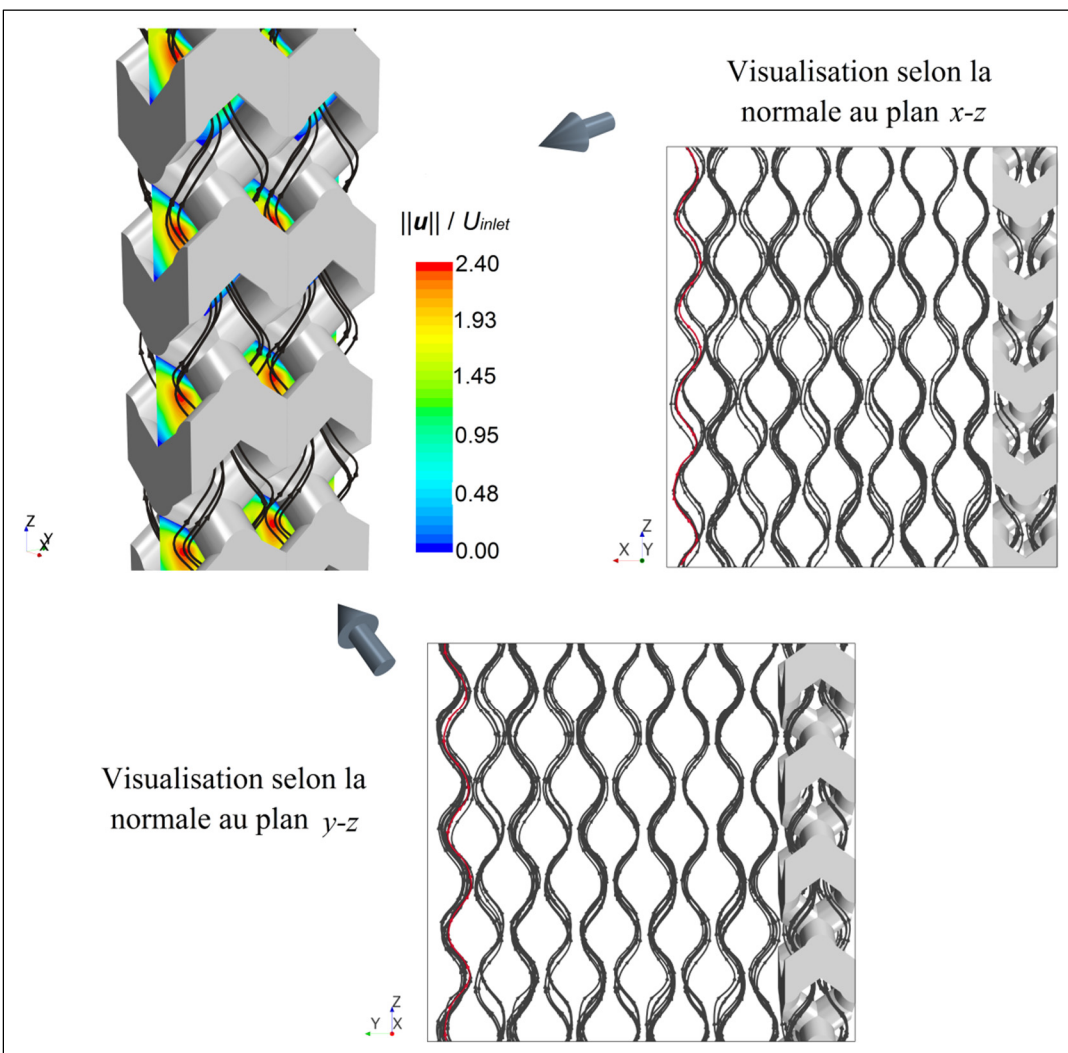


Figure 3.11 Lignes de courant dans le régime de Forchheimer ( $U_{inlet}=0.4\text{m/s}$ ) et projection orthogonale d'une ligne de courant (en rouge) dans les plans de normales  $x$  et  $y$

Les visualisations de ces trajectoires projetées dans les plans de normales  $x$  et  $y$  montrent bien qu'une ligne (représentée en rouge) n'occupe pas un espace plus large qu'une demi-largeur de colonne. Cette division de l'écoulement et son caractère ordonné supposent une absence de « brassage » du fluide à l'échelle macroscopique; cette observation par transfert d'échelle montre que le régime d'écoulement est bien laminaire.

### 3.4.2 Observation de l'écoulement en régime laminaire non linéaire ( $Re_p > 65$ )

Le régime laminaire non linéaire n'a pas vocation à être détaillé longuement dans cette étude mais deux cas de simulation pour l'écoulement froid ont été réalisés et il semble opportun d'étudier les aspects qui différencient ce régime de l'écoulement de Forchheimer. Les observations sont faites pour une vitesse d'entrée de l'écoulement dans la colonne de 1m/s soit un nombre de Reynolds de pore proche de 80.

#### 3.4.2.1 Champs scalaires de pression et de vitesse

Une visualisation en parallèle du champ instantané de vitesse adimensionnée (Figure 3.12.A) et de pression (Figure 3.12.B) sur le plan ( $Dx$ ) est présentée. La magnitude de vitesse dans les interstices des pores est plus importante à cause de la vitesse d'entrée plus importante. Néanmoins il est notable que le ratio de vitesse sans dimension soit conservé par rapport à l'écoulement de Forchheimer. La différence majeure avec les champs regardés plus avant est la rupture de la symétrie de l'écoulement. Au passage de l'élément cylindrique, l'écoulement en aval est dévié. Dans la section 1.3.1, il a été présenté que la transition entre le régime de Forchheimer et le régime laminaire non linéaire se caractérise par une modification de l'écoulement : un décalage graduel des lignes de courant dans l'écoulement à micro-échelle est observé dû aux forces inertielles devenant très prédominantes. C'est cela qui est observé ici.

Une analogie avec l'écoulement autour d'un cylindre isolé peut être faite : à faibles nombres de Reynolds ( $Re_D < 47$  (Norberg, 2003)) l'écoulement en aval du cylindre « recolle » de façon symétrique et est stationnaire. Au-delà, une instabilité dans sillage est observée (voir section 2.5.1 à  $Re_D = 100$ ). Une estimation du nombre de Reynolds microscopique basé sur le

diamètre des éléments cylindriques du milieu poreux et utilisant la vitesse d'écoulement perpendiculaire au cylindre (équation (2.19) avec  $D=5.53 \times 10^{-4}$ m) donne  $Re_D \approx 55 > 47$ , ce qui peut justifier la présence de cette instabilité.

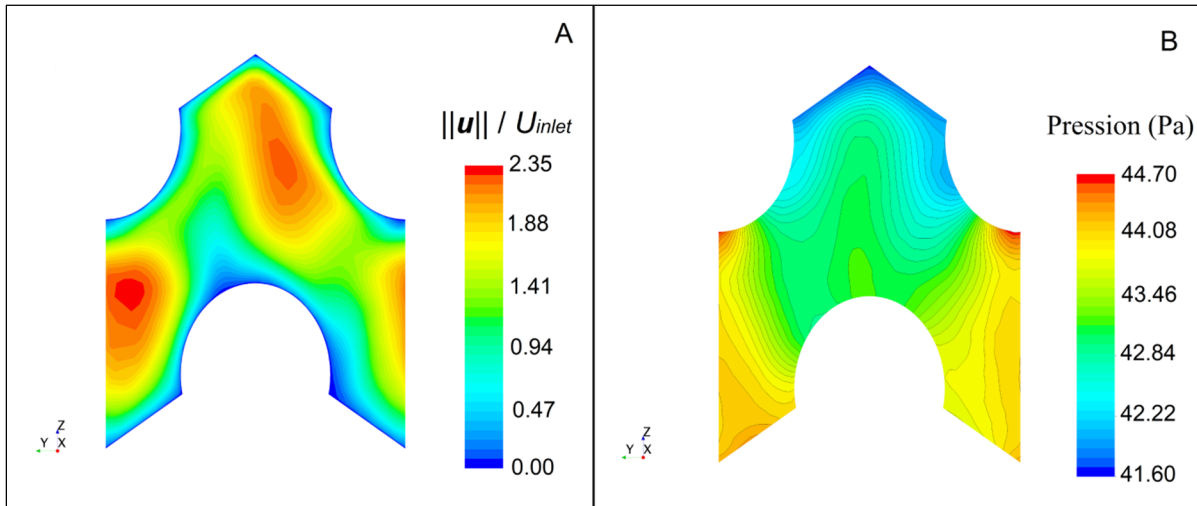


Figure 3.12 Champs scalaires instantanés sur le plan ( $Dx$ ) en régime laminaire non linéaire ( $U_{inlet}=1\text{m/s}$ ). A : Vitesse adimensionnelle ; B : Pression relative

Il a été vu dans le chapitre 2 que l'écoulement autour d'un cylindre isolé est dans ce cas instationnaire, avec une émission périodique de structures de vorticité dans le sillage du cylindre. Pour un écoulement en milieu poreux en régime laminaire non linéaire une instationnarité (de fréquence d'ordre de grandeur 1Hz) peut être constatée (Kaviany, 1995). Pour vérifier si tel est le cas, la Figure 3.13 montre les champs scalaires instantanés de vitesse sans dimension, captés   différents pas de temps sur une hauteur de 3 pores situés à mi-hauteur de la colonne. Quel que soit l'intervalle de temps, l'écoulement demeure fixe et stationnaire. Le sens de déviation de l'écoulement n'est pas modifié, ni dans le temps, ni dans l'espace comme cela est visible sur la Figure 3.13. L'écoulement dévie donc de sa trajectoire initiale mais ne présente pas d'oscillations. Le confinement (proximité de parois solides) de l'écoulement et la proximité des cylindres entre eux peut justifier ce phénomène : le confinement retarde l'émission périodique de tourbillons à des nombres de Reynolds plus élevés (Singha & Sinhamahapatra, 2010). De plus, l'étude de Carmo et Meneghini (2006) sur des cylindres montés en tandem montre l'interférence entre le sillage du cylindre en amont et

la présence d'un cylindre en aval : plus les deux cylindres sont rapprochés, plus l'émission de tourbillons devient difficile voire nulle.

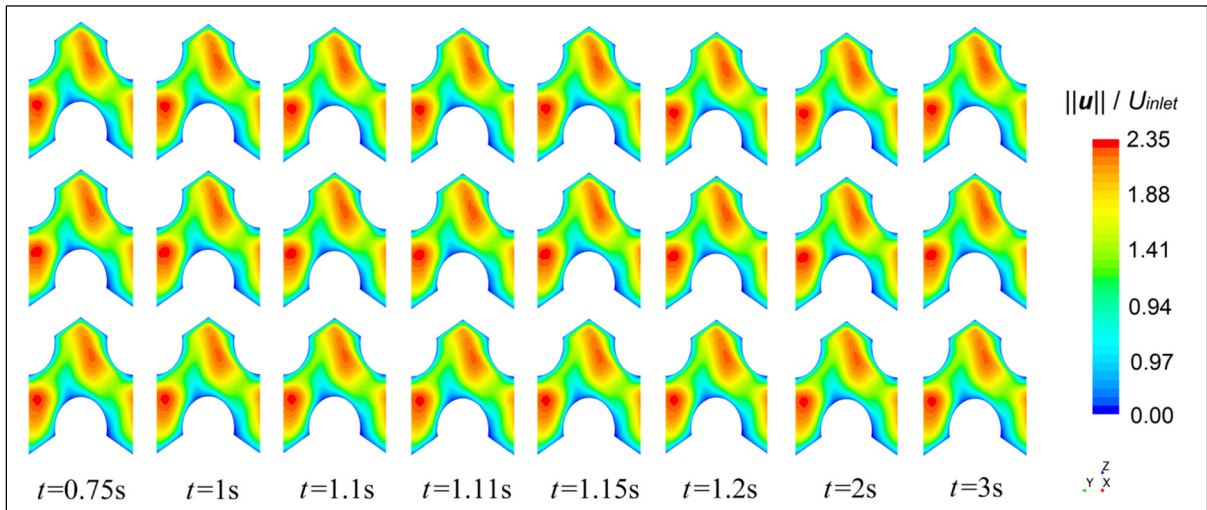


Figure 3.13 Champs scalaires instantanés de vitesse adimensionnelle sur le plan ( $Dx$ ) à différents instants en régime laminaire non linéaire ( $U_{inlet}=1\text{m/s}$ )

Pour confirmer le caractère stationnaire de l'écoulement, une visualisation du coefficient de force dans la direction normale à l'écoulement principal dans le temps est réalisée sur deux éléments cylindriques en vis-à-vis à mi-hauteur de la colonne (Figure 3.14). La méthode est analogue à celle utilisée pour tracer le coefficient de portance pour le cas du cylindre isolé (Figure 2.5) Sur les deux cylindres une oscillation de l'écoulement est visible pour les premiers pas de temps en régime transitoire. Le coefficient de force devient ensuite constant et un régime stationnaire est atteint. Il s'agit ici de faire une observation qualitative plutôt que quantitative : la valeur du coefficient n'est pas pertinente étant donnée l'approximation faite pour obtenir une valeur exacte de la surface projetée de l'élément cylindrique ainsi que de son orientation par rapport à l'écoulement. Ce graphe permet de constater que l'écoulement vient exercer une force sur les parties cylindriques et dans une direction privilégiée fixe. De plus, en régime permanent, cette force n'est pas oscillatoire et de moyenne nulle comme dans le cas du cylindre isolé. Il n'y a donc pas d'oscillation de l'écoulement et celui-ci prend une direction fixe, qui n'est pas la direction principale de l'écoulement, en exerçant sur le cylindre une force constante. Enfin, la normale sur chaque surface cylindrique est orientée

positivement et les coefficients de force associés à deux surfaces en vis-à-vis sont de signes opposés ce qui signifie que la déviation de l'écoulement se fait dans le même sens. Pour la clarté de la représentation, les coefficients pour les deux autres cylindres en vis-à-vis ne sont pas représentés mais ils confirment ce qui vient d'être explicité à savoir que la déviation de l'écoulement conserve le même sens. La stationnarité de l'écoulement justifie donc que ce régime reste laminaire.

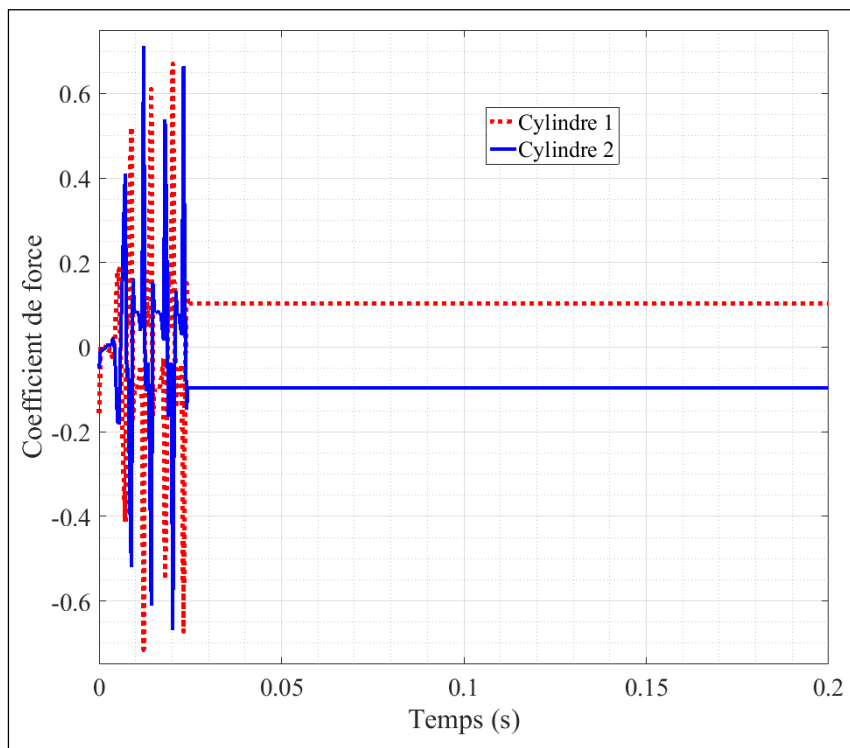


Figure 3.14 Coefficients de force sur deux éléments cylindriques en vis-à-vis à mi-hauteur de la colonne ( $U_{inlet}=1\text{m/s}$ )

### 3.4.2.2 Champs vectoriels de vitesse

Le champ vectoriel instantané de vitesse sans dimension associé à cet écoulement est présenté ci-dessous. Les Figures 3.15.A et 3.15.B présentent la composante tangentielle des vecteurs vitesse projetés sur les plans ( $Dx$ ) et ( $Mx$ ) respectivement. La dissymétrie de l'écoulement n'apparaît que sur le plan décalé par rapport aux plans médians. En effet l'observation de la composante tangentielle de vitesse sur le plan médian ne montre aucune

déviations de l'écoulement. Il est symétrique comme précédemment avec l'écoulement de Forchheimer mais avec une norme plus importante. En revanche, la déviation est bien visible sur un plan décalé : l'orientation des vecteurs vitesse montre un recollement de l'écoulement désaxé du centre de la colonne. Aucune recirculation n'est visible juste en aval de la partie cylindrique.

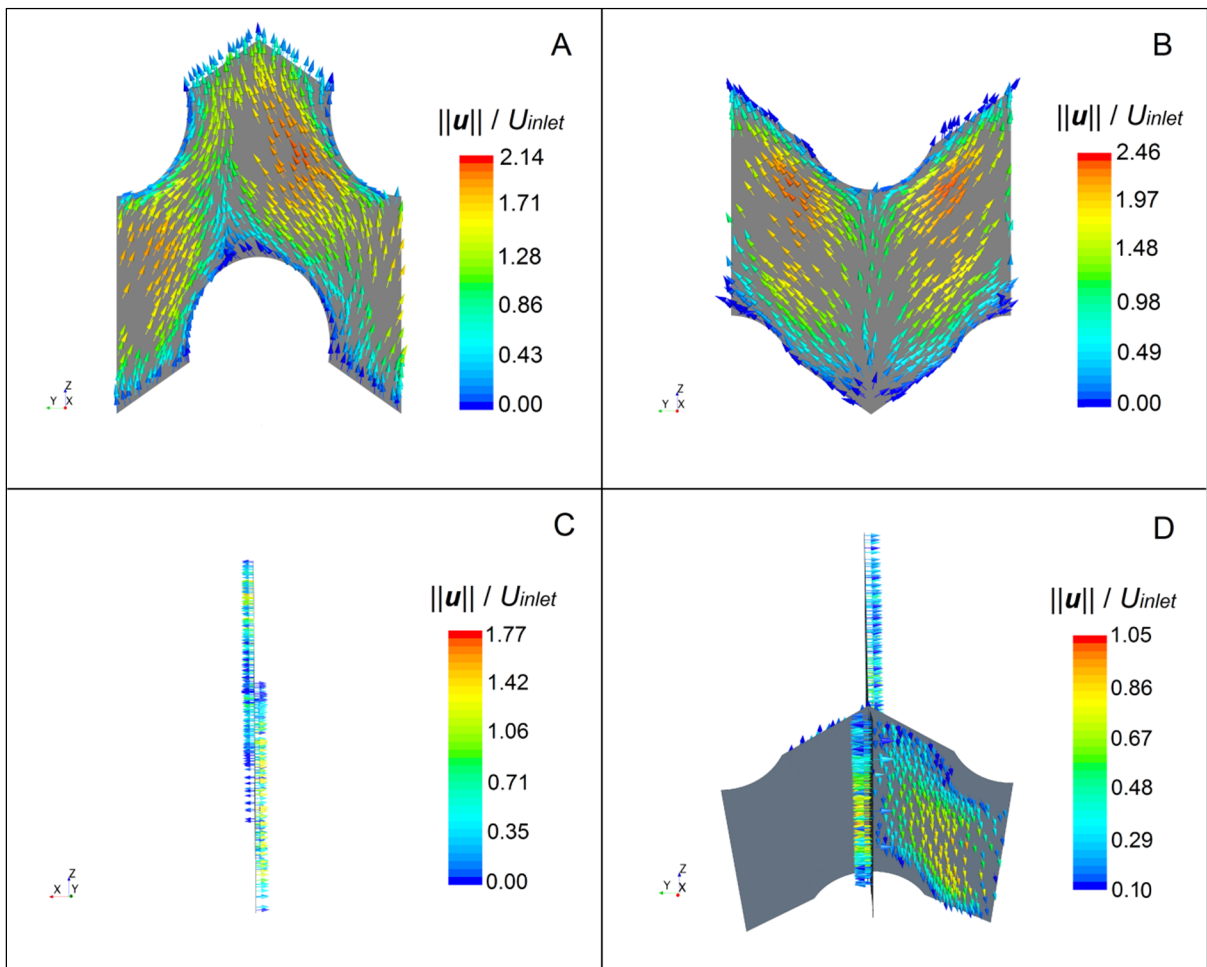


Figure 3.15 Champs vectoriels instantanés de vitesse adimensionnelle en régime laminaire non linéaire ( $U_{inlet}=1\text{m/s}$ ). A : composante tangentielle sur le plan  $(Dx)$ ; B : Composante tangentielle sur le plan  $(Mx)$ ; C : Composante normale sur le plan  $(Dx)$ ; D : Composante normale sur les plans  $(Mx)$  et  $(My)$

Le champ normal est présenté sur le plan  $(Dx)$  en Figure 3.15.C. Ce champ est très similaire à celui présenté dans le cas de l'écoulement de Forchheimer; seule la norme de la vitesse est ici

plus importante. Sur la Figure 3.15.D, le champ de la composante normale de vitesse est visualisé sur les deux plans médians. Contrairement à l'écoulement de Forchheimer, la norme de cette composante est ici non négligeable et l'orientation des vecteurs indique un tournoiement de l'écoulement au sein de la colonne (dans le sens antihoraire sur la figure). Leur orientation confirme l'observation faite sur les coefficients de force : la déviation de l'écoulement garde le même sens. Ceci suggère qu'une particule fluide n'est plus confinée dans un quartier de la colonne mais traverse ses plans de symétrie. Le tracé d'une ligne de courant dans la section suivante permettra de déduire la trajectoire de cette particule.

### 3.4.2.3 Lignes de courant

Un tracé de la trajectoire d'une particule fluide est donné en Figure 3.16 pour l'écoulement en régime laminaire non linéaire (en rouge). En comparaison, la trajectoire pour le régime de Forchheimer est également représentée (en bleu). Très clairement, il apparaît que la trajectoire d'une particule n'est plus confinée au sein de la colonne mais occupe un espace bien plus large. Le comportement s'apparentant à du « channeling » n'existe plus. Ce tracé est rendu possible grâce à la condition de périodicité sur les parois latérales du domaine de calcul. En effet, grâce à cette condition, si la ligne « sort » par une extrémité, un segment de ligne « rentrant » est visible sur la face opposée. La ligne complète est obtenue par reconstruction en plaçant chacun des segments bout à bout. Les projections orthogonales de la ligne de courant (en rouge) dans les plans de normales  $x$  et  $y$  montrent comment cette ligne croise les autres trajectoires et illustrent qu'une particule fluide se déplace dans tout le milieu poreux; il est possible de se figurer le mélange de l'écoulement à l'échelle macroscopique qui s'opère alors.

Ce résultat est dû à la condition de périodicité sur les parois latérales du domaine. Or cette condition limite n'est pas adéquate partout pour modéliser l'intégralité du milieu poreux qui est confiné par sa paroi solide à sa limite. Un modèle plus réaliste d'un milieu poreux cylindrique pourrait être obtenu avec une géométrie axisymétrique et une condition de périodicité par rotation. Cependant cela demande un domaine de calcul bien plus large augmentant la durée des calculs.



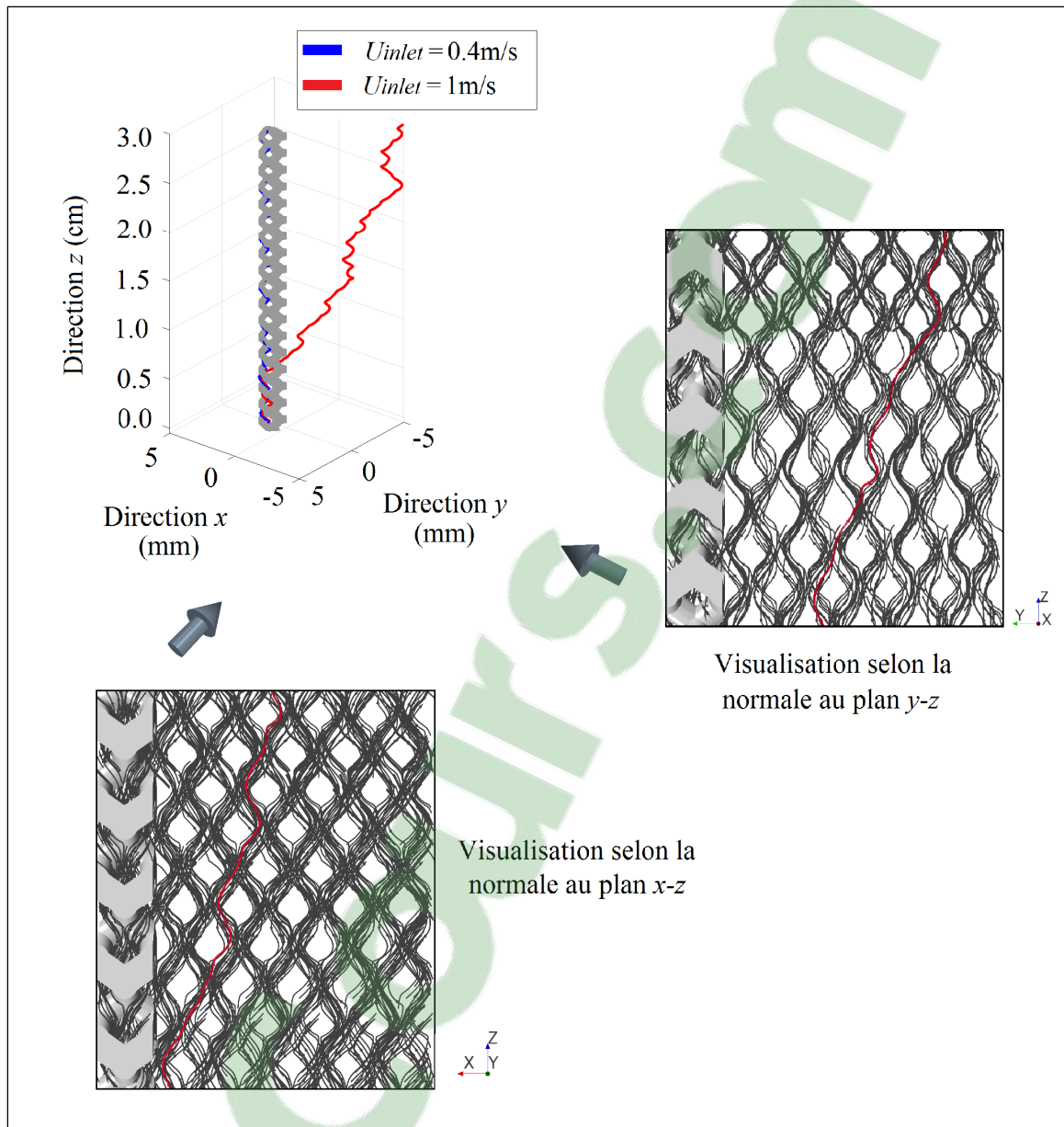


Figure 3.16 Lignes de courant en régime laminaire non linéaire ( $U_{inlet}=1\text{m/s}$ ) et projections orthogonales d'une ligne de courant (en rouge) dans les plans de normales  $x$  et  $y$

### 3.5 Étude de la dispersion dans le milieu poreux

Cette section pose un regard plus quantitatif sur les observations faites dans les paragraphes précédents. Il a été vu que le régime de Forchheimer se caractérise par une absence de mélange macroscopique dû au phénomène de « channeling ». À l'inverse, en

régime laminaire non linéaire, les déviations de l'écoulement induisent un mélange à l'échelle globale. Cette section cherche à comprendre l'origine de ces déviations.

Dans les milieux poreux, le mélange résulte d'un processus instationnaire et irréversible nommée *dispersion hydrodynamique*. Si un traceur identifié est émis d'une source locale, il va graduellement se propager et occuper un espace de plus en plus grand dans le domaine fluide (Bear, 2013). Ce phénomène de transport implique à la fois de la *convection* et de la *diffusion moléculaire*. La diffusion moléculaire qui peut avoir lieu en l'absence de mouvement n'est pas l'objet de cette discussion. En revanche, le transport par convection est lui favorisé par la microstructure complexe de la matrice et les variations de vitesse dans toutes les directions. En contournant l'obstacle solide (obstruction à l'écoulement) et à cause de la condition de non glissement sur la paroi, de la quantité de mouvement axiale est transférée en quantité de mouvement radiale, rendant le champ de vitesse non-homogène. Or en traversant une région avec un gradient de vitesse axiale, le flux radial est cisailé (Prausnitz, 1958; Taylor, 1953). Ces deux facteurs combinés (vitesse nulle aux parois et obstruction à l'écoulement) génèrent de la dispersion dans l'écoulement aussi appelée *dispersion mécanique* (Bear, 2013). C'est cette dernière qui fait l'objet de ce paragraphe. Ainsi, une tentative d'estimation de la dispersion axiale dans le milieu poreux due à ces deux facteurs est effectuée afin de permettre une comparaison avec les résultats obtenus avec des mousses aléatoires (Parthasarathy et al., 2013). Pour cette première estimation, la corrélation présentée par l'équation (3.10) sera utilisée tout comme dans les travaux de (Parthasarathy et al., 2013). Pour confirmer cette première évaluation, une étude rigoureuse de la dispersion d'un traceur identifié dans le milieu poreux (selon la méthodologie présentée dans Parthasarathy et al. (2013)) devrait toutefois être conduite lors de travaux ultérieurs, tel que suggéré dans la section recommandations de ce mémoire. Ceci permettrait de confirmer les observations rapportées dans cette section.

La quantification de la dispersion axiale est effectuée par observation des fluctuations spatiales (valeurs r.m.s.) des différentes composantes de la vitesse à un instant  $t$  fixé (Figure 3.17). Ces fluctuations sont regardées sur toute la hauteur de la colonne et les moyennes sont calculées dans le plan  $x$ - $y$ . Les écoulements étant stationnaires, les fluctuations temporelles n'ont pas besoin d'être regardées. Une première observation est que quel que soit le régime,

toutes les composantes de vitesse fluctuent dans l'espace. L'importante relative de la dispersion axiale sur la diffusion moléculaire est traduite par le nombre sans dimension de Péclet (Delgado, 2007) :

$$Pe_m = \frac{\langle u \rangle D_p}{D_m} \quad (3.8)$$

$$Pe_L = \frac{\langle u \rangle D_p}{D_L} \quad (3.9)$$

où  $\langle u \rangle$  est la magnitude moyenne de la vitesse et  $D_p$  le diamètre de pore. L'équation (3.8) est basée sur le coefficient de diffusion moléculaire du gaz ( $D_m=1.3 \times 10^{-5} \text{m}^2/\text{s}$  pour l'air (Parthasarathy et al., 2013)) tandis que l'équation (3.9) est basée sur le coefficient de dispersion axiale  $D_L$ . Pour les écoulements de gaz en milieu poreux, une valeur asymptotique de 2 est déterminée pour  $Pe_L$  indépendamment de la nature (sphères solides, mousses éponges, structures ordonnées) et des paramètres structuraux du milieu (porosité, densité de pore) (Edwards & Richardson, 1968; Parthasarathy et al., 2013; Prausnitz, 1958). Le coefficient de dispersion axiale est évalué au moyen de la corrélation suivante basée sur les travaux de Edwards et Richardson (1968) :

$$D_L = \frac{D_m}{\tau} + 0.5 \langle u \rangle D_p \quad (3.10)$$

Cette corrélation approxime le coefficient de dispersion axiale pour des valeurs intermédiaires de vitesses ( $1 \leq Re_p \leq 100$ ) (Wilhelm, 1962) où diffusion moléculaire et dispersion de quantité de mouvement s'additionnent (Delgado, 2007). En deçà de cette plage, la dispersion est déterminée par la diffusion moléculaire; au-delà, la diffusion est purement due aux effets mécaniques (non glissement à la paroi et contournement d'obstacles). L'estimation de  $D_L$  est cependant sous-estimée par rapport aux résultats expérimentaux (Delgado, 2007). Elle est jugée suffisante pour les besoins de cette étude.

Le tableau de l'ANNEXE IV présente les résultats de cette analyse pour six vitesses d'entrée de l'écoulement : trois dans le régime de Forchheimer (0.2; 0.4 et 0.6m/s), une dans la zone de transition (0.8m/s,  $Re_p=61$ ) et deux en régime laminaire non linéaire (1 et 1.5m/s). Les fluctuations spatiales des composantes de vitesses ( $u_{i,rms}$ ) sont prises comme étant la moyenne spatiale arithmétique de la valeur r.m.s. des fluctuations présentées en Figure 3.17.

En régime de Forchheimer, les ratios  $u_{i,rms}/\langle u \rangle$  sont constants : les fluctuations transverses et la fluctuation de la composante axiale représentent environ 51% et 53% de la vitesse moyenne. Ceci est visible sur la Figure 3.17.A : les valeurs moyennes des fluctuations sont quasi égales.

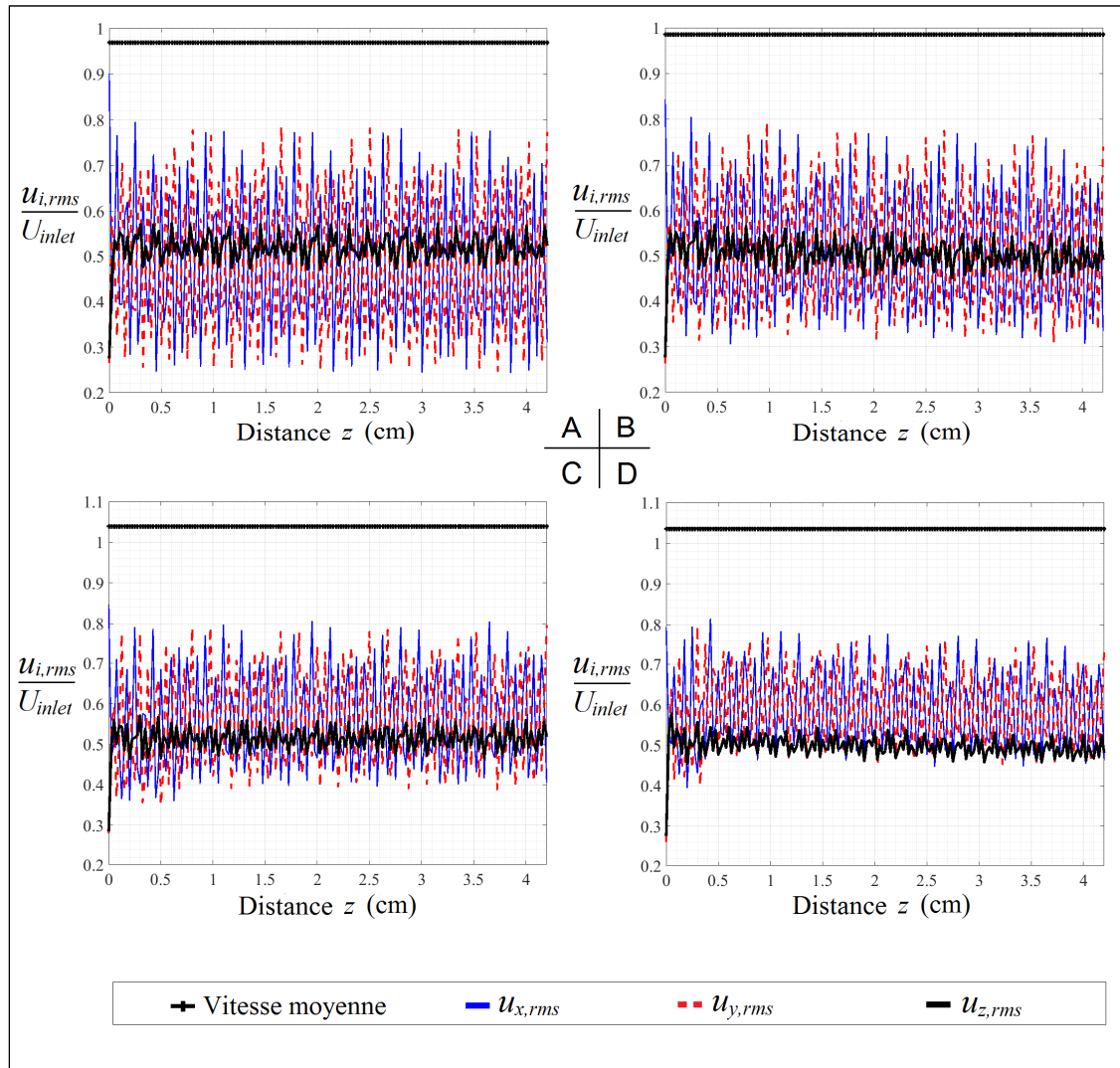


Figure 3.17 Fluctuations spatiales instantanées des composantes de vitesse sans dimension.  
 A : Régime de Forchheimer ( $U_{inlet}=0.4\text{m/s}$ ); B : Transition ( $U_{inlet}=0.8\text{m/s}$ ); C : Régime laminaire non linéaire ( $U_{inlet}=1\text{m/s}$ ); D :  $U_{inlet}=1.5\text{m/s}$

En revanche, en régime laminaire non linéaire, l'importance relative des fluctuations radiales est plus grande que celle de la fluctuation axiale (54% contre 49% respectivement à 1m/s)

qui possède une valeur moyenne plus faible (Figure 3.17.C). Cette augmentation de 3% des fluctuations radiales et cette diminution de 3 à 5% de la fluctuation axiale peuvent être responsables des déviations observées: les fluctuations dans les directions transverses deviennent prédominantes sur l'écoulement axial. Cette caractéristique s'observe très clairement sur le cas à 1.5m/s (Figure 3.17.D). Ce constat est moins évident dans la zone de transition (Figure 3.17.B); néanmoins l'analyse quantitative montre que la composante axiale moyenne des fluctuations est très légèrement inférieure (1% de la vitesse moyenne) aux composantes transverses ce qui suffirait à induire des déviations de l'écoulement. Si la seule origine des déviations est cette prédominance des fluctuations des composantes transverses de la vitesse, alors ces déviations de l'écoulement sont bien dues aux forces inertielles prédominantes en régime laminaire non linéaire (Bear, 2013).

Aussi, le calcul du nombre de Péclet  $Pe_L$  au moyen des équations (3.8) et (3.9) permet de retrouver la valeur asymptotique de 2 déterminée dans la littérature (Figure-A IV-1). Par ailleurs le ratio entre le coefficient de dispersion axial et le coefficient de diffusivité moléculaire ( $D_L/D_m$ ) vaut entre 13 et 102 d'après les résultats de la Figure 3.17. Dans des milieux de type éponge à haute porosité, ce ratio varie de 107 à 500 (Parthasarathy et al., 2013). Les mousses possèderaient donc des propriétés de mélange supérieures au milieu structuré utilisé ici lorsque celui-ci est utilisé en régime de Forchheimer. Des propriétés de mélange dans le même ordre de grandeur que les mousses réticulées pourraient être obtenues en augmentant le nombre de Reynolds de l'écoulement vers le régime laminaire non linéaire.

Une première estimation du coefficient de dispersion axiale a été donnée. De la même façon, le coefficient de dispersion transverse peut être obtenu au moyen de la corrélation suivante :

$$D_T = \frac{D_m}{\tau} + \frac{\langle u \rangle D_p}{12} \quad (3.11)$$

Cette équation permet de reproduire le comportement asymptotique observé expérimentalement du nombre de Péclet basé sur la dispersion transverse vers une valeur égale à 12 (Delgado, 2007). L'intérêt de cette évaluation rapide des coefficients de dispersion est d'obtenir une matrice de dispersion  $\overline{\mathbf{D}}$  pour chaque vitesse appliquée à l'entrée du domaine. Ce tenseur de dispersion prend la forme suivante :

$$\overline{\overline{\mathbf{D}}} = \begin{pmatrix} D_T & 0 & 0 \\ 0 & D_T & 0 \\ 0 & 0 & D_L \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

Il peut être utilisé dans des simulations 1D afin de traduire le comportement de dispersion de l'écoulement. Sur une modélisation unidimensionnelle d'un brûleur poreux, cette méthode fournit des résultats similaires à ceux obtenus expérimentalement (Djordjevic et al., 2011).

### 3.6 Synthèse du chapitre

Un écoulement isotherme non réactif a été simulé dans le milieu poreux constitué uniquement de sa phase fluide. En faisant varier le nombre de Reynolds, trois régimes d'écoulement ont pu être distingués macroscopiquement : l'écoulement de Darcy, l'écoulement de Forchheimer ainsi que le régime laminaire non linéaire. Tous sont des régimes d'écoulement laminaire. Les frontières du régime de Forchheimer ont été définies. L'analyse macroscopique de l'écoulement a été conduite par l'observation du gradient de pression dans la colonne induit par les pertes visqueuses et les effets inertiels. Différentes corrélations issues de la littérature ont été testées pour ce milieu poreux et montrent que l'écoulement macroscopique peut-être décrit par ces relations empiriques ce qui valide le comportement à l'échelle macroscopique.

Le grand intérêt de cette étude, permis par la représentation de la structure poreuse, et d'accéder à l'observation de l'écoulement à l'échelle microscopique. Ainsi les champs de vitesse et de pression qui ont été tracés montrent les analogies entre l'écoulement dans le milieu poreux et celui observable dans un réseau de cylindres non alignés. Des similitudes s'observent également avec des écoulements dans des milieux de type éponge. En régime de Forchheimer, la symétrie de l'écoulement a pu être constatée. Le tracé des lignes de courant montre le confinement de l'écoulement au sein de la colonne (comportement similaire à du « channeling ») et l'absence de brassage à plus grande échelle.

Un cas d'écoulement en régime laminaire non linéaire où les forces inertielles jouent un grand rôle a été présenté afin de mettre en évidence les différences avec le régime de Forchheimer. Il apparaît très clairement que la symétrie de l'écoulement est brisée et que

l'écoulement subit des déviations au sein de la colonne. L'écoulement n'est plus ordonné comme l'a montré le tracé des lignes de courant ce qui révèle le mélange de l'écoulement à l'échelle globale. Une analyse plus fine sur l'origine des déviations a permis de mettre en évidence la prépondérance des fluctuations des composantes transverses de la vitesse au détriment de la composante axiale lorsque le nombre de Reynolds atteint la valeur critique. Cela vient fournir une justification possible au phénomène d'occurrence des déviations. Aussi, selon une première estimation, la dispersion axiale dans la structure ordonnée serait un ordre de grandeur inférieure en régime de Forchheimer comparativement à une mousse aléatoire.

Ainsi donc, il convient de dire que les caractéristiques du maillage déterminées au chapitre précédent semblent permettre de modéliser l'écoulement aux échelles macro et micro dans le milieu poreux, ce qui est une réponse au deuxième objectif fixé « caractériser l'écoulement à froid dans le milieu poreux aux échelles macroscopique et microscopique ».





## CHAPITRE 4

### ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT EN MILIEU POREUX EN PRÉSENCE D'UN GRADIENT DE TEMPÉRATURE

Une étude intermédiaire est conduite dans ce chapitre pour faire la transition entre l'écoulement froid et l'écoulement réactif. Un gradient linéaire de température est imposé sur la paroi du milieu poreux. Un transfert de chaleur de nature convective va donc s'établir entre le fluide froid et la paroi. Ce transfert est caractérisé macroscopiquement et validé au moyen de corrélations, puis son effet sur l'écoulement est étudié afin de répondre au troisième objectif de cette étude. Dans un brûleur poreux, des échanges de chaleur s'opèrent entre les gaz chauds et la matrice; cette partie est donc un préalable à ce qui pourra être observé lors de l'étude de l'écoulement avec combustion.

#### 4.1 Complément au modèle numérique

Un transfert de chaleur résulte d'une différence de température entre deux milieux ou au sein du même milieu. Cette nouvelle variable *température* est donc une nouvelle inconnue au problème qui requiert l'ajout d'une équation et d'une loi de comportement pour être résolu.

##### 4.1.1 Équation de conservation de l'énergie

Les équations de la physique ainsi que les schémas de résolution présentés plus avant restent appliqués dans cette partie. Le système des équations de Navier-Stokes est cependant complété par l'équation scalaire de conservation de l'énergie pour traiter la variable température. Cette équation peut s'écrire sous plusieurs formes : en température, en énergie totale ou en enthalpie totale (Versteeg & Malalasekera, 2007). Elle est ici résolue en température et s'écrit (CD-Adapco, 2016) :

$$\frac{\partial(\rho_f C_p T)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_f C_p T \mathbf{u}) = \mathbf{f}_b \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \cdot \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}}) - \nabla \cdot \dot{\mathbf{q}} \quad (4.1)$$

où  $\bar{\sigma}$  est le tenseur des contraintes qui est la somme des contraintes normales de pression et des contraintes tangentielles de frottement. La chaleur spécifique du fluide est notée  $C_{pf}$  et les flux de chaleur sont représentés par  $\dot{\mathbf{q}}$ . Le lien entre l'énergie et la température est donné par l'énergie totale par unité de masse  $E$ , somme de l'énergie interne  $e$ , de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle gravitationnelle telle que :

$$E = e + \frac{1}{2}(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) + \mathbf{g} \cdot \mathbf{z} \quad (4.2)$$

où  $\mathbf{g}$  est le vecteur accélération gravitationnelle. L'énergie interne se réécrit en fonction de la température :

$$e = \left( \frac{\partial e}{\partial T} \right)_V dT + \left( T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_V - p \right) dV \quad (4.3)$$

Les forces de volume  $\mathbf{f}_b$  ne sont plus négligées (d'où la présence du terme d'énergie potentielle dans l'énergie totale) : en effet le transfert de chaleur par convection nécessite la prise en compte des effets de la pesanteur. Ils sont calculés par la relation :

$$\mathbf{f}_b = (\rho_f - \rho_{ref}) \mathbf{g} \quad (4.4)$$

Par ailleurs, l'écoulement est désormais considéré comme compressible (approximation de Boussinesq non considérée) et régi par l'équation des gaz parfaits qui définit la dépendance de la densité du fluide à la température et à la pression :

$$\rho_f = \frac{pW}{RT_f} \quad (4.5)$$

où  $R$  représente la constante universelle des gaz parfaits ( $R=8.314\text{J/mol/K}$ ) et  $W$  est la masse molaire du fluide considéré (ici de l'air).

#### 4.1.2 Conditions aux limites et conditions initiales

À l'entrée de la colonne, les conditions de température (300K) et de vitesse (à profil constant) de l'écoulement sont spécifiées. Sur les parois latérales, la condition de périodicité est conservée de même que la condition de non-glissement sur la paroi fluide du milieu poreux. Cependant, cette paroi n'est plus adiabatique, une condition de Dirichlet est appliquée : un gradient de température est imposé sur toute la hauteur de la colonne. La

température est spécifiée à 300K à l'entrée et à 1000K à la sortie avec une évolution linéaire. Cette plage de températures correspond à ce qui est rencontré dans les brûleurs poreux et notamment dans la zone de préchauffage où gaz et matrice échangent par convection (Barra & Ellzey, 2004). Seuls les transferts dans la phase fluide sont observés ici, la présence de la matrice solide n'est donc toujours pas requise.

Initialement, la température du fluide dans la colonne est de 300K et sa vitesse est égale à la vitesse d'entrée de l'écoulement. L'écoulement échange de la chaleur par convection avec la paroi poreuse jusqu'à atteindre un régime stationnaire.

#### 4.2 Analyse macroscopique du transfert de chaleur par convection

Plusieurs cas de simulation sont testés pour des vitesses à l'entrée variant de 0.2m/s ( $Re_p=15$  pour l'écoulement isotherme correspondant) à 1m/s ( $Re_p=79$ ). L'analyse macroscopique du transfert de chaleur dans le milieu poreux est conduite par la détermination du coefficient d'échange convectif à l'interface entre la paroi et la phase gazeuse. Le coefficient d'échange surfacique est calculé d'après la relation de Fujio Kuwahara, Shirota et Nakayama (2001) :

$$h_{conv} = \frac{\int_{A_{int}} k_f \nabla T \cdot d\vec{A}}{A_{int} (\langle T_{paroi} \rangle - \langle T_f \rangle_f)} \quad (4.6)$$

Cette équation traduit l'équilibre entre le transfert par conduction et le flux convectif dans le fluide à l'interface. La température sur la paroi étant imposée,  $\langle T_{paroi} \rangle$  est une constante valant 650K ici. Les températures moyennes sont considérées afin d'obtenir un coefficient d'échange global sur tout le milieu. Par simplicité cette approche est privilégiée par rapport à une intégration sur l'interface des coefficients de transfert locaux calculés par STAR-CCM+ à partir les grandeurs locales (flux conductif, température et surface de la cellule) (CD-Adapco, 2016).

Le nombre de Nusselt est la grandeur sans dimension usuellement utilisée dans les études de transfert de chaleur par convection. Il s'écrit (Nakayama, Kuwahara, Sugiyama, & Xu, 2001) :

$$Nu = \frac{h_{conv} D_p}{k_f} \quad (4.7)$$

Généralement l'approche du coefficient de transfert convectif se fait par l'estimation du nombre de Nusselt au moyen de corrélations empiriques. Ces corrélations sont souvent présentées sous la forme d'une fonction linéaire du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl comme celle de l'étude pionnière de Wakao et Kaguei (1982) :

$$Nu = f(Re_p, Pr) = 2 + 1.1 Re_p^{0.6} Pr^{\frac{1}{3}} \quad (4.8)$$

où le nombre de Prandtl (ratio entre la diffusivité moléculaire de quantité de mouvement et la diffusivité thermique moléculaire) est exprimé :

$$Pr = \frac{\mu C_{p,f}}{k_f} \quad (4.9)$$

D'autres corrélations sont présentes dans la littérature avec des coefficients qui dépendent de la porosité du milieu (Fujio Kuwahara et al., 2001; Pallares & Grau, 2010). D'autres travaux modifient les valeurs des exposants ou bien adoptent une autre forme pour leurs corrélations (Achenbach, 1995; Gamrat, Favre-Marinet, & Le Person, 2008). Les expressions des corrélations des études citées sont fournies dans l'ANNEXE V. Le dénominateur commun de ces corrélations étant le nombre de Reynolds, l'évolution du nombre de Nusselt est tracée en fonction de celui-ci dans la Figure 4.1.

Les relations proposées par Wakao et Kaguei (1982) et Achenbach (1995) présentent des écarts importants avec les résultats de cette étude. Ils ont conduit une expérience d'analyse du transfert convectif dans un milieu formé d'un agrégat de sphères solides. Ces corrélations sont pourtant valides sur la plage de paramètres employés ici (nombres de Reynolds, porosité). La géométrie du milieu est la seule différence notable qui puisse justifier les écarts observés. De même, les prédictions de Fujio Kuwahara et al. (2001) sont très éloignées des présents résultats. Ils indiquent que leur corrélation est plus adéquate pour la description des transferts de chaleur à faibles nombres de Reynolds ( $Re_p < 15$ ).

Les relations proposées par Pallares et Grau (2010) et Gamrat et al. (2008) fournissent une meilleur approximation : ces deux études se basent sur un milieu formé d'un arrangement non aligné de cylindres de section carrée. Il est à noter que la loi de Gamrat et al. (2008) est

établie pour une condition limite de flux imposé sur la paroi et non de température imposée, ce qui peut justifier l'écart avec les résultats calculés ici. Les résultats de Pallares et Grau (2010) donnent une très bonne approximation sur la gamme de nombres de Reynolds testés et qui est consistante avec la plage de validité indiquée dans leur étude,  $15 < Re_p < 100$ .

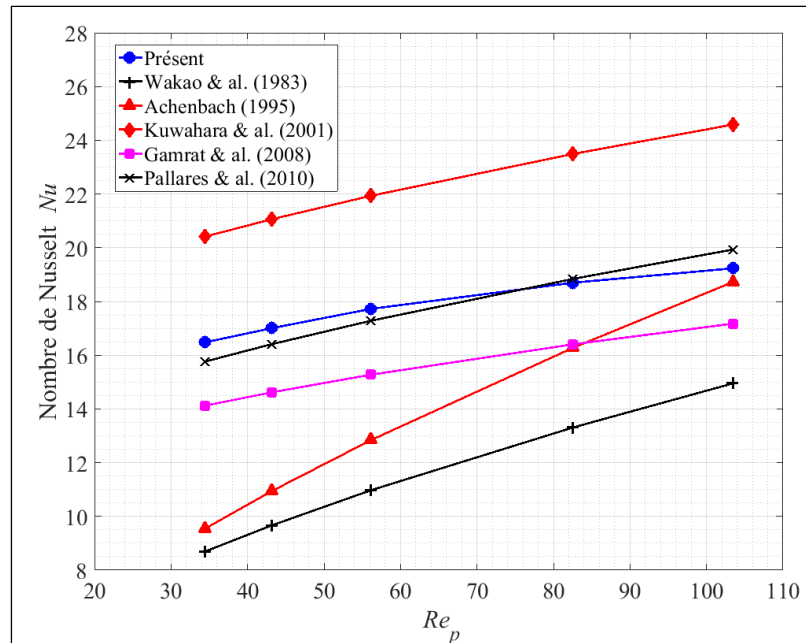


Figure 4.1 Comparaison du nombre de Nusselt avec les corrélations de la littérature

Cette analyse montre que les corrélations de transfert de chaleur établies sur des milieux formés d'un arrangement d'obstacles carrés non alignés permettent une meilleure description de l'échange de chaleur que les corrélations déduites sur des milieux granuleux (amoncellement de sphères solides). Cette observation contraste avec ce qui a été vu dans le chapitre 3 : le comportement de l'écoulement (gradient de pression macroscopique) était mieux décrit avec les corrélations issues d'études sur des milieux granuleux formés de sphères ou de particules.

### 4.3 Analyse microscopique de l'écoulement en présence d'un gradient de température

Les effets du gradient de température appliqué sur la paroi poreuse peuvent être observés à l'échelle microscopique. Sur le plan ( $Dx$ ), la vitesse sans dimension est tracée pour trois pores situés respectivement à l'entrée (Figure 4.2.A), au milieu (Figure 4.2.B) et à la sortie (Figure 4.2.C) de la colonne pour une vitesse d'entrée de l'écoulement de 0.4m/s. Pour l'écoulement isotherme du chapitre précédent, il a été précisé que l'écoulement était stationnaire et que les champs scalaires ou vectoriels ne variaient pas selon le pore d'observation. Maintenant qu'il y a un gradient de température dans l'écoulement, cette dernière observation n'est plus valable. La Figure 4.2 montre que la vitesse locale de l'écoulement augmente avec une température plus élevée. Ainsi, entre l'entrée et la sortie de la colonne la magnitude de vitesse est multipliée par un facteur 4 environ. La Figure 4.2.B permet d'observer que la vitesse augmente linéairement avec la température. Cette augmentation de la vitesse est causée par la diminution de la masse volumique du gaz due à l'augmentation de la température.

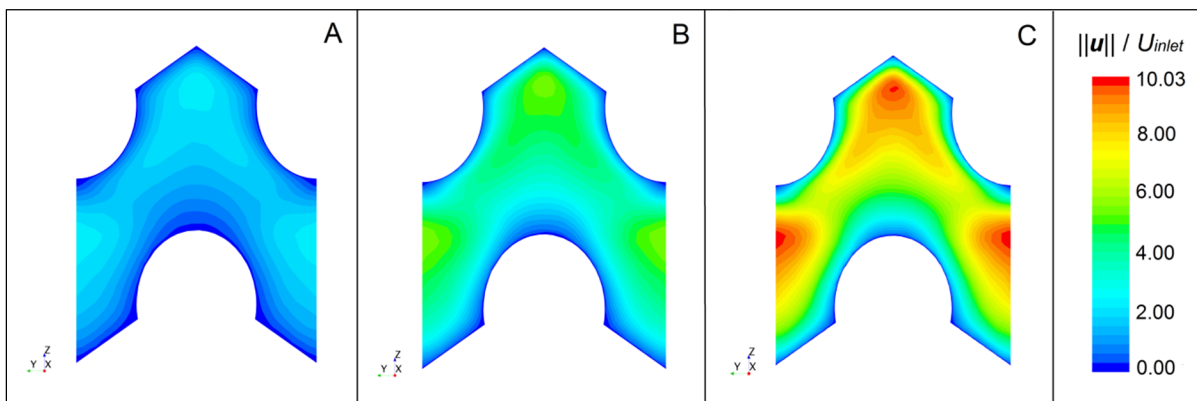


Figure 4.2 Champs scalaires instantanés de vitesse adimensionnelle sur le plan ( $Dx$ ) pour l'écoulement de Forchheimer ( $U_{inlet}=0.4\text{m/s}$ ) avec gradient de température. A : À l'entrée; B : Au milieu; C : À la sortie de colonne

Il est intéressant de placer sur une même échelle de vitesse le champ observé avec un écoulement froid isotherme et celui de la Figure 4.2.A; ils sont quasi identiques comme le montre la Figure 4.3. En effet, le pore situé à l'entrée de la colonne est placé à 300K dans les

deux cas. Il existe un faible gradient de 20K sur la paroi du cas avec gradient de température ce qui explique l'augmentation de la vitesse pour ce cas (Figure 4.3.B) de 5%.

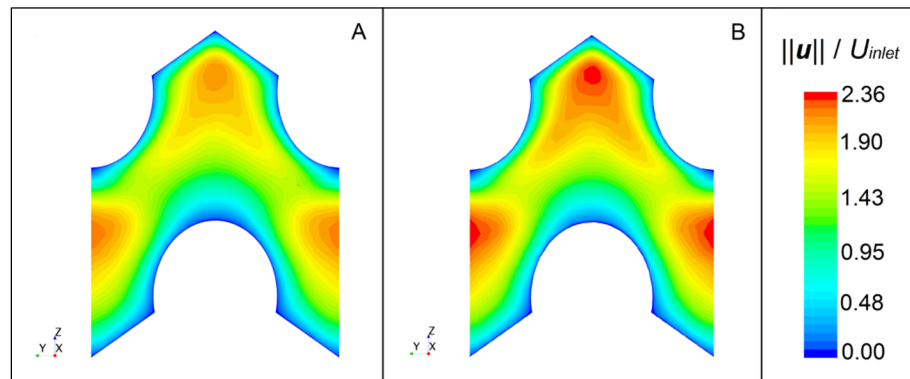


Figure 4.3 Champs scalaires instantanés de vitesse adimensionnelle sur le plan ( $Dx$ ) pour l'écoulement de Forchheimer ( $U_{inlet}=0.4\text{m/s}$ ).  
A : Écoulement isotherme; B : Écoulement avec gradient de température

Par ailleurs, il aura été remarqué que l'écoulement ne subit pas de déviation. Le nombre de Reynolds (moyenné sur le volume) pour cet écoulement en présence du gradient de température est de 43 ce qui est inférieur à la valeur du Reynolds de transition déterminée plus avant ( $65\pm 5$ ). En revanche, l'observation du champ scalaire de vitesse adimensionnée à une vitesse d'entrée de  $1\text{m/s}$  ( $Re_p=103$ ) permet de mettre en évidence ces déviations (Figure 4.4).

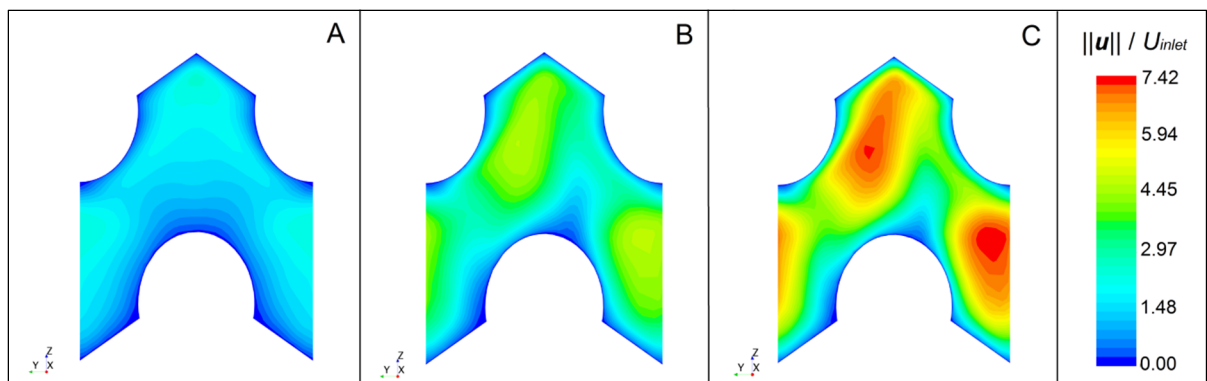


Figure 4.4 Champs scalaires instantanés de vitesse adimensionnelle sur le plan ( $Dx$ ) en régime laminaire non linéaire ( $U_{inlet}=1\text{m/s}$ ) avec gradient de température. A : À l'entrée; B : Au milieu; C : À la sortie de colonne

Les Figures 4.4.B et C font bien apparaître les déviations de l'écoulement attendues étant donné le nombre de Reynolds supérieur à la valeur critique de transition. La norme de vitesse reste dépendante de la température et des magnitudes plus élevées sont observables en se déplaçant vers la sortie de la colonne. Sur la Figure 4.4.A aucune déviation n'est observable car à l'entrée de la colonne, l'écoulement n'est pas pleinement développé. Pour l'écoulement isotherme, ce constat est également valable, les déviations se produisent quelques pores plus en amont de l'entrée.

Il est finalement intéressant de porter un regard sur les champs de température dans le fluide. Ceux-ci sont montrés en Figure 4.5 sur un pore à mi-hauteur de la colonne. La température étant imposée sur les parois des parties cylindriques, la température du fluide est plus importante au voisinage d'une paroi à ordonnée  $z$  constante qu'au centre de l'interstice.

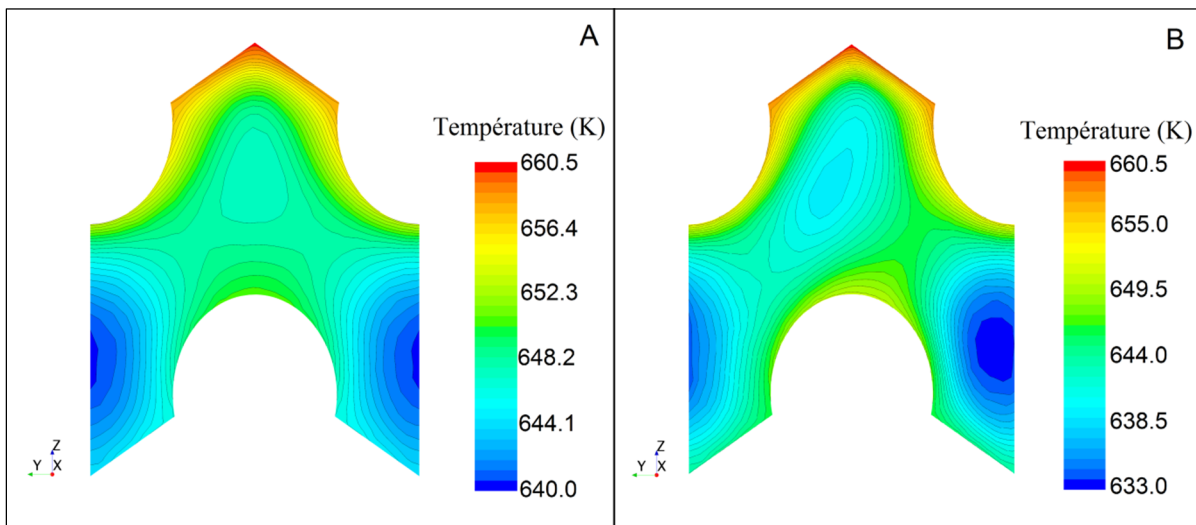


Figure 4.5 Champs scalaires instantanés de température sur le plan ( $Dx$ ) à mi-hauteur pour l'écoulement avec gradient de température. A : Écoulement de Forchheimer; B : Régime laminaire non linéaire

Le champ de température est également affecté par les déviations subites par l'écoulement (Figure 4.5.B). L'observation des échelles montre que l'amplitude de température au voisinage d'un même pore est plus importante en régime laminaire non linéaire. Il est notable que la couche limite thermique au voisinage des parties cylindriques du milieu poreux



devienne plus fine lorsque le nombre de Reynolds augmente. Ainsi, le gradient de température est plus important en régime laminaire non linéaire qu'en régime de Forchheimer. Il en résulte un transfert de chaleur par convection plus important (Fujio Kuwahara et al., 2001), donc un nombre de Nusselt qui augmente avec le nombre de Reynolds comme cela a été vu dans la Figure 4.1. En augmentant la vitesse des gaz, le nombre de Péclet de l'écoulement augmente également (voir résultats de la section 3.5 du chapitre précédent) et la dispersion thermique varie linéairement avec le nombre de Péclet d'après les corrélations établies par Fujio Kuwahara et al. (2001).

#### **4.4 Synthèse du chapitre**

Ce chapitre intermédiaire a présenté les principaux aspects du transfert de chaleur par convection dans le milieu poreux étudié. Pour cela, une condition limite de Dirichlet (température imposée) a été appliquée sur la paroi poreuse. Une caractérisation macroscopique du transfert a été conduite par la détermination du nombre de Nusselt pour différents nombres de Reynolds et différents régimes d'écoulement. Une comparaison des résultats obtenus a été effectuée avec les données de la littérature. Le tracé de différentes corrélations fournit des résultats satisfaisants et en accord avec ce qui a été observé dans de précédentes études.

Les champs de vitesse observés montrent que l'écoulement atteint localement des vitesses plus importantes qu'en écoulement isotherme du fait du gradient de température et de la diminution de la masse volumique du fluide. La distribution du champ reste cependant identique à celle de l'écoulement isotherme. Les déviations ont aussi pu être observées pour des nombres de Reynolds supérieurs à la valeur critique déterminée au chapitre précédent. Cette valeur n'a pas été confirmée dans ce chapitre par le tracé de la courbe du gradient de pression; cela sera effectué au chapitre suivant en superposant les courbes pour l'écoulement isotherme, l'écoulement avec gradient de température et l'écoulement réactif.

Enfin, les champs de température ont montré que la couche limite thermique s'amincit lorsque le nombre de Reynolds augmente. Le gradient de température devient alors plus important favorisant l'échange de chaleur par convection.

Le troisième objectif de cette étude, à savoir, « appliquer un gradient de température sur la paroi du milieu poreux et étudier son effet sur l'écoulement en termes de transfert de chaleur » est ainsi satisfait.

## CHAPITRE 5

### COMBUSTION EN MILIEU POREUX

Ce chapitre traite de la combustion d'un mélange réactif dans le milieu poreux étudié jusqu'à présent. Cette étude constitue la dernière partie d'un projet global visant à concevoir un modèle numérique tridimensionnel d'un brûleur poreux avec une résolution à l'échelle des pores. Cette section vise à répondre au quatrième objectif formulé, c'est-à-dire caractériser les aspects macroscopiques de la combustion en milieu poreux (CMP) et conduire des observations sur l'écoulement et la combustion à l'échelle des pores.

#### 5.1 Modèle numérique complet

Ici est détaillé le modèle numérique associé à la modélisation de la combustion dans le milieu poreux. Les différents modèles utilisés et les équations y sont présentés. Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement ne sont pas réécrites car elles conservent leur forme et sont strictement identiques à celles de la partie 2.2.1 (équations (2.1) et (2.2)). De même, l'équation de transport des quantités scalaires (équation (2.5)) et les schémas de discrétisation (section 2.2.2.4) des équations sont repris dans les simulations qui vont suivre.

##### 5.1.1 Conservation de l'énergie dans la phase solide

Dans le cadre d'une simulation de la CPM, les deux phases solide et fluide vont interagir entre elles par des transferts de chaleur. La présence des deux parties dans le modèle est nécessaire. Les deux phases sont considérées en non-équilibre thermique local (Talukdar, Mishra, Trimis, & Durst, 2004). La conservation de l'énergie repose sur un modèle à deux équations, une pour chacune des phases.

La conservation de l'énergie pour la phase solide est gouvernée par l'équation ci-dessous (CD-Adapco, 2016) :

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_s C_p T_s] = \nabla \cdot [k_s \nabla T_s] + h_{conv} (T_f - T_s) - \nabla \cdot \dot{\mathbf{q}}_{rad} \quad (5.1)$$

Elle traduit que la variation locale d'énergie correspond à un échange de chaleur par transfert conductif, convectif et/ou radiatif. Les propriétés thermophysiques  $\rho_s$ ,  $C_p$ ,  $k_s$  qui représentent respectivement, la densité, la chaleur spécifique et la conductivité thermique de la matrice solide sont considérées constantes. Cette hypothèse forte est considérée par plusieurs études numériques parmi lesquelles (Barra et al., 2003; Hsu et al., 1993; Liu et al., 2010) afin de diminuer le coût des calculs. Les valeurs choisies pour ces paramètres sont présentées par la suite. L'échange thermique par convection est représenté par le coefficient  $h_{conv}$  qui permet le couplage des deux équations de conservation de l'énergie solide et fluide via la méthode *Conjugate Heat Transfer*. Les trois modes de transfert de chaleur sont mis en jeu. Le flux radiatif dans une direction donnée est modélisé par le terme  $\dot{\mathbf{q}}_{rad}$ . Il s'écrit comme l'intégrale de l'intensité radiative sur toutes les directions  $\mathbf{s}$  (angles solides  $\Omega$ ) et toutes les longueurs d'onde  $\lambda$  (CD-Adapco, 2016) :

$$\dot{\mathbf{q}}_{rad} = \int_0^\infty \left[ \int_{4\pi} I_\lambda(\mathbf{s}) s d\Omega \right] d\lambda \quad (5.2)$$

La divergence du flux radiatif permet un couplage avec le milieu rayonnant. Ce terme exprime alors l'échange d'énergie entre le milieu solide et le champ radiatif :

$$\nabla \cdot \dot{\mathbf{q}}_{rad} = \int_0^\infty \alpha_\lambda \left[ 4\pi I_{b\lambda} - \int_{4\pi} I_\lambda(\Omega) d\Omega \right] d\lambda \quad (5.3)$$

$\alpha_\lambda$  est le coefficient d'absorption à la longueur d'onde  $\lambda$ ,  $I_{b\lambda}$  est l'intensité spectrale (puissance émise) d'un corps noir calculée par la loi de Planck :

$$I_{b\lambda} = \frac{2G_1}{\lambda^5 (e^{G_2/\lambda T} - 1)} \quad (5.4)$$

Avec les constantes  $G_1 = 0.595522 \times 10^{-16} \text{W.m}^2/\text{s}$  et  $G_2 = 0.01439 \text{m.K}$ .

$I_\lambda$  est l'intensité radiative à la longueur d'onde  $\lambda$ . Cette intensité varie dans le milieu radiatif par phénomènes d'absorption et de diffusion. Cette variation dans une direction  $\Omega$  est gouvernée par l'équation de transport radiative :

$$\frac{dI_\lambda}{ds} = \alpha_\lambda I_{b\lambda} - (\alpha_\lambda + \delta_\lambda) I_\lambda + \frac{\delta_\lambda}{4\pi} \int_{4\pi} I_\lambda(\Omega) d\Omega \quad (5.5)$$

Qui se traduit littéralement par (Versteeg & Malalasekera, 2007) :

$$\boxed{\begin{array}{c} \text{Taux de changement} \\ \text{d'intensité par unité} \\ \text{de longueur} \end{array}} = \boxed{\begin{array}{c} \text{Intensité} \\ \text{de corps noir} \\ \text{émise} \end{array}} - \boxed{\begin{array}{c} \text{Somme d'intensité} \\ \text{absorbée et diffusée} \\ \text{hors du milieu} \end{array}} - \boxed{\begin{array}{c} \text{Intensité} \\ \text{diffusée vers} \\ \text{le milieu} \end{array}}$$

Le coefficient  $\beta_\lambda$  est le coefficient d'extinction qui est la somme du coefficient d'absorption et du coefficient de diffusion (scattering coefficient) :

$$\beta_\lambda = \alpha_\lambda + \delta_\lambda \quad (5.6)$$

Ces trois coefficients sont dépendants du matériau, de la géométrie de la matrice poreuse et de la longueur d'onde. Cette dernière dépendance est supprimée en considérant que la matrice rayonne comme un milieu gris et indépendamment de la longueur d'onde. Les coefficients optiques sont alors constants. Cette hypothèse est très souvent admise dans les études numériques (Hayashi et al., 2004; Liu et al., 2010). Le traitement de la radiation par ce modèle est une simplification qui suppose que la phase solide agit comme un milieu gris homogène absorbant et diffusif (Howell et al., 1996). Un modèle discret utilisant les facteurs de forme de la matrice rendrait compte des interactions de chaque face de la matrice entre elles mais est bien plus couteux en ressources de calcul.

La discrétisation de l'équation de transport radiatif ainsi que sa résolution repose sur la méthode dite *Discrete Ordinates Method* (Versteeg & Malalasekera, 2007). Concrètement elle permet le calcul de l'intensité radiative dans une direction  $\mathbf{s}$  fixe, déterminée par son angle solide  $\Omega$ . Un schéma de quadrature permet le découpage de l'hémisphère en un nombre fini d'angles solides. Le schéma choisi est ici d'ordre 4 (quadrature  $S_N=S_4$ ). Le nombre de directions  $n$  est relié à l'ordre  $N$  par la relation  $n=N(N+2)$  soit 24 directions. Ainsi pour chaque ordonnée dans la direction  $\mathbf{s}_i$  l'équation (5.5) prend la forme (CD-Adapco, 2016) :

$$\mathbf{s}_i \cdot \nabla I_i = \alpha I_i - \beta I_i + \frac{\delta}{4\pi} \sum_{j=1}^n w_j I_j \quad (5.7)$$

où  $w_j$  est un coefficient de pondération dépendant du schéma de quadrature choisi.

Ainsi donc, toutes les propriétés physiques, thermiques et optiques de la matrice solide sont considérées constantes afin d'alléger le poids de la simulation numérique. Le milieu est alors homogène. L'emploi de céramiques pour des applications de combustion est très commode car ces matériaux ont une excellente tenue et une grande stabilité à de hautes températures. Le carbure de silicium (SiSiC) présente l'avantage d'avoir une haute conductivité thermique, une émissivité élevée et un très faible coefficient de dilation thermique. Sa résistance aux chocs thermiques est également prouvée (Wood & Harris, 2008) mais reste toutefois inférieure à celle des métaux. Ce matériau est utilisé ici pour les simulations. Les valeurs des propriétés de la matrice sont résumées dans le Tableau 5.1. Les propriétés thermophysiques sont évaluées selon les données du fournisseur du matériau (EngiCer). Les propriétés optiques du matériau sont celles utilisées par Hashemi et Hashemi (2017). Peu de données sont disponibles dans la littérature concernant les propriétés optiques de céramiques imprimées en SiSiC. Ces propriétés sont dépendantes de la structure et des paramètres géométriques de la matrice. Des mesures sur des mousses à hautes températures ont été effectuées (Mital, Gore, & Viskanta, 1996), des corrélations existent (Howell et al., 1996), mais les résultats peuvent varier fortement selon le milieu, sa géométrie et son matériau.

Tableau 5.1 Propriétés physiques, thermiques et optiques de la matrice céramique SiSiC (EngiCer; Hashemi & Hashemi, 2017)

Propriété	Valeur	Unité
Densité $\rho_s$	2900	kg/m <sup>3</sup>
Chaleur spécifique $Cp_s$	1100	J/kg-K
Conductivité thermique $k_s$	18	W/m-K
Coefficient d'absorption $\alpha$	28	1/m
Coefficient de diffusion $\delta$	66	1/m
Émissivité $\epsilon$	0.9	-

Des cas d'essai seront conduits avec un matériau métallique par la suite. Ses propriétés seront introduites lorsque le changement de matériau sera significatif.

### 5.1.2 Conservation de l'énergie dans la phase gazeuse

Le composé réactif introduit dans le brûleur est un mélange air-méthane. Les détails propres à la combustion du méthane seront vus plus après. Ce mélange réactif est considéré comme un gaz compressible régit par l'équation des gaz parfaits. Elle est ici écrite pour un gaz formé de  $N$  composés  $k$  :

$$\rho_f = \frac{p}{RT_f} \frac{1}{\sum_{k=1}^N Y_k / W_k} \quad (5.8)$$

où  $Y_k$  représente la fraction massique de l'espèce  $k$  et  $W_k$  sa masse molaire.

Les effets de la gravité restent pris en compte (équation (4.4)). L'hypothèse de Boussinesq, pouvant améliorer la convergence des problèmes avec de la convection naturelle, n'est pas admise ici car celle-ci est valide pour des petites variations de température et de masse volumique, ce qui implique (CD-Adapco, 2016) :

$$\frac{T_f - T_{ref}}{T_f} \ll 1 \quad (5.9)$$

Cette inégalité n'est pas valable partout dans le modèle du brûleur, en particulier dans la zone de réaction où de hautes températures peuvent être observées.

La conservation de l'énergie dans la phase gazeuse s'écrit (CD-Adapco, 2016) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [\rho_f C p_f T_f] + \nabla \cdot [\rho_f C p_f T_f \mathbf{u}] + \nabla \cdot \left[ \sum (J_k C p_f T_f) \right] + Q_{ch} \\ = -h_{conv} (T_f - T_s) + \nabla \cdot [(k_f + \rho_f C p_f D_d^d) \nabla T_f] \end{aligned} \quad (5.10)$$

Soit littéralement (Versteeg & Malalasekera, 2007),

$$\begin{aligned} & \boxed{\text{Taux de changement d'enthalpie dans le fluide}} + \boxed{\text{Taux de diminution d'enthalpie due à la convection}} + \boxed{\text{Taux de diminution d'enthalpie due à la diffusion moléculaire}} \\ & + \boxed{\text{Taux de chaleur produite due à la réaction}} \\ & = \boxed{\text{Flux de chaleur échangé par convection}} + \boxed{\text{Taux de chaleur diffusé par conduction et dispersion dans le fluide}} \end{aligned}$$

où  $D_a^d$  représente la diffusivité thermique due à la dispersion. Dans cette équation, le terme source  $Q_{ch}$  représente le taux de chaleur produite par la réaction de combustion. Il est calculé de la manière suivante :

$$Q_{ch} = \sum_k (\dot{\omega}_k h_k W_k) \quad (5.11)$$

où  $h_k$  est l'enthalpie molaire de la  $k^{\text{ième}}$  espèce chimique et  $\dot{\omega}_k$  est le taux de production de l'espèce  $k$ . La chaleur spécifique (de même que la viscosité dynamique) est calculée selon une somme pondérée de chaque espèce chimique par sa fraction massique :

$$Cp_f = \sum_{k=1}^N Y_k Cp_k \quad (5.12)$$

La conductivité thermique du gaz  $k_f$  est calculée selon la loi empirique moyenne de Mathur-Saxena (équation (5.13)). L'utilisation de cette loi pour un gaz constitué de différentes espèces permet le calcul de la conductivité thermique avec une précision de 10 à 20%. Elle emploie les fractions massiques et les conductivités thermiques de chacune des espèces en présence (Warnatz, Maas, & Dibble, 2006) :

$$k_f = \frac{1}{2} \left[ \sum_k \chi_k k_k + \left( \sum_k \frac{\chi_k}{k_k} \right)^{-1} \right] \quad (5.13)$$

Dans l'équation de conservation de l'énergie de la phase gazeuse (équation (5.10)), il n'apparaît pas de terme de transfert radiatif. En effet, la radiation dans le gaz n'est pas considérée. La radiation dans la phase gazeuse est négligée car l'émissivité du gaz est très inférieure à celle de la matrice solide. Hsu et al. (1993) indiquent que l'émissivité d'un mélange  $\text{CO}_2 + \text{H}_2\text{O}$  à 1800K dans des proportions stœchiométriques est de 0.031 contre 0.9 pour la matrice solide ici.

Aussi, le transport de chaleur dû aux gradients de concentration (effet Dufour) est négligé (Hashemi & Hashemi, 2017; Hsu et al., 1993; Liu et al., 2010). Ce phénomène est en effet très négligeable dans les réactions de combustion (Warnatz et al., 2006).

Le troisième terme de l'équation (5.10) correspond à la diffusion des espèces chimiques. Le modèle régissant les espèces chimiques est présenté dans la section suivante.



### 5.1.3 Transport des espèces chimiques

Dans une réaction chimique telle que la combustion d'un hydrocarbure, le mélange gazeux se compose d'une multitude d'espèces. L'évolution d'une espèce  $k$  dans le temps et l'espace est régie par l'équation de transport (CD-Adapco, 2016) :

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_f Y_k] + \nabla \cdot [\rho_f Y_k \mathbf{u}] = \nabla \cdot [J_k] + \dot{\omega}_k W_k \quad (5.14)$$

Littéralement (Versteeg & Malalasekera, 2007),

$$\begin{array}{c} \boxed{\begin{array}{c} \text{Taux de changement} \\ \text{de masse de} \\ \text{l'espèce } k \end{array}} + \boxed{\begin{array}{c} \text{Taux de diminution} \\ \text{de masse de } k \text{ due} \\ \text{à la convection} \end{array}} \\ = \boxed{\begin{array}{c} \text{Taux d'augmentation} \\ \text{de masse de } k \text{ due} \\ \text{à la diffusion} \end{array}} - \boxed{\begin{array}{c} \text{Taux d'augmentation} \\ \text{de masse de } k \text{ due} \\ \text{à la réaction} \end{array}} \end{array}$$

Cette équation est résolue pour chacune des espèces en présence. Le flux diffusif  $J_k$  est calculé selon la loi de Fick :

$$J_k = \rho_f D_{k,m} \nabla Y_k \quad (5.15)$$

Dans cette relation,  $D_{k,m}$  représente la diffusivité moléculaire de l'espèce  $k$  dans tout le mélange. Par ailleurs, le flux diffusif ne tient compte que de la diffusion moléculaire, la diffusion thermique (ou effet Soret : transport des espèces dû aux gradients de température) est négligée (Hashemi & Hashemi, 2017). En pratique, ce phénomène est important lorsque la combustion implique des espèces légères comme l'hydrogène (Warnatz et al., 2006). STAR-CCM+ utilise le coefficient de diffusion binaire  $D_{kj}$  entre deux espèces  $k$  et  $j$  pour le calcul de la diffusivité moléculaire :

$$D_{k,m} = \frac{1 - \chi_k}{\sum_{j=1, j \neq k}^N \frac{\chi_j}{D_{kj}}} \quad (5.16)$$

Plusieurs méthodes sont disponibles pour effectuer le calcul du coefficient de diffusion binaire. Ici, la théorie cinétique des gaz est employée et l'estimation se fait d'après la théorie de Chapman-Enskog (Poling, Prausnitz, & O'Connell, 2001) :

$$D_{kj} = \frac{2.66 \times 10^{-7} T^{3/2}}{p W_{k,j}^{1/2} \sigma_{k,j}^2 \Omega(T^*)} \quad (5.17)$$

et  $W_{k,j}$  s'écrit :

$$W_{k,j} = \frac{2W_k W_j}{W_k + W_j} \quad (5.18)$$

où  $W_k$  et  $W_j$  sont respectivement les masses molaires des espèces  $k$  et  $j$ ,  $\sigma_{k,j}$  est la longueur caractéristique de Lennard-Jones qui représente le diamètre de collision entre une paire de particules  $k$  et  $j$ . La pression statique est représentée par  $p$  et  $\Omega(T^*)$  est la fonction de collision définie au moyen de la température réduite  $T^*$  qui s'exprime :

$$T^* = \frac{k_b T}{\mathcal{E}_{k,j}} \quad (5.19)$$

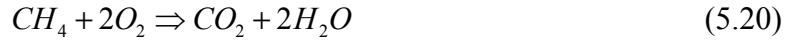
où intervient la constante de Boltzmann ( $k_b = 1.3806503 \times 10^{-23} \text{m}^2 \cdot \text{kg/s}^2/\text{K}$ ), la température  $T$  ainsi que l'énergie caractéristique de Lennard-Jones au dénominateur pour le couple d'espèces  $k$  et  $j$ .

À noter que l'ordre des schémas de discrétisation de l'équation de transport des espèces est, pour le terme instationnaire ainsi que le terme de convection, d'ordre 2.

#### 5.1.4 Modélisation de la réaction de combustion

Nombreux sont les modèles proposés par STAR-CCM+ pour simuler les réactions de combustion. Cette étude vise à modéliser la combustion d'une flamme laminaire pré-mélangée. Le choix du modèle de combustion s'oriente vers la formulation offrant l'approche la plus globale et le plus de contrôle et se nomme *Complex Chemistry* (CD-Adapco, 2016). Bien que ce modèle s'emploie généralement avec des cinétiques chimiques détaillées, il convient aussi pour une réaction globale comme c'est ici le cas. Ce modèle permet aussi de définir les coefficients de réaction. Malgré son coût de calcul un peu plus élevé que d'autres modèles, c'est celui qui s'adapte le plus facilement au régime laminaire. Ce contrôle et cette liberté de paramétrage du modèle ont orienté le choix vers ce modèle. La combustion du mélange air-méthane utilisé dans cette étude repose sur un mécanisme uni-

étape composé d'une seule réaction de combustion globale et irréversible (Bedoya et al., 2015; Hashemi & Hashemi, 2017; Liu et al., 2010) :



Cette réaction ne tient donc pas compte des réactions intermédiaires de dissociation. La caractérisation des émissions polluantes ne faisant pas l'objet de cette étude, il n'est pas nécessaire d'employer un mécanisme plus complet qui impliquerait aussi un temps de calcul plus important. La combustion est associée à un taux de progression qui traduit la cinétique d'évolution (production vs. destruction) de chacune des espèces chimiques. Ce taux correspond au terme  $\dot{\omega}_k$  dans les équations (5.10) et (5.13). Pour la  $k^{\text{ième}}$  espèce d'une réaction globale il s'exprime (Turns, 2012) :

$$\dot{\omega}_k = \frac{d[X_k]}{dt} = (v_k'' - v_k') \Pi_k \prod_{j=1}^N [X_j]^{v_j'} \quad (5.21)$$

Avec  $v''$  et  $v'$  les coefficients stœchiométriques devant l'espèce  $k$  du côté des produits et du côté des réactifs respectivement. Cette équation fait intervenir les concentrations molaires  $[X]$  des  $N$  espèces du côté des réactifs. La constante du taux de réaction  $\Pi_k$  s'exprime le plus souvent au moyen d'une loi d'Arrhénius :

$$\Pi_k = AT^n \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) \quad (5.22)$$

Les différents coefficients  $A$  (facteur pré-exponentiel [ $\text{kmol.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$ ]),  $E_a$  (énergie d'activation [ $\text{J/kmol}$ ]) et  $n$  (exposant de température), sont tirés des travaux de Westbrook et Dryer (1981). Ainsi l'équation (5.20) s'écrit pour l'espèce  $CH_4$  :

$$\frac{d[CH_4]}{dt} = -2.119 \times 10^{11} \exp\left(-\frac{2.027 \times 10^8}{RT}\right) [CH_4]^{0.2} [O_2]^{1.3} \quad (5.23)$$

### 5.1.5 Récapitulatif des hypothèses simplificatrices

Les principales hypothèses admises dans ce modèle sont listées ci-dessous. Elles sont très couramment rencontrées dans la littérature (Abdul Mujeebu et al., 2010; Viskanta, 2011) :

- les propriétés thermophysiques du solide sont considérées constantes.

- les propriétés thermophysiques du gaz sont une fonction de la température et/ou de la concentration des espèces.
- les deux phases ne sont pas en équilibre thermique, un modèle à deux équations d'énergie est considéré.
- la radiation dans le gaz est négligée mais elle est prise en compte dans le solide.
- la matrice solide est un milieu gris et homogène capable d'absorber, émettre et diffuser de l'énergie radiative.
- le mélange réactif de carburant et d'air est parfaitement pré-mélangé à l'entrée du brûleur.
- la combustion est modélisée à partir d'une réaction globale.
- le transport de masse dû aux gradients de température (effet Soret) et le transport de chaleur dû aux gradients de concentration (effet Dufour) sont négligés.
- la matrice est un milieu inerte sans effet catalytique pour la réaction.

### 5.1.6 Conditions aux limites et conditions initiales

Comme cela a déjà été fait précédemment, les conditions aux limites sur le modèle numérique pour la combustion sont présentées (Figure 5.1).

La hauteur de la colonne est conservée (25 pores) et les deux phases sont présentes créant une interface entre elles. À l'entrée de la phase fluide, sont spécifiées la vitesse et la température du mélange réactif ainsi que les fractions molaires des espèces qui le composent. La vitesse appliquée en entrée possède un profil constant. À noter que la température d'entrée restera inchangée au cours de cette étude. Cela se traduit mathématiquement par les trois conditions :

$$\begin{aligned}
 T_{inlet} &= T_{ref} = 300K \\
 \mathbf{u} &= U_{inlet} \bar{\mathbf{z}} \\
 \mathcal{X}_{inlet} &
 \end{aligned}
 \tag{5.24}$$

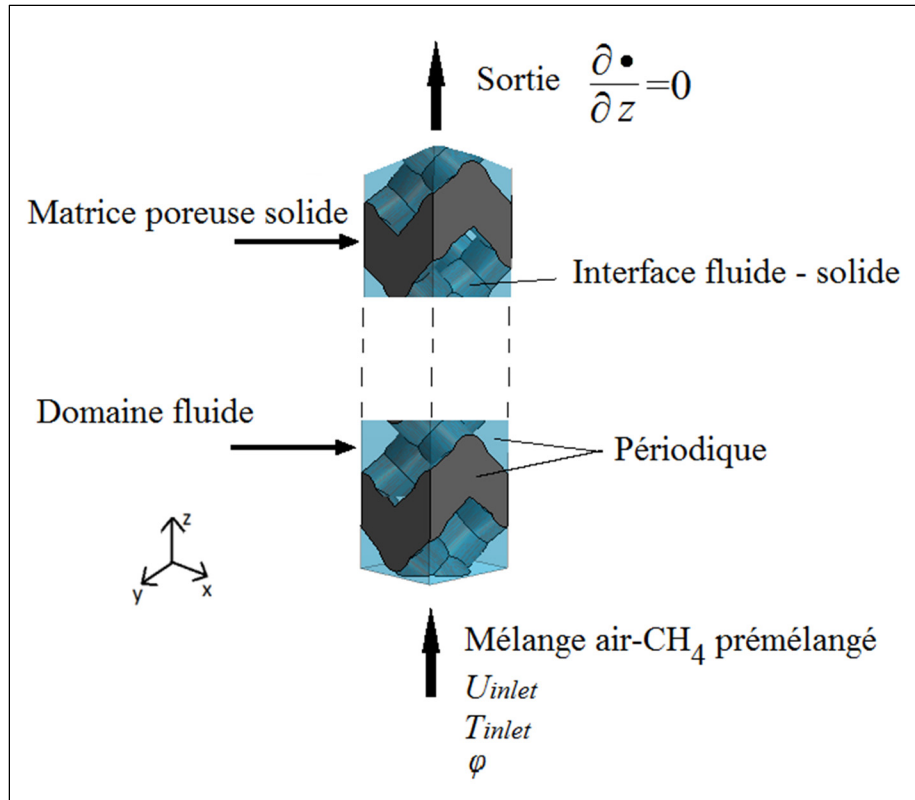


Figure 5.1 Conditions aux limites sur les phases fluide et solide pour la CMP

La condition de sortie sur la phase gazeuse est définie par des gradients normaux nuls (condition de Neumann) :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} = \frac{\partial T_f}{\partial z} = \frac{\partial \chi_k}{\partial z} = 0 \quad (5.25)$$

Cette condition pour les fractions molaires traduit que la réaction chimique a atteint un équilibre, en particulier, qu'elle est entièrement complétée (Howell et al., 1996). La pression est spécifiée comme étant la pression ambiante.

Les extrémités de la phase solide rayonnent avec le milieu extérieur à la température ambiante (rayonnement de corps noir) ce qui s'écrit :

$$\begin{aligned} k_s \nabla T_s \Big|_{z=0} &= -\sigma_b \mathcal{E} (T_{s,z=0}^4 - T_{ref}^4) \\ k_s \nabla T_s \Big|_{z=L} &= -\sigma_b \mathcal{E} (T_{s,z=L}^4 - T_{ref}^4) \end{aligned} \quad (5.26)$$

où  $\sigma_b$  est la constante de Stefan-Boltzmann. Sur les quatre faces latérales du domaine (pour les deux phases) la condition de périodicité reste implémentée :

$$\begin{aligned}
 \bar{u} \Big|_{x_0} &= \bar{u} \Big|_{x_{\max}} \\
 T \Big|_{x_0} &= T \Big|_{x_{\max}} \\
 \chi_k \Big|_{x_0} &= \chi_k \Big|_{x_{\max}} \\
 p \Big|_{x_0} &= p \Big|_{x_{\max}}
 \end{aligned} \tag{5.27}$$

La condition de périodicité écrite ici est valable pour deux points distincts de coordonnées  $y$  et  $z$  identiques situés en vis-à-vis l'un de l'autre sur les parois latérales de la colonne qui appartiendraient aux plans d'équations  $x = x_0$  et  $x = x_{\max}$ . Cette condition s'écrit aussi pour la coordonnée  $y$ .

De plus, sur la surface des pores de la partie solide une condition de non-glissement et d'imperméabilité sont spécifiées. Le maillage du domaine de calcul est celui employé dans les deux chapitres précédents. À l'interface entre la matrice solide et la phase fluide, le maillage est conforme permettant le transfert de chaleur entre les deux phases à travers l'interface. Le maillage est également conforme sur les faces extérieures en vis-à-vis assurant la périodicité de la solution.

Initialement, dans la phase fluide, le mélange gazeux possède les mêmes conditions de température, vitesse et fractions molaires que celles appliquées à l'entrée du domaine. Dans la matrice solide, un pic de température de 1700K est appliqué. Cette température est suffisamment élevée pour provoquer l'auto-inflammation du mélange gazeux (Barra et al., 2003; Liu et al., 2010). Afin de réduire le temps de calcul vers la solution convergée, le profil de température appliqué est celui correspondant à une flamme laminaire pré-mélangée simplifiée, c'est-à-dire avec un profil linéaire (Turns, 2012). Le front de flamme initial est positionné à 4mm en aval de l'entrée du brûleur (le domaine de calcul ayant une longueur de 4.25cm).

### 5.1.7 Exécution des calculs

Les calculs sont exécutés sur le supercalculateur Guillimin sous la gouverne de Calcul Québec et Calcul Canada. Une solution convergée est obtenue après environ 4 jours de simulation sur 144 processeurs Intel Xeon E5-2670. Des résidus inférieurs à  $10^{-10}$  sont obtenus pour la quantité de mouvement, la continuité et les espèces chimiques; l'énergie atteint une convergence de  $10^{-5}$  à  $10^{-6}$ . La solution est stable pour un temps physique de 1 à 2s suivant les conditions d'entrée. Pour rappel, le pas de temps est de  $\Delta t=10^{-5}$ s. Cela représente jusqu'à 200 000 pas de temps si le critère de convergence est atteint dès la première itération interne au pas de temps.

## 5.2 Résultats macroscopiques

Les aspects généraux de la combustion en milieu poreux sont illustrés dans les sections qui suivent. Un cas de référence où les conditions d'entrée du mélange méthane-air sont  $T_{inlet}=300\text{K}$ ;  $U_{inlet}=0.6\text{m/s}$  et  $\chi_{inlet}$  tel que  $\varphi=0.65$ , est utilisé.

### 5.2.1 Combustion à excès d'enthalpie

L'évolution des fractions molaires des espèces chimiques impliquées dans la réaction de combustion du méthane est présentée sur la Figure 5.2.A. Le mélange étant pauvre, l'oxydation du méthane est complète et un excédent d'oxygène reste présent dans les gaz brûlés. L'azote contenu dans l'air étant une espèce spectatrice qui ne réagit pas, sa fraction molaire n'est pas représentée. Les profils de température pour la phase gazeuse et la matrice solide ainsi que la courbe d'énergie chimique produite par la réaction sont tracés sur la Figure 5.2.B. Les tracés sont réalisés par une moyenne arithmétique des valeurs sur des plans de coupe répartis sur toute la hauteur de la colonne avec une résolution de 4 plans/mm. Le pic maximum d'énergie libérée indique la position où le front de flamme se stabilise (Sathe et al., 1990), soit 2.12cm en aval de l'entrée du brûleur. Les différentes zones caractéristiques de la flamme laminaire pré-mélangée sont aussi mises en évidence selon le critère suivant (Barra et al., 2003; Wood & Harris, 2008) : les deux profils de température se croisent à 1.8-

1.9cm ce qui indique la fin de la zone de préchauffage des gaz frais (médaillon de la Figure 5.2.B). Dans cette zone, la température de la matrice solide est supérieure à celle des gaz imbrûlés; un échange de chaleur s'opère alors de la phase solide vers la phase gazeuse afin de préchauffer le mélange réactif. De plus, la zone de préchauffage débute lorsque la température des gaz frais est 1% plus élevée que la température initiale. La Figure 5.2.B permet de constater que cette zone débute juste après l'entrée du brûleur. La montée en température des gaz est rapide car la matrice solide possède une température élevée dès l'entrée (623K) du fait de la conductivité thermique élevée du matériau. L'étude paramétrique de Liu et al. (2010) montrant l'influence de la conductivité thermique de la matrice solide dans la partie amont confirme qu'une augmentation de la conductivité thermique conduit à une élévation de la température de la matrice dès l'entrée et donc une augmentation de la température des gaz. De plus, les variations spatiales de la température du fluide sur les lignes de courant sont représentées sur la Figure 5.2.B. Or la dispersion induite par le parcours tortueux de l'écoulement est aussi un facteur d'amélioration du préchauffage dû à un transport de masse et de chaleur plus efficace (Bedoya et al., 2015). Immédiatement après la zone de préchauffage se trouve la zone de réaction qui encadre le pic d'énergie libérée. Dans cette zone, la réaction de combustion exothermique donne à la phase fluide une température supérieure à celle de la matrice solide. L'échange de chaleur s'opère alors des gaz vers la matrice solide. La zone de réaction prend fin au point d'intersection entre l'axe des abscisses est la courbe extrapolée du taux de chaleur dégagée. Plus en aval, les températures des deux phases sont égales et très voisines de la température de flamme adiabatique (1757K) ce qui est en accord avec le premier principe de la thermodynamique (Viskanta, 2011). Les deux phases sont en équilibre thermique dans la zone post-flamme.

La pertinence du critère de distinction des zones de la flamme laminaire pré-mélangée peut se discuter : en effet la température des gaz est d'environ 1650K au début de la zone de réaction; or, à cette température, les réactions ont en partie déjà eu lieu plus en amont et une fraction du méthane a déjà été consommée (Figure 5.2.A). Un critère basé sur 1% du méthane consommé pourrait également être utilisé et la zone de réaction débiterait alors à 1.45cm.



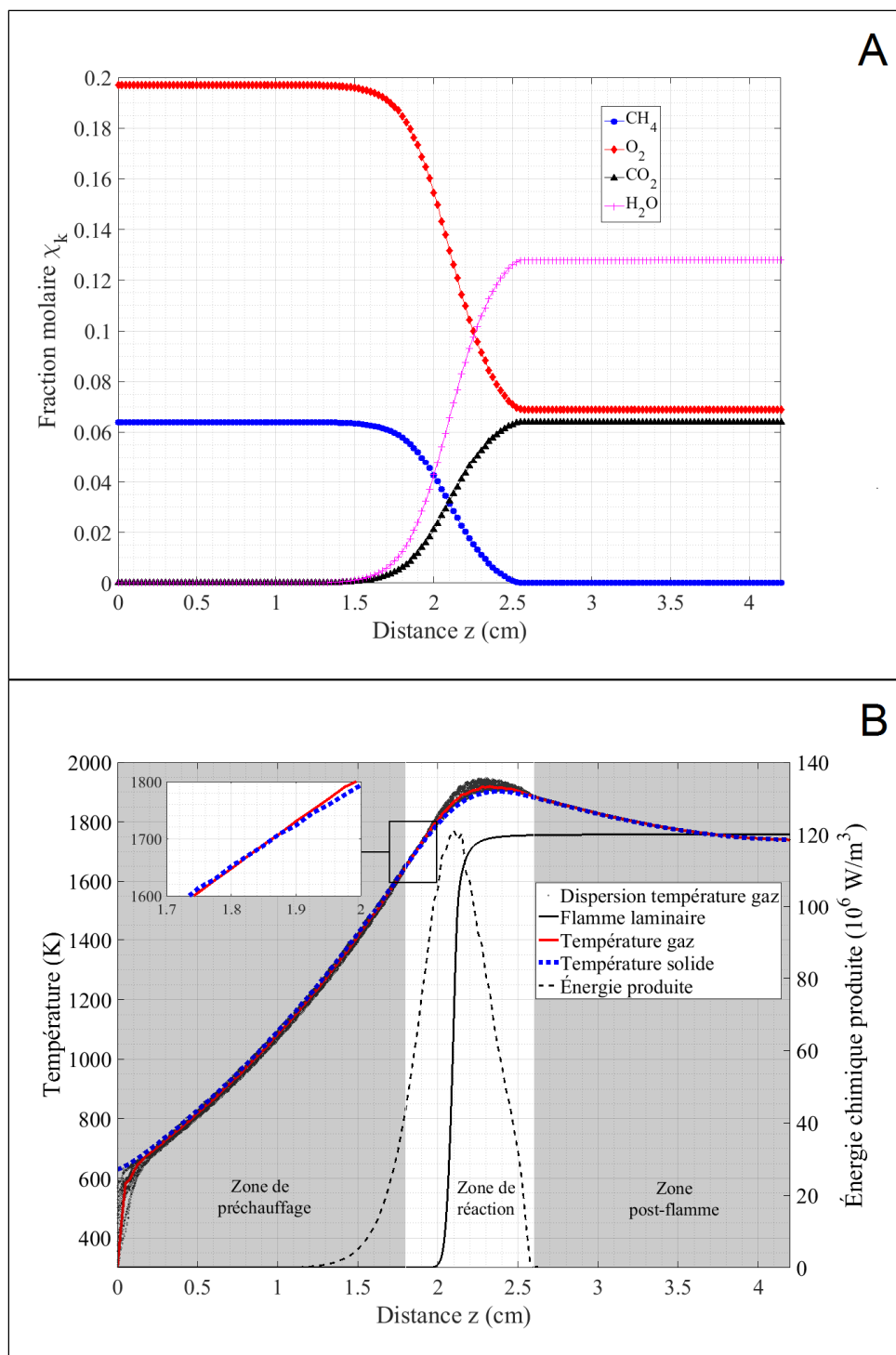


Figure 5.2 Combustion du mélange dans le cas de référence.  
 A : Fractions molaires des espèces; B : Profils de température des phases gazeuse et solide et énergie chimique libérée;  
 Médailon: Grossissement sur le croisement des profils de température

Cependant, le critère basé sur l'égalité des températures du fluide et de la matrice est utilisé ici car il correspond à l'inversion du sens de l'échange de chaleur entre les deux phases (Barra & Ellzey, 2004).

Les deux profils de température (gaz et solide) sont très proches l'un de l'autre mais il existe bien une différence de température (Figure 5.3). Les écarts les plus importants sont situés à l'entrée du brûleur et dans la zone de réaction. Les fluctuations spatiales de la température dans le fluide sont représentées sur la Figure 5.3 par la valeur r.m.s. De faibles variations sont observées. Ceci s'explique par la nature homogène du milieu poreux employé qui réduirait la dispersion d'un ordre de grandeur comparativement à une matrice à géométrie aléatoire de type éponge, selon l'estimation faite dans la section 3.5. Cette dispersion induit de plus fortes variations spatiales transverses et des écarts moyens par rapport à la moyenne jusqu'à 550K (Bedoya et al., 2015) contre 20 ici au voisinage du front de flamme.

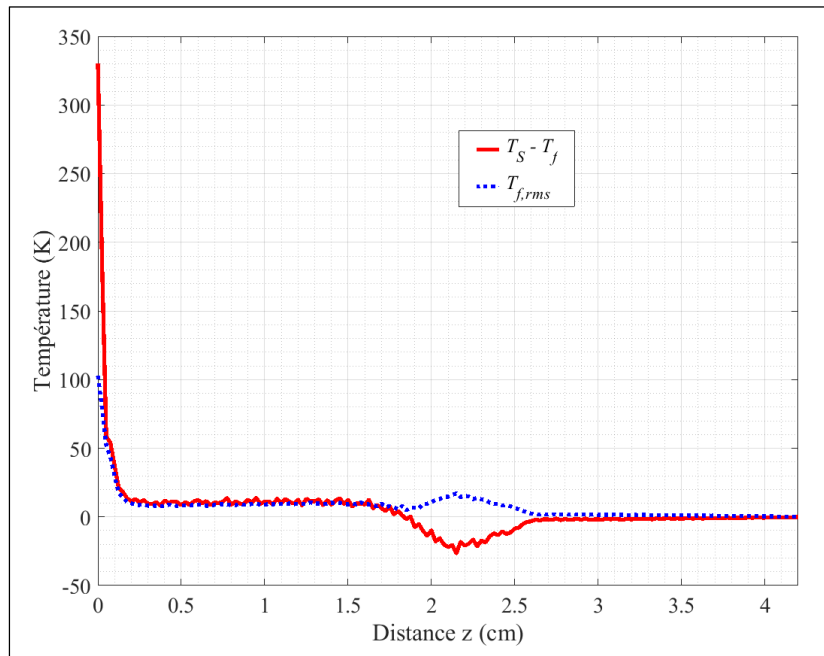


Figure 5.3 Différences de température entre les phases et écart à la moyenne dans le fluide

Le profil de température de la phase gazeuse suggère que la température moyenne des gaz brûlés atteint 1931K. Cette valeur est 174K supérieure à la température de flamme

adiabatique pour la richesse testée soit un dépassement d'environ 10% pour ce cas. Cet excès local de température correspond à un excès d'enthalpie de la combustion qui est directement dû à la présence de la matrice solide permettant un préchauffage des gaz frais via un transfert d'enthalpie des gaz brûlés vers les gaz frais. Un excès de 116K est observé dans les résultats expérimentaux de Smucker et Ellzey (2004) dans un brûleur double couche formé d'une mousse réticulée. Le phénomène aussi dit de combustion super-adiabatique observé ici est donc consistant avec l'expérience. L'excès d'enthalpie est observable sur une plus large gamme de richesses comme le suggère la Figure 5.4.

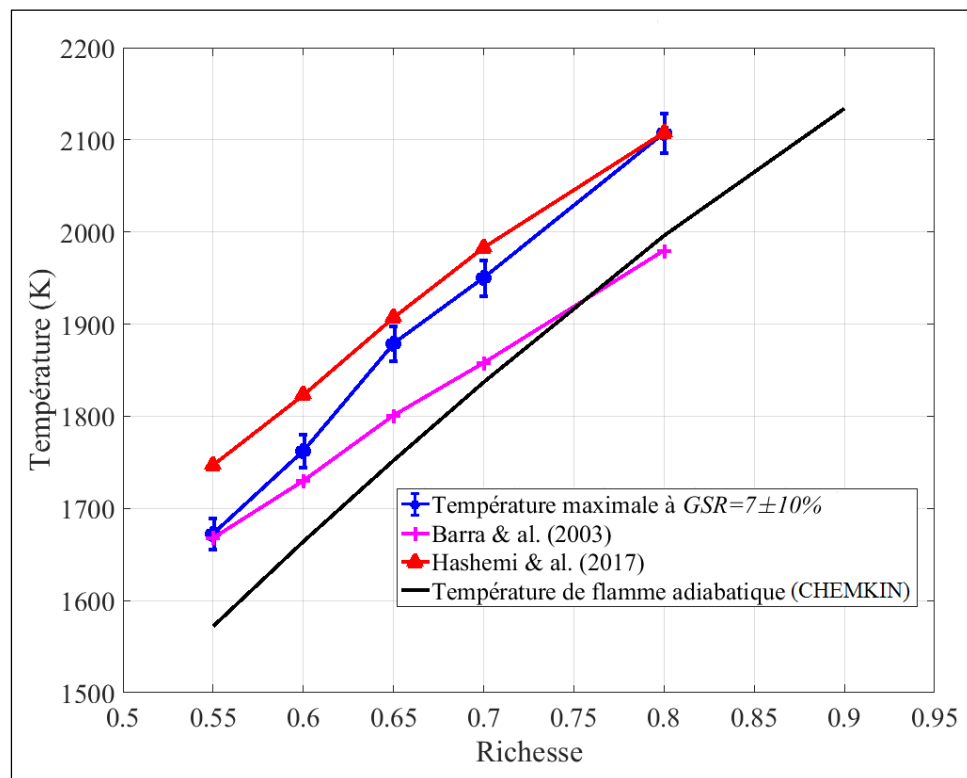


Figure 5.4 Effet de la richesse sur la température maximale des gaz brûlés

Les températures maximales de la phase gazeuse obtenues pour  $0.55 \leq \phi \leq 0.8$  sont encadrées par les résultats de Barra et al. (2003) et de Hashemi et Hashemi (2017). Les températures sont relevées à iso-*Gas Speed Ratio*,  $GSR=7\pm 10\%$ . Ce paramètre adimensionnel de vitesse est le ratio de vitesse des gaz qui permet d'évaluer la vitesse superficielle de

l'écoulement par rapport à la vitesse de flamme laminaire (Barra & Ellzey, 2004). Il s'écrit alors :

$$GSR = \frac{\text{Vitesse superficielle}}{\text{Vitesse de flamme laminaire}} = \frac{\Phi \langle u_z \rangle}{S_L} \quad (5.28)$$

L'erreur commise par une déviation de plus ou moins 10% sur le *GSR* engendre une augmentation – réduction d'environ 1% de la température. Les résultats de Barra et al. (2003) sont obtenus avec un mécanisme réactionnel à 177 réactions ce qui explique les températures moins élevées tout en restant supérieures à la température de flamme adiabatique. Les résultats de cette étude ainsi que ceux de Hashemi et Hashemi (2017) sont obtenus avec la même réaction globale d'où les températures plus élevées et concordantes entre elles. L'excès de température est de 6 à 7.5% (pour ce *GSR*) par rapport à la température de flamme adiabatique ce qui est couramment observé (Hsu et al., 1993). L'effet super-adiabatique tend à s'atténuer pour les mélanges s'approchant de la stœchiométrie et la température peut devenir inférieure à la température de flamme adiabatique ce qui n'est pas observé ici. Suivant les études, cette situation n'apparaît pas à la même richesse de mélange. Il est à noter que le cas à  $\varphi=0.8$  n'est pas réalisable en pratique car la température atteinte approche le point d'opération limite du matériau.

Un retour à la Figure 5.2.A suggère l'étude d'un paramètre clé des flammes laminaires pré-mélangées : l'épaisseur de flamme. Le profil de température d'une flamme laminaire libre calculé avec le code CHEMKIN et la cinétique GRI-Mech 3.0 (Smith et al., 2000) est présenté pour comparaison. Sa position est déterminée en alignant son pic d'énergie avec celui de la flamme dans le brûleur. Le profil de la flamme libre présente un gradient de température beaucoup plus abrupt que la flamme dans le brûleur. Pour la flamme libre de méthane à  $\varphi=0.65$  l'épaisseur de flamme est de 2mm en considérant la somme de la largeur de la zone de préchauffage et de réaction. La combustion en milieu poreux tend à élargir les zones de préchauffage et de réaction, à aplatir les profils de température et donc à augmenter l'épaisseur de flamme. Ce phénomène est causé par l'augmentation du transport de chaleur et de masse due à la dispersion : l'étude de l'écoulement froid (section 3.5) a permis d'estimer que le coefficient de dispersion axiale serait un ordre de grandeur supérieur à la diffusivité

moléculaire selon la méthode employée. L'épaisseur de flamme calculée ici est l'épaisseur thermique basée sur le maximum de gradient de température (Poinsot & Veynante, 2005) :

$$\delta_L = \frac{T_{f,\max} - T_{f,z=0}}{\max\left(\frac{dT_f}{dz}\right)} \quad (5.29)$$

Le gradient maximal est déterminé loin de l'entrée du brûleur où la rapide augmentation de température du fluide biaiserait le résultat. L'épaisseur de flamme calculée est de 18.4mm soit 9 fois plus élevée que dans le cas d'une flamme libre. Cette valeur est en accord avec les résultats rapportés par la littérature : 20mm, soit un facteur 10 (Dinkov et al., 2013). L'épaisseur peut varier selon le mécanisme réactionnel utilisé; en particulier la température maximale tend à diminuer avec un mécanisme plus complet. Le gradient de température n'est pas sensiblement affecté (Dinkov et al., 2015).

### 5.2.2 Bilan des flux de chaleur

L'hypothèse de non-équilibre thermique entre les deux phases et la différence locale de température induisent des échanges de chaleur entre les gaz et la matrice solide. Ces échanges sont responsables de la recirculation d'énergie abordée plus haut.

Le bilan des différents flux de chaleur mis en jeu à l'interface solide-fluide dans le brûleur est représenté sur la Figure 5.5 qui montre l'équilibre entre les différents termes de l'équation de conservation de l'énergie pour la phase solide (équation (5.1)) en régime stationnaire dans le cas de référence. Le taux de chaleur produite par la réaction est également représenté. Les trois modes d'échange sont pris en compte : convection, conduction et radiation. Le tracé est obtenu en réalisant une moyenne spatiale des différents flux de chaleur dans le plan  $x-y$  sur toute la hauteur de l'interface. La convention de signe est telle qu'un flux positif correspond à un flux quittant la surface (solide vers fluide).

Dans la zone de réaction, l'énergie de la combustion est transférée par voie convective à la matrice solide. Le flux convectif à l'interface fluide-solide du point de vue du gaz est donc positif. L'énergie alors emmagasinée par la matrice solide est transférée de la zone de réaction vers la zone de préchauffage par conduction solide-solide et radiation solide-solide.

Ces deux flux deviennent positifs (c.-à-d. qu'ils quittent la paroi solide) dans la zone de préchauffage et sont échangés par convection avec la phase gazeuse (flux convectif gaz vers solide négatif donc rentrant pour la phase fluide). Le changement de signe du flux de convection délimite le début de la zone de réaction. Le taux de chaleur transféré par convection dans la zone de préchauffage correspond à la somme du flux conduit et échangé par radiation de la zone de combustion vers la zone de préchauffage (Hashemi & Hashemi, 2017). Ainsi, le transfert convectif équilibre les transferts radiatif et convectif (Talukdar et al., 2004). Ce cycle s'opère de manière continue créant ainsi une recirculation d'énergie dans le brûleur avec un préchauffage des gaz frais et une augmentation de l'enthalpie de la combustion.

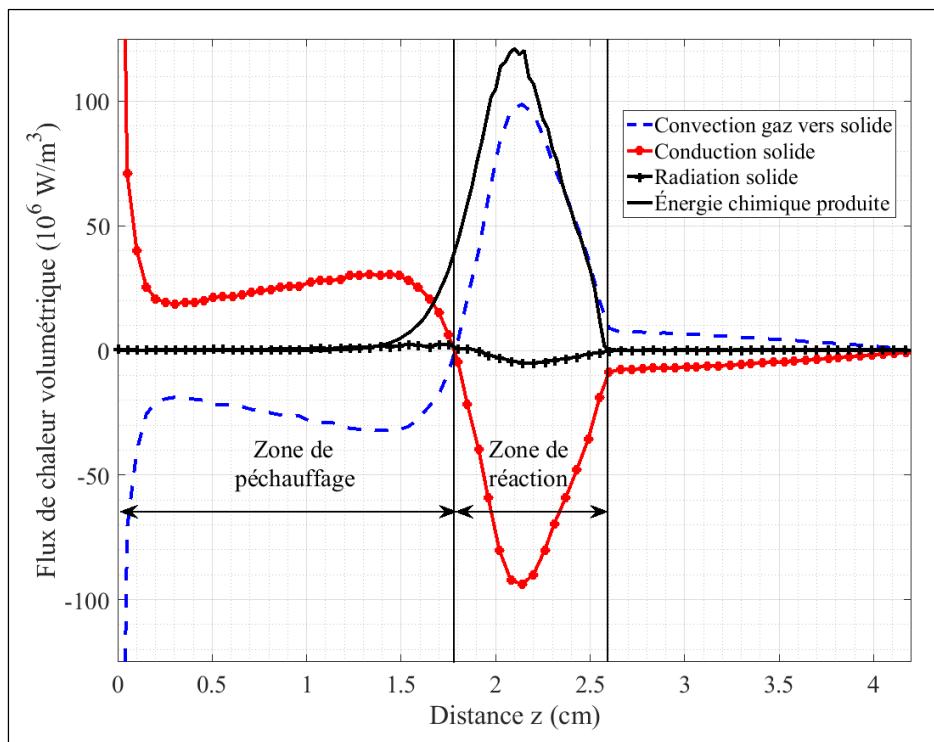


Figure 5.5 Bilan d'énergie à l'interface solide-fluide dans le cas de référence et courbe d'énergie chimique produite

L'ordre de grandeur du flux de convection entre les deux phases est de  $10^7$  à  $10^8 \text{ W/m}^3$  ce qui est concordant avec les résultats de Barra et Ellzey (2004). Pour la radiation, l'ordre de grandeur est de  $10^6 \text{ W/m}^3$ . Il est à noter que le transfert par conduction solide est très

dominant sur la radiation dans le processus de recirculation d'énergie et du même ordre de grandeur que le flux de convection. Dans les études 1D (Barra & Ellzey, 2004; Tong & Sathe, 1991) et 2D (Hashemi & Hashemi, 2017; Talukdar et al., 2004), la prépondérance (ou équivalence en ordre de grandeur) de la radiation sur la conduction est plus marquée notamment dans la zone de réaction où la convection est principalement équilibrée par la radiation (Talukdar et al., 2004). A contrario, l'étude 3D de Bedoya et al. (2015) ne prend pas en compte ce mode d'échange pour la simulation DPLS. En effet, en 3D, la radiation devient de moindre importance devant les autres modes de transfert.

À noter également qu'une fraction de la chaleur transférée en aval de la zone de réaction ne sert pas au préchauffage des gaz et est perdue dans le milieu extérieur ambiant. Cette fraction du flux radiatif peut s'observer physiquement par le rayonnement (et l'énergie calorifique) émis à la sortie du brûleur d'où parfois l'ajout du qualificatif brûleur poreux *radiant*.

### 5.2.3 Vitesse de flamme et stabilité de la combustion

Dans le cas de la combustion en milieu poreux, la vitesse de flamme peut soit être choisie comme étant la vitesse interstitielle des gaz ou bien la vitesse superficielle. Plusieurs définitions sont proposées dans les études pour tenir compte de la géométrie du brûleur (Dinkov et al., 2013), des paramètres de la réaction de combustion (F. Pereira, Oliveira, & Fachini, 2011) ou bien encore l'énergie libérée par la réaction (Djordjevic, Habisreuther, & Zarzalis, 2012).

Dans cette étude une définition simple basée sur la vitesse superficielle et le débit massique est déterminée :

$$\text{Vitesse de flamme} = S = \Phi \langle u_z \rangle = \Phi \frac{\dot{m}}{\langle \rho_f \rangle A_f} \quad (5.30)$$

Pour une flamme laminaire, la vitesse de flamme (notée  $S_L$ ) est définie du côté des gaz imbrûlés. Pour tenir compte du préchauffage dans le brûleur poreux, la masse volumique moyenne des gaz dans tout le domaine est considérée.

Par conservation du débit massique, celui-ci peut s'écrire à l'entrée du domaine :

$$\dot{m} = \rho_{inlet} U_{inlet} A_f \quad (5.31)$$

Ce qui donne l'expression simple suivante pour la vitesse de flamme  $S$  :

$$S = \Phi \frac{\rho_{inlet}}{\langle \rho_f \rangle} U_{inlet} \quad (5.32)$$

Cette définition est à compléter de la remarque suivante : lorsque la vitesse d'entrée des gaz est augmentée,  $S$  augmente également d'après cette définition. Or la vitesse de flamme est un paramètre constant pour une richesse donnée : dans une flamme laminaire, elle correspond à la vitesse des gaz frais à la position où se stabilise la flamme. Si la vitesse des gaz est augmentée, la flamme se déplace plus en aval et se stabilise où la vitesse des gaz vaut de nouveau  $S_L$ . Si la vitesse des gaz diminue, c'est le processus inverse : la flamme se déplace en amont jusqu'au cas extrême du retour de flamme. Ainsi la vitesse de flamme dans le brûleur peut se définir comme la vitesse superficielle minimale d'existence de la flamme dans le brûleur. Autrement dit, c'est la vitesse superficielle des gaz à la limite inférieure de stabilité.

Différents cas ont été simulés afin d'investiguer l'influence de la vitesse d'entrée et de la richesse du mélange gazeux. Les différentes conditions d'entrée testées sont représentées par les points rouges sur la Figure 5.6. Trois à quatre vitesses d'entrée sont simulées pour chacune des cinq richesses 0.55; 0.6; 0.65; 0.7; et 0.8. Les points de simulations sont contenus entre les limites inférieures et supérieures de stabilité déterminées par Liu et al. (2010) sur un modèle 2D d'un brûleur à double couche. Ces résultats présentent un bon accord avec des résultats expérimentaux (Khanna et al., 1994). Pour une richesse de 0.55 les limites inférieures et supérieures sont 19cm/s et 32cm/s respectivement. Pour une richesse de 0.8 elles sont de 70cm/s et 125cm/s respectivement. Les points d'opération intermédiaires sont stables. Les limites de stabilité propres au brûleur de cette étude n'ont pu être déterminées à cause des temps de calcul trop importants que demanderait l'observation d'une situation de retour de flamme ou de soufflage. En effet, la vitesse de déplacement de la flamme est de l'ordre de 1mm/s (Bedoya et al., 2015). Il est donc possible que des points d'opération hors de ces limites soient stables pour le brûleur testé ici.

Il est également supposé que l'évolution de ces limites entre les richesses extrémales est linéaire ce qui est assez bien vérifié sur d'autres modèles numériques (Barra & Ellzey, 2004)



et expérimentaux (Smucker & Ellzey, 2004). Il apparaît bien que les deux limites de stabilité augmentent lorsque la richesse du mélange augmente et que l'accroissement de la limite supérieure est plus important que celui de la limite inférieure. Ainsi le domaine de stabilité s'élargit pour les richesses approchant la stœchiométrie.

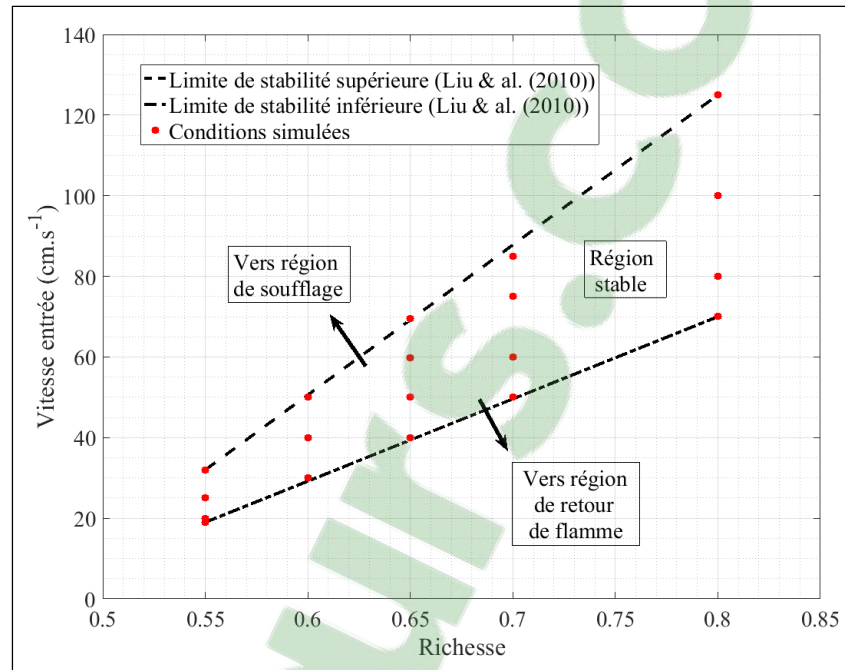


Figure 5.6 Régimes de stabilité du brûleur poreux et conditions simulées

La vitesse des gaz dans le brûleur est d'abord investiguée dans le cas de référence ( $U_{inlet}=0.6\text{m/s}$ ;  $\varphi=0.65$ ). La structure du milieu poreux tend à dévier l'écoulement ce qui rend son champ de vitesse non uniforme. Les variations spatiales de la vitesse (en norme) de l'écoulement sont représentées sur la Figure 5.7.A. Les normes de vitesse constituant le nuage de point sont relevées sur les lignes de courant traversant le brûleur.

La modélisation 3D rend compte des variations transverses de la vitesse dues à la tortuosité de l'écoulement (contournement d'obstacles) et aussi des zones de vitesse nulle, d'accélération et de décélération ce qui conduit à d'importantes variations spatiales notamment dans la zone de réaction. Il est à noter que localement la vitesse peut atteindre jusqu'à 9m/s. Aussi, la vitesse moyenne est représentée (en rouge) : son profil est semblable

au profil de température des gaz et la vitesse maximale est observée dans la zone de réaction où la température est maximale. Les gaz voient leur masse volumique diminuer avec la température d'où l'accélération subit. Enfin le profil moyen de la vitesse présente des pics régulièrement espacés qui correspondent chacun à l'accélération locale de l'écoulement dans un pore.

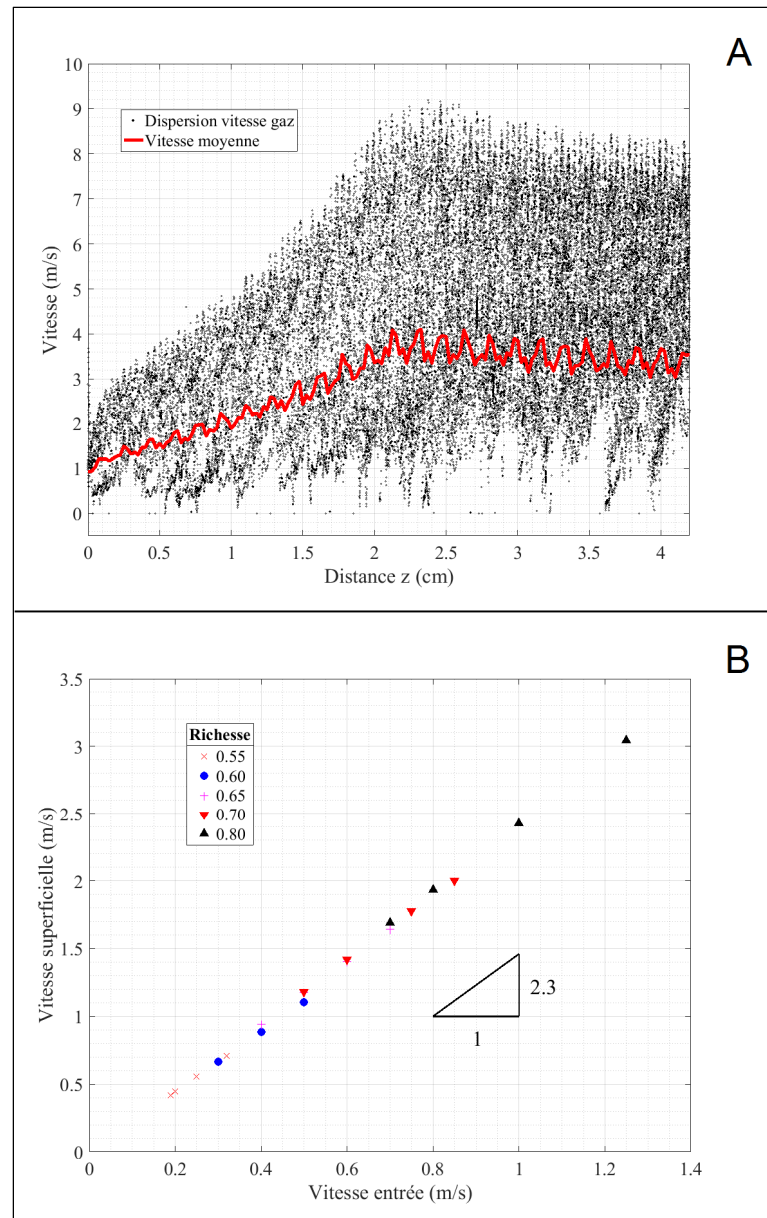


Figure 5.7 Évolution de la vitesse de l'écoulement.  
 A : Dans le cas de référence; B : Influence de la vitesse d'entrée sur la vitesse superficielle

L'influence de la vitesse d'entrée des gaz sur la vitesse superficielle a été investiguée pour les différentes conditions simulées (Figure 5.7.B). Pour une richesse donnée, la vitesse moyennée évolue linéairement avec la vitesse d'entrée. La vitesse des gaz est en moyenne 2.3 fois plus élevée que leur vitesse d'introduction dans le brûleur. Aussi, ce facteur est conservé quelle que soit la richesse du mélange. Un examen plus précis de la pente pour

chaque ratio de mélange montre que le taux d'accroissement est légèrement plus élevé pour les hautes richesses et l'encadrement suivant est déterminé :  $2.2 \leq \frac{\text{Vitesse superficielle}}{\text{Vitesse d'entrée}} \leq 2.4$ .

La vitesse de flamme calculée par l'équation (5.32) peut être comparée à la vitesse de flamme laminaire obtenue au moyen du code de calcul CHEMKIN et de la cinétique chimique GRI-Mech 3.0 (Smith et al., 2000). Les valeurs de vitesse de flamme laminaire ainsi que de température de flamme adiabatique sont données dans le Tableau 5.2.

Tableau 5.2 Vitesse de flamme laminaire et température de flamme adiabatique du méthane obtenues à l'aide de GRI-MECH 3.0

<b>Richesse <math>\phi</math></b>	<b>Vitesse de flamme laminaire <math>S_L</math> (cm/s)</b>	<b>Température de flamme adiabatique <math>T_f</math> (K)</b>
0.55	7.9	1576
0.60	11.4	1668
0.65	15.3	1757
0.70	19.3	1843
0.80	27.2	2003

La Figure 5.8 illustre la comparaison entre la vitesse, la vitesse de flamme laminaire ainsi qu'avec des données expérimentales (Djordjevic et al., 2011) et numériques DPLS (Bedoya et al., 2015) pour les différentes richesses testées. La vitesse de flamme est environ 5 fois supérieure à la vitesse de flamme laminaire. La flamme peut donc se maintenir de manière stable à des vitesses très supérieures à la vitesse de flamme laminaire. Les données de la littérature reportées sur la figure montrent un écart avec les résultats de cette étude. Il peut s'expliquer par la définition de la vitesse de flamme utilisée (vitesse nécessaire pour imposer la position de la flamme dans la simulation DNS) ainsi que par la structure du milieu poreux utilisé (mousse céramique SiSiC, 10PPI,  $\Phi=0.87$ ). Peu de données expérimentales ou numériques 3D sont disponibles afin d'effectuer une comparaison plus adéquate. Néanmoins,

les résultats mettent en avant l'augmentation de la vitesse de flamme dans un ordre de grandeur cohérent.

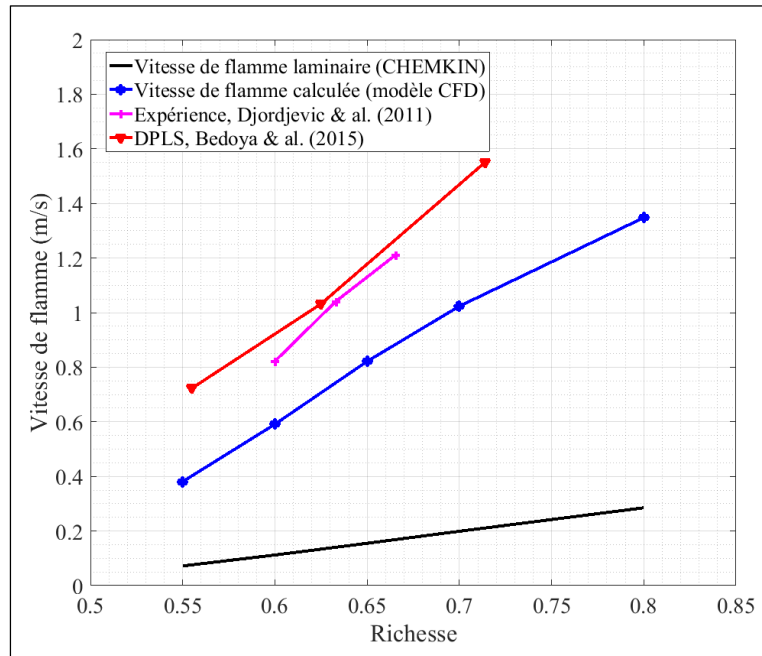


Figure 5.8 Évolution de la vitesse de flamme en fonction de la richesse

Cette caractéristique est propre à la CMP et a été relevée notamment par Sathe et al. (1991). Ces derniers appuient sur l'importance des différents transferts de chaleur qui, par leur action de préchauffage, permettent d'obtenir des vitesses de flamme plus élevées. Les valeurs du ratio varient selon les études regardées mais sont consistantes avec celle qui vient d'être déterminée : Barra et Ellzey (2004) trouvent un facteur maximal de 5 et 7 à 10 selon Bedoya et al. (2015). Expérimentalement et dans les modèles 3D, l'augmentation du transport des espèces et de la chaleur dû à la dispersion contribue à une augmentation plus significative de la vitesse de flamme. Kotani et Takeno (1982) avancent que le processus de stabilisation de la flamme pour de telles vitesses est le résultat d'un équilibre du système dans son ensemble. En effet, ils notent que la position de la flamme varie en fonction des conditions de richesse et de vitesse en entrée. Le décalage des zones de préchauffage et de réaction modifie donc les transferts de chaleur afin d'obtenir un équilibre énergétique d'où résulte une flamme stable.

A contrario, une flamme instable (cas de retour de flamme ou de soufflage) suppose qu'il n'existe pas de solution d'état d'équilibre dans le brûleur.

La Figure 5.9 illustre les profils d'énergie chimique libérée par la combustion ainsi que les températures dans la phase gazeuse à des richesses de 0.55 et 0.8 et aux vitesses correspondant aux limites de stabilité. Elle met en évidence l'influence des conditions d'entrée sur la position d'équilibre de la flamme.

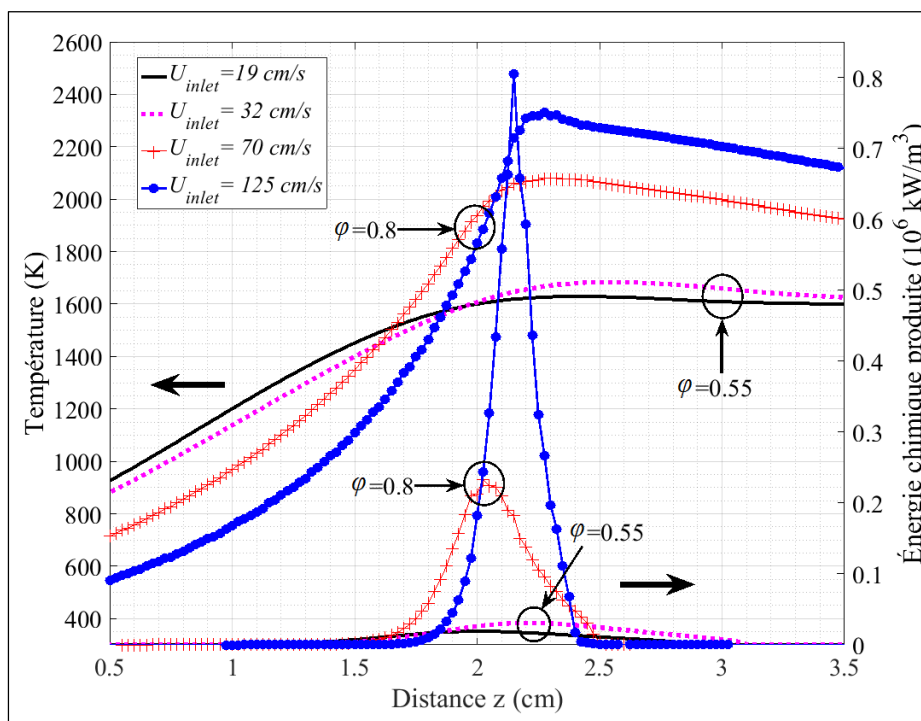


Figure 5.9 Profils d'énergie libérée et de température dans la phase gazeuse aux limites de stabilité testées

L'augmentation de la richesse du mélange, donc de la proportion en carburant, libère une plus grande quantité d'énergie chimique qui induit une augmentation de la température maximale des gaz brûlés. Pour une richesse donnée, cet effet est aussi obtenu par une augmentation de la vitesse des gaz. L'effet est moins marqué pour des mélanges plus pauvres. Ainsi l'énergie libérée varie dans le même sens que la richesse du mélange et la vitesse d'entrée de gaz (Barra & Ellzey, 2004).

À iso-richesse, le tracé montre aussi qu'une augmentation de la vitesse d'entrée des gaz amène la flamme à se stabiliser plus en aval. Un décalage de 2 à 4mm est observé. Cette observation est valable sur la plage de stabilité de la flamme : Sathe et al. (1990) indiquent que lorsque la vitesse est représentée en fonction de la position du front de flamme, la flamme est stable pour les pentes positives. Cela est consistant avec les résultats présentés.

Également, à iso-richesse (plus marqué pour les richesses élevées), il est visible que le pic d'énergie devient plus étroit lorsque la vitesse des gaz est importante (Takeno & Sato, 1979). Pour une richesse de 0.8, la largeur de la zone de réaction est de 6.3mm à  $U_{inlet}=0.7\text{m/s}$  et de 3.6mm pour  $U_{inlet}=1.25\text{m/s}$ .

Enfin, la Figure 5.9 illustre aussi que pour une même richesse, la température en amont dans la zone de préchauffage est plus importante lorsque la vitesse du mélange est proche de la limite inférieure de stabilité. Le temps de résidence des gaz frais dans la zone de préchauffage est en effet plus long; le transfert de chaleur est amélioré d'où une température plus importante (Liu et al., 2010; Tong & Sathe, 1991).

En revenant à la Figure 5.8, la limite d'inflammabilité du brûleur peut-être approximée en extrapolant la limite inférieure de stabilité vers des vitesses d'entrée petites. En prenant en compte le critère avancé par Blint (1989) qui considère que la vitesse de flamme ne peut être inférieure à 10cm/s, la richesse limite minimale obtenue est 0.48. Pour une flamme se propageant librement à l'air libre, cette limite est de 0.58 (Hsu et al., 1993). La combustion en milieu poreux permet donc une extension du domaine d'inflammabilité vers des mélanges plus pauvres en carburant. Une richesse de 0.43 a été déterminée par Akbari et al. (2009) ce qui est consistant avec le résultat obtenu. Sans se restreindre aux limites de stabilité de Liu et al. (2010), il est très probable qu'une limite plus petite puisse être atteinte expérimentalement car les prédictions numériques tendent à surestimer la limite inférieure de stabilité (Barra & Ellzey, 2004). La combustion en milieux poreux montre donc son potentiel pour une utilisation en régime de combustion de mélanges pauvres.

### 5.2.4 Gradient de pression

L'évolution du gradient de pression dans le milieu poreux a été largement étudiée dans le chapitre traitant de l'écoulement isotherme. Une comparaison du gradient de pression dans le cas de l'écoulement à froid, en présence d'un gradient de température et avec combustion est donnée en Figure 5.10.

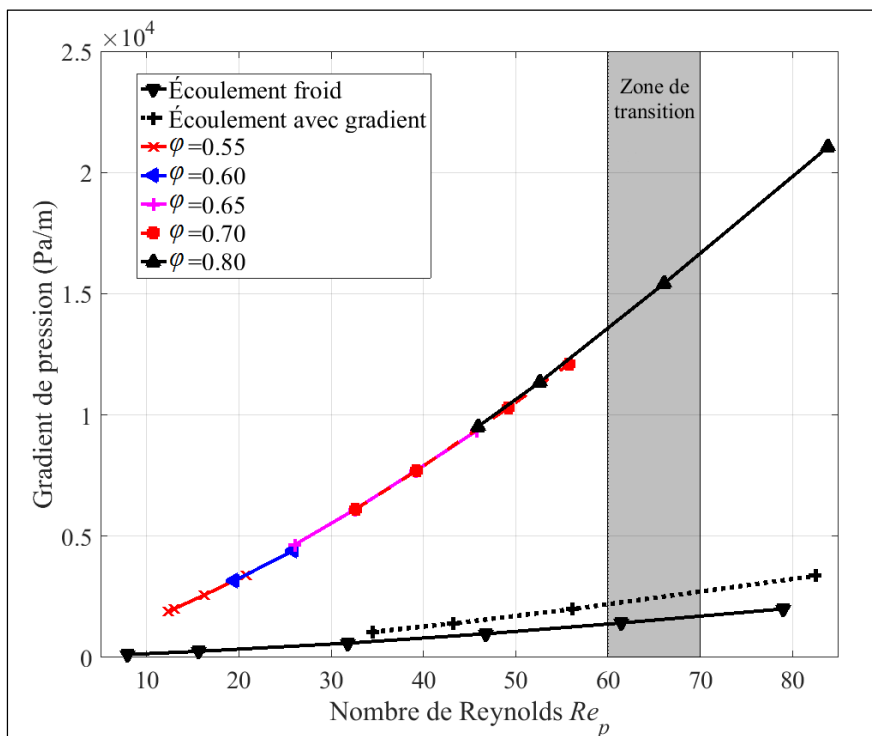


Figure 5.10 Comparaison de l'évolution du gradient de pression pour l'écoulement froid, avec gradient de température et avec combustion

Le gradient de pression augmente avec la vitesse (c.-à-d. avec le nombre de Reynolds) de l'écoulement. Ce saut de pression est considérablement augmenté dans le cas de l'écoulement réactif. Les gaz, en passant dans la zone de préchauffage et dans la zone de réaction voient leur température augmenter significativement et leur masse volumique diminuer d'où une accélération de l'écoulement et des vitesses plus élevées. La chute de pression due aux pertes par frottements et aux effets inertiels est donc plus grande (Smucker & Ellzey, 2004).



Dans le cas de référence ( $U_{inlet}=0.6\text{m/s}$ ;  $\varphi=0.65$ ), la perte de pression le long du brûleur est de 327Pa soit 0,3% de la pression de référence (1atm). Pour certaines applications (notamment dans les turbines à gaz) un faible saut de pression peut être une exigence (Sobhani et al., 2017). La zone de transition entre le régime de Forchheimer et le régime laminaire non linéaire est grisée sur la Figure 5.10 et correspond à la bande  $Re_p=65\pm 5$ . Les points contenus dans cette région et au-delà sont des cas de simulation où des déviations de l'écoulement ont été relevées. En deçà, l'écoulement reste symétrique et confiné dans la colonne (« channeling »). Les déviations sont donc un paramètre physiquement observable qui traduit un changement de régime d'écoulement.

### 5.2.5 Efficacité de la CMP

Le processus de recirculation d'énergie a été montré dans les sections précédentes et l'importance de son rôle dans le maintien d'une combustion stable a pu être constatée. La quantité de chaleur générée par la réaction exothermique donne lieu à un transfert de chaleur multimodal entre la phase fluide et la phase solide et dans la phase solide elle-même. En considérant le taux de chaleur transférée au sein de la matrice solide par radiation et par conduction, l'efficacité du brûleur en termes de recirculation d'énergie par convection peut être déduite. Afin de quantifier la contribution de chacun des transferts, les trois paramètres suivants sont utilisés. Leur définition littérale ainsi que leur expression mathématique sont précisées.

*Efficacité de recirculation de chaleur par convection*

$$= \frac{\text{Convection gaz – solide dans la zone de préchauffage}}{\text{Énergie chimique totale}} = \frac{\iint_{\text{Zone de préchauffage}} |\dot{q}_{conv}| dS}{\iiint_{V_f} Q_{ch} dV} \quad (5.33)$$

*Efficacité de préchauffage par conduction*

$$= \frac{\text{Conduction solide vers la zone de préchauffage}}{\text{Énergie chimique totale}} = \frac{\iint_{\text{Zone de réaction}} |\dot{q}_{cond}| dS - \iint_{\text{Zone post-flamme}} |\dot{q}_{cond}| dS}{\iiint_{V_f} Q_{ch} dV} \quad (5.34)$$

### Efficacité de préchauffage par radiation

$$= \frac{\text{Radiation solide vers la zone de préchauffage}}{\text{Énergie chimique totale}} = \frac{\iint_{\text{Zone de réaction}} |\dot{q}_{rad}| dS - \iint_{\text{Zone post-flamme}} |\dot{q}_{rad}| dS}{\iiint_{V_f} Q_{ch} dV} \quad (5.35)$$

D'après l'équilibre des échanges, l'efficacité de recirculation (équation (5.33)) est donc la somme des deux autres (équation (5.34) + équation (5.35)). Dans les équations (5.34) et (5.35), la fraction de chaleur qui chemine vers la zone post-flamme ne participe pas au préchauffage des gaz entrants et est donc soustraite à la part de chaleur transférée au solide dans la zone de réaction. La Figure 5.11 illustre l'évolution de l'efficacité de la recirculation d'énergie dans le brûleur sur la plage de stabilité testée et pour les différentes richesses.

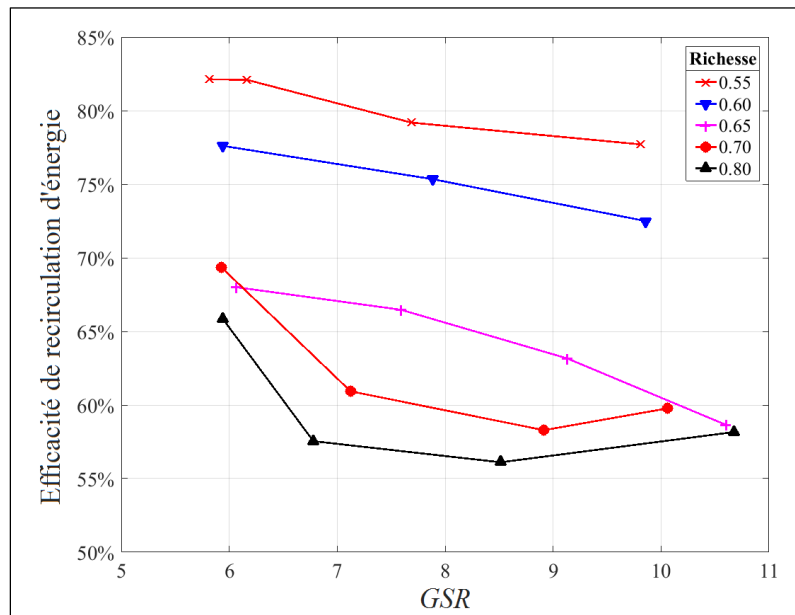


Figure 5.11 Efficacité de recirculation d'énergie dans le brûleur

Le taux d'énergie qui recircule par convection s'accroît pour des mélanges dont la richesse est faible. Aussi, à iso-richesse, l'efficacité diminue lorsque la vitesse des gaz augmente. Comme la combustion en milieu poreux permet d'élargir le domaine d'inflammabilité pour des richesses faibles, le domaine de stabilité de la flamme se trouve ainsi étendu à des vitesses d'écoulement plus petites. Il a été vu à la section 5.2.3 que le transfert de chaleur

dans la zone de préchauffage se trouve amélioré pour des mélanges pauvres et à faible vitesse. Avec un temps de résidence allongé, il résulte une augmentation de la température des gaz frais dans la zone de préchauffage. L'augmentation du transfert de chaleur conduit à un meilleur taux de recirculation de l'énergie produite par la réaction. Ce taux de recirculation varie de 77 à 82% pour une richesse de 0.55 et de 58 à 66% pour la plus grande richesse testée. Ces valeurs d'efficacité sont nettement supérieures à celles déterminées dans l'étude numérique 1D de Barra et Ellzey (2004) (de 5% à 26% globalement) ou 2D de Hashemi et Hashemi (2017) (de 13% à 41%). Néanmoins, la tendance observée est similaire : les taux de recirculation les plus élevés sont obtenus pour des richesses et *GSR* petits. L'écart constaté avec les deux études citées est important mais peut s'expliquer ainsi : d'une part la contribution de la conduction dans la matrice poreuse solide est très importante du fait de la conductivité thermique élevée du matériau utilisé (les contributions de la conduction et de la radiation sont présentées dans le paragraphe suivant). D'autre part, la dispersion induite par l'écoulement tortueux tridimensionnel améliore le transport de masse et de chaleur dans le fluide (Bedoya et al., 2015) d'où un meilleur taux de recirculation.

Sur les Figures 5.12.A et 5.12.B sont respectivement représentées les contributions au processus de préchauffage des transferts de chaleur radiatif et conductif dans la matrice solide. Une première observation de la tendance générale montre une évolution similaire à l'efficacité de recirculation, c'est-à-dire que l'efficacité de chacun des transferts est accrue pour des richesses et des *GSR* petits. Cette tendance est également observée dans la littérature (Barra & Ellzey, 2004; Hashemi & Hashemi, 2017). Comme attendu, la contribution du transfert de chaleur par conduction est dominante sur la radiation. L'efficacité du transfert radiatif est comprise entre 1 et 12% ce qui s'accorde bien avec les résultats des études 1D (Barra & Ellzey, 2004) et 2D (Hashemi & Hashemi, 2017). Néanmoins, cette contribution peut paraître négligeable devant la conduction ce qui justifie qu'elle ne soit pas considérée dans l'étude 3D de Bedoya et al. (2015). Pour une richesse donnée, l'efficacité de préchauffage par radiation varie en moyenne de 3% sur la plage de *GSR* testés. Cette amplitude est petite et montre la faible dépendance du transfert radiatif avec la vitesse des gaz. En revanche, la dépendance avec la richesse du mélange est plus nette (Khanna et al., 1994). En effet la température de flamme dépend principalement de la richesse du mélange

(donc de la proportion de carburant) indépendamment de sa vitesse. En pratique, la variation du débit d'entrée induit une variation de la quantité de carburant introduit dans le bruleur et donc d'énergie libérée par la réaction. Une variation modeste de température est alors constatée, donc également du transfert radiatif.

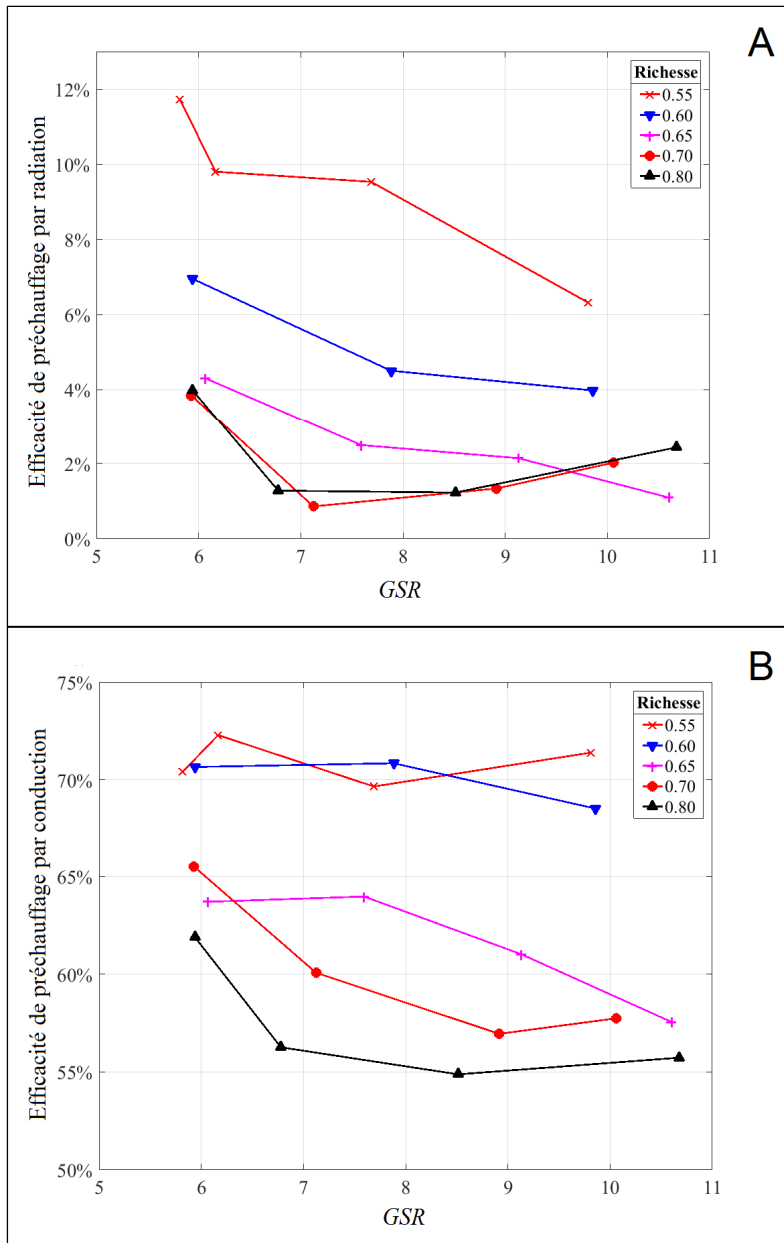


Figure 5.12 Efficacité des transferts de chaleur dans la matrice solide. A : Préchauffage par radiation; B : Préchauffage par conduction

Pour les deux plus grandes richesses (0.70 et 0.80), il est notable que les efficacités de recirculation, de conduction et de radiation, tendent à augmenter aux valeurs de *GSR* les plus élevées. La tendance d'évolution générale des efficacités semble donc inversée. L'explication la plus plausible pour justifier ce comportement est le changement de régime de l'écoulement : une transition de l'écoulement de Forchheimer vers le régime laminaire non linéaire s'opère. Les nombres de Reynolds de pore de l'écoulement pour la plus grande valeur de *GSR* sont de 56 à  $\phi=0.7$  et 84 à  $\phi=0.8$  ce qui est très voisin ou supérieur à  $65\pm 5$  identifiée comme étant la valeur de transition. Il faut rappeler que ce régime d'écoulement est caractérisé par une rupture de la symétrie de l'écoulement et par des déviations dans la matrice poreuse impliquant un « brassage » à l'échelle macroscopique. L'étude de l'écoulement isotherme a suggéré l'amélioration de la dispersion en régime laminaire non linéaire. En conséquence le transport de masse et de chaleur est accrue dans le fluide d'où les transferts thermiques plus efficaces. L'idée d'opérer dans ce régime de fonctionnement n'est cependant pas judicieuse pour deux raisons : d'une part elle augmente la consommation de carburant car pour la plage de stabilité testée, le régime laminaire non linéaire n'est obtenu que pour des richesses de mélange élevées. L'émission de polluants, notamment les NO<sub>x</sub>, sera donc augmentée dû à l'augmentation de la température (Smucker & Ellzey, 2004; Sobhani et al., 2017). De plus, les efficacités atteintes restent inférieures à celles de la combustion en mélanges pauvres et avec des *GSR* faibles. D'autre part les températures de flamme sont proches voire supérieures à la limite d'opération du matériau constituant la matrice poreuse ce qui causerait son endommagement.

L'observation de l'efficacité du brûleur en fonction de son régime de fonctionnement démontre que l'utilisation des brûleurs poreux est de nouveau à privilégier avec des régimes de combustion pauvres. Smucker et Ellzey (2004) formulent cette même conclusion d'après une étude basée sur les émissions de polluants.

### 5.3 Observations microscopiques de l'écoulement dans le cas de la CMP

Les études portant sur la combustion en milieu poreux se limitent principalement aux observations macroscopiques faites dans les sections précédentes. L'originalité de cette étude

tient au fait qu'il est possible d'accéder à l'écoulement local à l'échelle des pores du milieu poreux. Deux cas sont présentés et comparés : l'un en régime de Forchheimer (cas de référence  $U_{inlet}=0.6\text{m/s}$  et  $\varphi=0.65$ ;  $Re_p=39$ ), le second en régime laminaire non linéaire avec des déviations de l'écoulement ( $U_{inlet}=1.25\text{m/s}$  et  $\varphi=0.80$ ;  $Re_p=84$ ).

### 5.3.1 Distribution de la température

La Figure 5.13 présente le champ scalaire instantané de température sur le plan ( $Dx$ ) centré sur la zone de réaction du brûleur ainsi que la distribution longitudinale. Le champ dans le solide est également présenté, encadré par les lignes noires. L'observation d'un seul pore montre que la température est plus élevée au centre de l'interstice. En effet, une flamme ne peut se propager sur une paroi solide d'où une plus faible température à l'interface fluide-solide. Aussi la condition de non-glissement sur la paroi, impose une vitesse nulle ralentissant la réaction. Dans le cas de référence (Figure 5.13.A), les plus hautes températures sont réparties sur deux pores tandis que dans le cas  $\varphi=0.80$  (Figure 5.13.B), les hautes températures sont localisées sur un seul pore. Ceci confirme l'observation faite dans la section 5.2.3 : la zone de réaction est plus étroite à hautes valeurs de richesses et de vitesses. Ainsi, la dispersion dans le gaz (fluctuations spatiales de la température) est moins prononcée dans le cas de référence qui correspond à un régime d'écoulement de Forchheimer : l'écart moyen maximal par rapport à la moyenne (valeur r.m.s. maximale) dans la zone de réaction est de 20K pour le cas de référence et de 80K pour le cas en régime laminaire non linéaire. Cette figure permet de constater que la dispersion (notamment pour les écoulements de Forchheimer) dans la géométrie structurée testée ici reste petite devant celle observée par Bedoya et al. (2015) sur une mousse de type éponge et expérimentalement par Dunnmon et al. (2017) dans un milieu également spongieux. L'utilisation d'une matrice à géométrie structurée réduit donc les inhomogénéités spatiales dans la zone de réaction. Ceci présente l'avantage de diminuer les fluctuations locales de températures pouvant contraindre de manière non homogène les matrices à cause de l'expansion thermique. De plus, une combustion homogène peut prévenir de la présence de fluctuations temporelles de la température qui génère également un endommagement prématuré des matrices poreuses

(Howell et al., 1996; Sobhani et al., 2017). Le second bénéfice lié à la distribution homogène du champ de température est la réduction des émissions de NO<sub>x</sub> causées par des températures localement très élevées ainsi que de CO et d'hydrocarbures imbrûlés causées par des températures localement basses d'où résulte une combustion incomplète (Durst & Trimis, 2002).

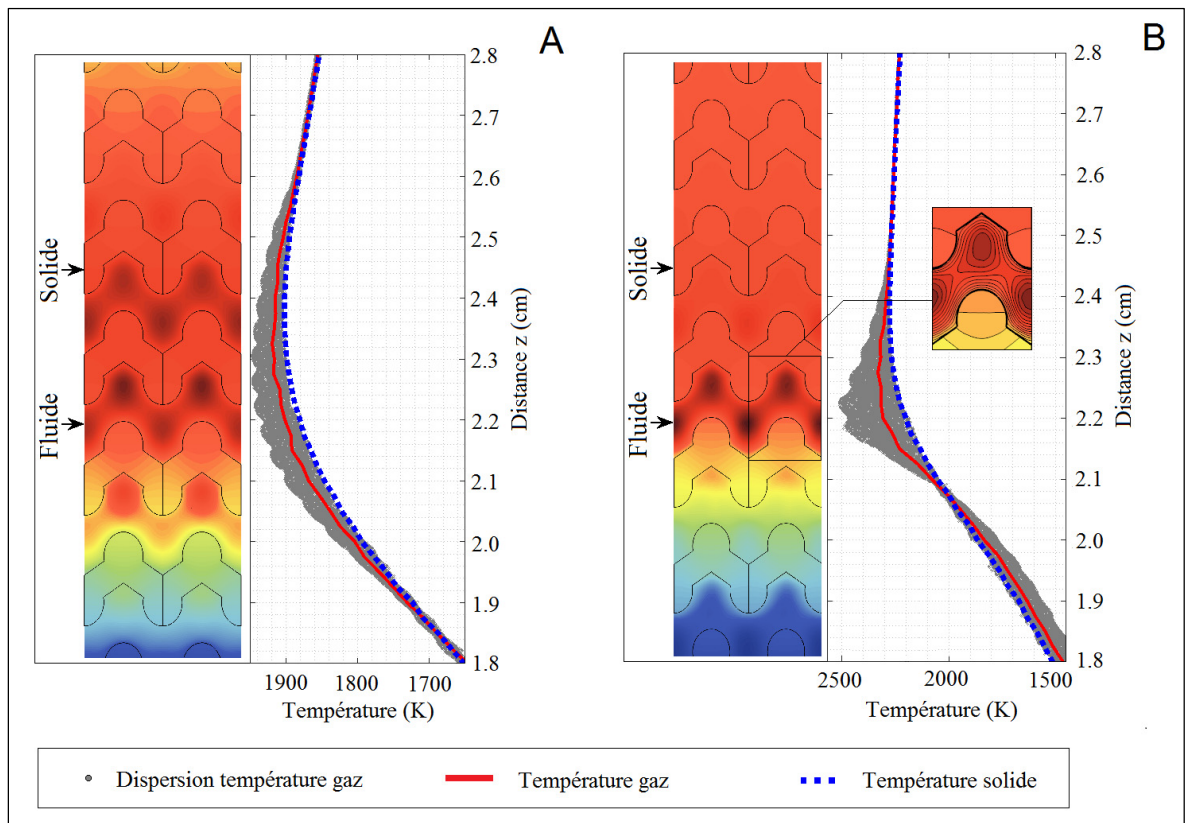


Figure 5.13 Distributions et champs microscopiques instantanés de température sur le plan ( $Dx$ ) pour la CMP. A : Régime de Forchheimer ( $U_{inlet}=0.6\text{m/s}$  et  $\phi=0.65$ ); B : Régime laminaire non linéaire ( $U_{inlet}=1.25\text{m/s}$  et  $\phi=0.80$ ); Médaille : Contours du champ de température sur un pore en régime laminaire non linéaire

Le champ de température rend assez peu compte des déviations de l'écoulement en régime laminaire non linéaire. Une légère dissymétrie du champ de température est visible dans le médaillon de la Figure 5.13.B qui présente les contours du champ de température grossi sur un pore. Le champ de vitesse présenté plus après va permettre de mettre en évidence ces déviations.

### 5.3.2 Champs de vitesse

Sur la Figure 5.14 est représenté le champ scalaire instantané de la norme de vitesse adimensionnée par la vitesse d'entrée ainsi qu'une échelle du nombre de Reynolds de pore local centré sur la zone de réaction.

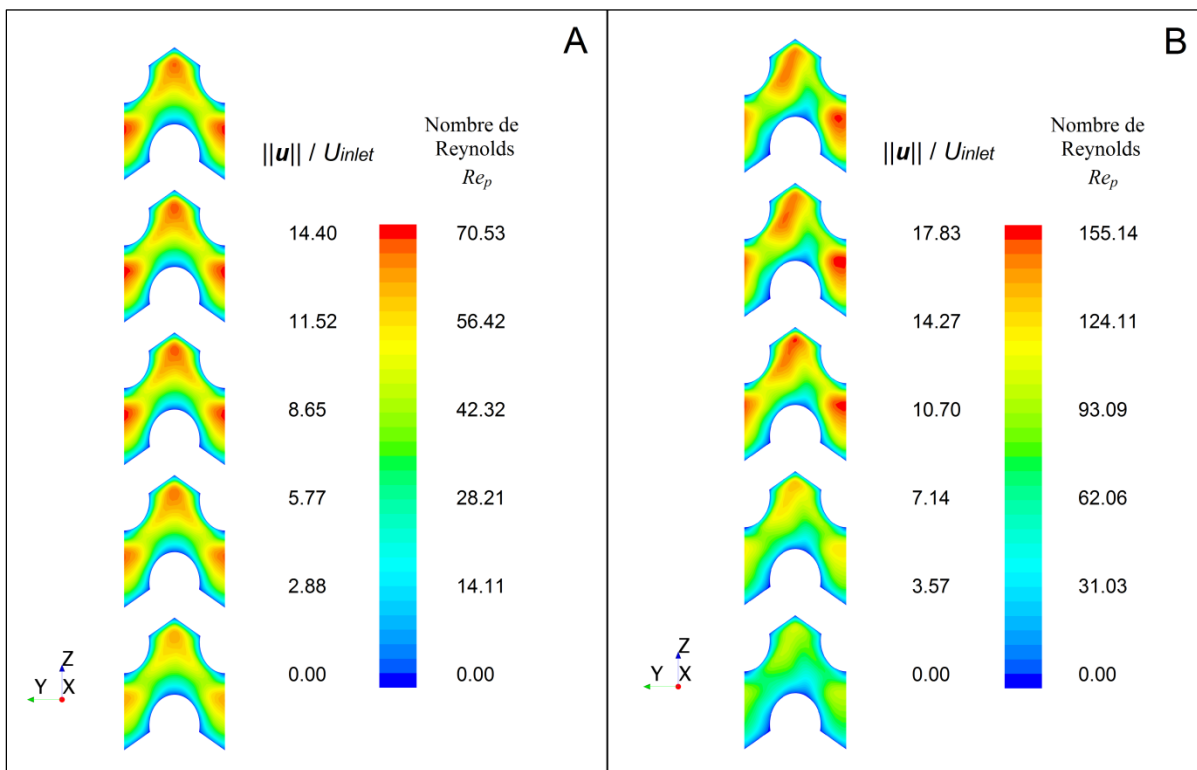


Figure 5.14 Champs scalaires instantanés de vitesse adimensionnelle sur le plan ( $Dx$ ) pour la CMP. A : Régime de Forchheimer ( $U_{inlet}=0.6\text{m/s}$  et  $\varphi=0.65$ ); B : Régime laminaire non linéaire ( $U_{inlet}=1.25\text{m/s}$  et  $\varphi=0.80$ )

La magnitude de vitesse atteint un maximum dans cette zone à cause de la haute température. Très localement la norme de vitesse possède des valeurs de l'ordre de 9m/s dans le cas de référence (Figure 5.14.A) et jusqu'à 22m/s pour le cas  $\varphi=0.80$  (Figure 5.14.B). Ces valeurs élevées sont atteintes à la fois à cause de la haute température de la combustion et aussi avec la géométrie du milieu poreux qui induit des accélérations – décélérations dans les pores. Le nombre de Reynolds de pore moyenné sur l'ensemble du volume fluide est égal à 39 dans le cas de référence; c'est un régime d'écoulement de Forchheimer avec un motif symétrique.



Avec un nombre de Reynolds  $Re_p=84$  dans le cas  $U_{inlet}=1.25\text{m/s}$  et  $\varphi=0.80$ , le régime devient laminaire non linéaire et l'écoulement présente des déviations comme le montre la Figure 5.14.B. Dans le cas de référence, le nombre de Reynolds de pore local prend des valeurs supérieures au nombre de Reynolds critique sans pour autant rompre la symétrie de l'écoulement. Ce constat est vérifié sur d'autres cas plus marqués notamment pour  $U_{inlet}=0.75\text{m/s}$  et  $\varphi=0.70$  où le nombre de Reynolds moyen est de 49 et atteint localement jusqu'à 95 sans que des déviations n'apparaissent. Le nombre de Reynolds de pore semble donc inadapté pour décrire le comportement local du fluide. En effet, le nombre de Reynolds  $Re_p$  est basé sur le diamètre de pore  $D_p$  qui est une longueur caractéristique méso-macroscopique. Le nombre de Reynolds de pore rend compte du comportement macroscopique de l'écoulement par une moyenne volumique. Une définition basée sur une longueur caractéristique microscopique telle que le diamètre des parties cylindriques du motif serait peut-être plus appropriée pour mener des observations aux petites échelles.

#### 5.4 Influence du matériau et de l'arrangement de la matrice solide

Jusqu'à maintenant, la combustion a été simulée dans une matrice monocouche constituée du même matériau SiSiC. Dans cette section, l'influence des propriétés de la matrice solide va être investiguée en employant un matériau différent. Le cas de simulation correspond au cas de référence ( $U_{inlet}=0.6\text{m/s}$  et  $\varphi=0.65$ ). Le matériau étudié est un superalliage métallique cobalt-chrome (CoCr) disponible sous forme de poudre pour l'impression 3D additive. Les propriétés physico-thermo-optiques de la matrice sont résumées dans le Tableau 5.3. Les propriétés thermiques sont fournies par le manufacturier (EOS GmbH). Les coefficients d'absorption et de diffusion dépendent de la géométrie de la matrice et sont donc conservés (valeurs de Hashemi et Hashemi (2017)).

Quatre configurations sont comparées :

- une matrice monocouche céramique SiSiC déjà testée plus avant
- une matrice monocouche constituée du matériau métallique CoCr
- une matrice double couche divisée en deux parties égales : en amont une partie métallique CoCr et en aval une partie céramique SiSiC

- le cas inverse : en amont une partie céramique SiSiC et métallique CoCr en aval.

Tableau 5.3 Propriétés physiques, thermiques et optiques de la matrice métallique CoCr (EOS GmbH; Hashemi & Hashemi, 2017)

Propriété	Valeur	Unité
Densité $\rho_s$	8300	kg/m <sup>3</sup>
Chaleur spécifique $Cp_s$	450	J/kg-K
Conductivité thermique $k_s$	14	W/m-K
Coefficient d'absorption $\alpha$	28	1/m
Coefficient de diffusion $\delta$	66	1/m
Émissivité $\varepsilon$	0.25	-

Les profils de température de la phase solide pour ces quatre situations sont présentés en Figure 5.15. Les calculs sont effectués dans le cas de référence. L'importance de la radiation dans un matériau à haute émissivité (SiSiC) peut être négligée devant la conduction. L'alliage cobalt-chrome possède une faible émissivité près de 4 fois plus petite; la contribution de la radiation est donc d'autant plus faible. Ainsi, il est possible d'étudier l'influence du matériau en considérant simplement l'aspect conduction thermique. Le matériau a une influence notable sur la position du front de flamme, sur la température de la matrice à l'entrée du brûleur et sur le pic de température.

- comparaison entre la matrice SiSiC et la matrice CoCr

La température à l'entrée de la matrice céramique est plus importante (623K pour la matrice SiSiC et 563K pour la matrice CoCr) car le transfert de chaleur est amélioré dû à une conductivité thermique plus élevée. Cette remarque est également valide en aval de la zone de réaction. La température des gaz est également affectée : l'augmentation de la conductivité thermique de la matrice conduit à une augmentation de leur température en amont et en aval de la zone de réaction (Liu et al., 2010). La température maximale diminue en conséquence : l'excès d'enthalpie produit dans la zone de réaction est transporté en amont

et en aval. Aussi, le gradient de température de la matrice céramique est moins abrupt ce qui suggère une zone de réaction plus élargie : 6.22mm pour la matrice métallique et 7.74mm pour la matrice céramique (Hsu et al., 1993; Takeno & Sato, 1979). Il est également notable que le front de flamme se stabilise plus en amont avec la matrice SiSiC.

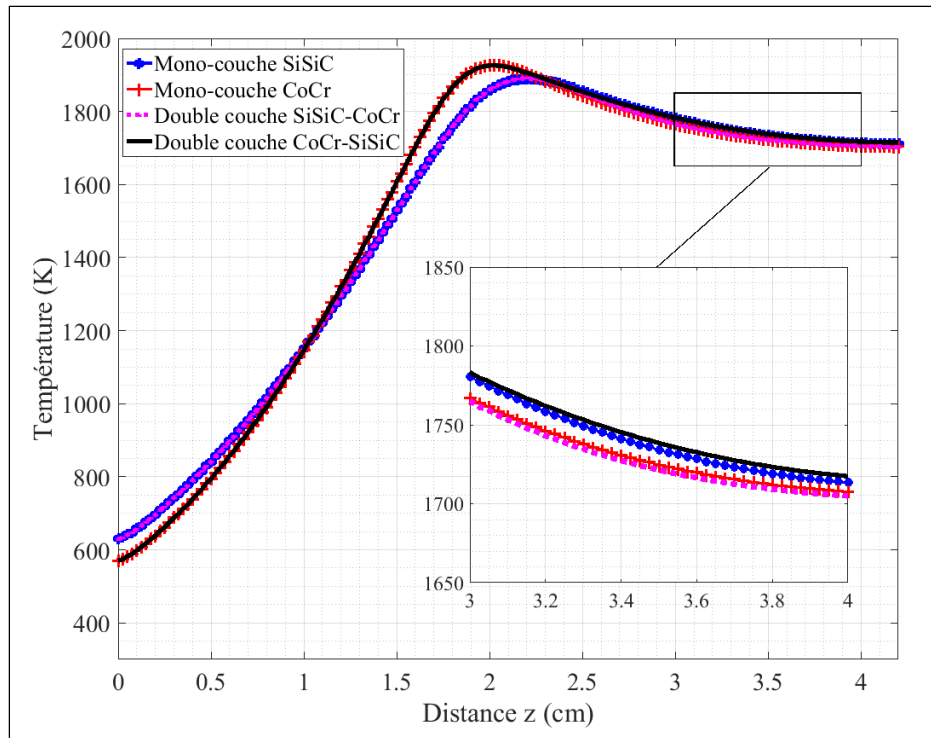


Figure 5.15 Influence des propriétés et de la configuration du brûleur sur le profil de température de la matrice solide.  
Médaillon: Grossissement dans la zone post-flamme

- comparaison entre la matrice SiSiC-CoCr et la matrice CoCr

Dans le premier quart du brûleur la température est plus importante dans la matrice ayant la partie en céramique pour les raisons exposées au point précédent. Puis, proche de la zone de préchauffage, la matrice métallique possède une température plus élevée car elle est moins apte à transporter l'énergie emmagasinée. En aval de la zone de réaction, les deux matrices possèdent les mêmes propriétés thermiques et les profils de température sont très rapprochés.

- comparaison entre la matrice CoCr-SiSiC et la matrice SiSiC

Dans ce cas le raisonnement inverse s'applique : la matrice céramique améliore le transfert de chaleur et possède une température plus élevée à l'entrée. En aval de la zone de réaction la matrice double couche possède une température légèrement supérieure à la matrice céramique. Ceci s'explique par la température plus importante dans la zone de réaction de la matrice double couche.

Les profils de température sont donc plus dépendants des conditions en amont que des conditions en aval : deux matrices constituées du même matériau dans leur première moitié auront des profils superposés dans la première moitié du brûleur. En revanche un écart de température s'observe sur deux matrices formées d'une seconde partie du même matériau dû à l'influence de la zone de réaction en amont.

En termes de recirculation d'énergie (sans prendre en compte la radiation) le Tableau 5.4 donne les performances pour chacune des configurations :

Tableau 5.4 Efficacité de préchauffage par conduction pour les différentes configurations

<b>Configuration</b>	<b>Efficacité de préchauffage par conduction (%)</b>
SiSiC	61.86
CoCr	57.51
SiSiC- CoCr	61.53
CoCr-SiSiC	61.53

La matrice céramique présente de meilleures performances que la matrice métallique ayant une conductivité thermique plus faible. L'emploi d'une matrice à double couche montre des performances très similaires à la matrice SiSiC indépendamment de l'arrangement. Le choix de la configuration la plus avantageuse dépend des observations suivantes : en aval de la zone de combustion, la température des gaz est élevée et voisine de la température de flamme adiabatique. Or la matrice céramique présente une meilleure tenue à la chaleur (Wood &

Harris, 2008) ce qui justifie son emploi dans la zone de réaction et dans la région post-flamme. De plus, sur la base des observations expérimentales de Sobhani et al. (2017) ainsi que des résultats numériques 1D de Barra et al. (2003), une faible conductivité thermique dans la section amont permet d'obtenir la plage de stabilité la plus élargie tout en minimisant la chute de pression. Le choix s'oriente alors vers la configuration à double couche CoCr-SiSiC.

## 5.5 Synthèse du chapitre

Sur la base des études conduites dans le chapitre 3 pour l'écoulement froid et dans le chapitre 4 pour un écoulement en présence d'un gradient de température, l'objectif de cette partie était de modéliser la combustion d'un mélange réactif air-méthane dans le milieu poreux. Le modèle numérique a été modifié en tenant compte des hypothèses couramment admises dans la littérature. Les observations à l'échelle macroscopique ont permis de retrouver les principales caractéristiques de la CMP mises en évidence dans les études 1D et 2D : combustion à excès d'enthalpie, recirculation d'énergie permettant un préchauffage des gaz frais, extension du domaine de stabilité et d'inflammabilité aux petites richesses, étirement du front de flamme et augmentation de la vitesse de flamme. Ces différents aspects ont été étudiés pour différentes conditions d'entrée du mélange dans le brûleur. Il apparaît que les bénéfices sont plus marqués lorsque le mélange réactif est pauvre et à faible vitesse. L'efficacité de recirculation d'énergie a été quantifiée et a confirmé les avantages liés à la combustion de mélanges pauvres en carburant. Par ailleurs, il a été montré que la radiation dans une modélisation en trois dimensions peut être négligée devant les autres modes de transfert de chaleur.

Des observations à l'échelle des pores ont ensuite été conduites et comparées aux résultats DPLS de la littérature. Il ressort que la dispersion due à l'aspect tortueux de l'écoulement a une grande influence sur les caractéristiques macroscopiques : la dispersion améliore le transfert de chaleur dans le fluide et l'efficacité de recirculation du brûleur. Néanmoins ce phénomène apparaît plus marqué en régime laminaire non linéaire et les performances du brûleur sont maximisées dans le régime de Forchheimer. Dans une matrice structurée et

homogène, les effets de la dispersion sont moins marqués que dans une mousse aléatoire. L'avantage est alors de minimiser les variations spatiales de température et d'homogénéiser la combustion. Or des études rapportent que la diminution des fluctuations de température permet d'accroître la durée de vie des matrices poreuses et de diminuer les émissions de polluants.

Enfin, l'arrangement de la matrice avec différents matériaux a été investigué. L'augmentation de la conductivité thermique conduit à une amélioration du transfert de chaleur. En pratique, une configuration [section métallique à plus faible conductivité] en amont et [section céramique à haute conductivité] en aval, est à privilégier.

Le quatrième objectif visant à « caractériser les aspects macroscopiques de la CMP et à conduire des observations sur l'écoulement et sur la combustion à l'échelle des pores » est ainsi atteint pour les aspects abordés dans cette étude.

## CONCLUSION

La nécessité de conduire des études tridimensionnelles pour la modélisation de brûleurs poreux est l'une des recommandations affichées par les récentes études de combustion en milieu poreux. De nombreuses difficultés sont alors soulevées, notamment l'acquisition de la structure 3D de la matrice poreuse, la validation du modèle ainsi que le coût lié aux calculs. L'emploi de matrices réticulées de type éponge rend la modélisation d'autant plus ardue que la structure est aléatoire.

L'objectif principal de cette étude était de développer une méthode de modélisation 3D d'un brûleur poreux obtenu par impression additive afin de conduire des observations à la fois qualitatives et quantitatives aux échelles macroscopique et microscopique de l'écoulement et de la combustion. Cette technique de fabrication offre l'avantage d'obtenir une matrice plus homogène avec un degré d'isotropie plus élevé. Le motif qui se répète facilite également la modélisation géométrique. La fabrication par impression 3D reste néanmoins dispendieuse, le potentiel de ces dispositifs doit donc être évalué au préalable. La relative complexité de la matrice a nécessité la réalisation d'étapes intermédiaires de validation correspondant à quatre objectifs :

- l'étude de l'écoulement autour d'un cylindre isolé a permis de déterminer les caractéristiques appropriées d'un maillage applicable à la géométrie poreuse et permettant d'obtenir une modélisation adéquate de l'écoulement.
- l'étude du gradient de pression validant l'écoulement macroscopique à travers le milieu poreux a rendu possible son observation à l'échelle des pores. Les différents régimes d'écoulement ont été distingués et la phénoménologie, « channeling » vs déviations, fût examinée grâce aux fluctuations spatiales des composantes de la vitesse. Une première approximation de la dispersion axiale dans l'écoulement a été donnée et comparée aux mousses éponges.
- une étape intermédiaire a ensuite été conduite pour observer l'effet d'un gradient de température sur la paroi du milieu poreux. Le transfert de chaleur par convection a été validé grâce aux corrélations de la littérature.

- grâce à une simulation de combustion dans la matrice étudiée, les caractéristiques macroscopiques de la CMP (vitesse, épaisseur de flamme et échanges de chaleur notamment) ont été retrouvées et sont comparables à celles obtenues sur des modèles DNS de combustion dans des mousses. En revanche les observations à l'échelle des pores ont montré les profits apportés par ce type de matrice homogène : l'atténuation supposée de la dispersion axiale permet de diminuer les fluctuations spatiales de température directement responsables de l'endommagement prématuré des matrices et des émissions de polluants.

La modélisation 3D d'un brûleur poreux pour ce type de matrice constitue l'originalité de cette étude. Elle apporte un éclairage sur la dynamique de l'écoulement ainsi que sur la structure de la flamme dans un brûleur poreux constitué d'une matrice à géométrie structurée. Aussi, la méthodologie employée montre son fort potentiel pour la résolution, l'observation et la caractérisation de l'écoulement à micro-échelle. Un transfert d'échelle par moyenne volumique permet de retrouver les caractéristiques macroscopiques. De plus, cette méthode est adaptable pour des géométries variées de milieux poreux structurés : le maillage étant basé sur un paramètre géométrique de la matrice (diamètre des petits cylindres formant le motif de base), un changement sur un paramètre structurel de la matrice (porosité par exemple) ne nécessite qu'une mise à l'échelle du maillage. Si la géométrie de base est modifiée, une nouvelle caractérisation du maillage peut être conduite suivant la méthode proposée.

La validation des différents objectifs formulés permet de dire que cette méthodologie est efficace pour la modélisation macroscopique et microscopique d'écoulements froids et réactifs dans des milieux poreux structurés. Elle confirme également le potentiel des matrices innovantes imprimées pour des applications liées à la CMP, ce qui remplit l'objectif principal de ce mémoire.



## RECOMMANDATIONS

Cette étude apporte une contribution notable à la modélisation d'un brûleur poreux basé sur une géométrie structurée imprimée en trois dimensions. Néanmoins certaines hypothèses admises ou certains points non abordés dans cette étude méritent d'être approfondis ou investigués dans de futurs travaux grâce au modèle proposé.

La compréhension de la dynamique de l'écoulement (isotherme d'une part) reste à approfondir. En particulier, le phénomène de transition du régime de Forchheimer vers le régime laminaire non linéaire mérite une meilleure compréhension. Pour cela, il serait intéressant de conduire une étude sur la dynamique de l'écoulement dans différentes configurations d'arrangement de cylindres : cylindre isolé incliné, cylindres en tandem avec étude paramétrique sur l'espacement des cylindres, effet du confinement. Une attention particulière devra être portée sur le sillage des cylindres et sur la stabilité de ceux-ci. Aussi, dans le milieu poreux, le confinement de l'écoulement pourra être regardé en faisant varier la porosité de la matrice.

Le cadre de cette étude s'est borné au régime laminaire non linéaire. Il est annonciateur du régime turbulent avec un décalage progressif des lignes de courant mais reste un régime laminaire stationnaire. Des cas de simulation à plus hauts nombres de Reynolds doivent être conduits afin d'observer la turbulence de l'écoulement dans le milieu et de faire une distinction avec le régime laminaire.

La dispersion axiale a été évaluée au moyen d'une corrélation de la littérature afin de faire une première comparaison avec les mousses à géométrie aléatoire. Pour cela, les fluctuations spatiales instantanées des composantes de la vitesse ont été regardées. Or la dispersion est un processus instationnaire (dispersion hydrodynamique). Une meilleure description de la dispersion doit être obtenue en étudiant la propagation d'un traceur identifié qui se mélange avec un fluide dans le milieu poreux (voir Parthasarathy et al. (2013)).

La contribution du transfert de chaleur par radiation varie de 1 à 12% maximum pour les points d'opération testés. Cette contribution peut être considérée comme négligeable devant l'efficacité de préchauffage par conduction et le taux de recirculation d'énergie. Une étude sur l'influence du modèle de radiation employé pourrait permettre de valider cette hypothèse afin de simplifier les modèles. En particulier, une approche discrète (*S2S* par exemple) est à étudier en remplacement de l'approche macroscopique considérant la matrice comme un milieu participatif homogène.

La réaction de combustion a été modélisée grâce à une équation globale. Cette simplification peut conduire à des pics de température plus importants et à un profil de température présentant un gradient un peu plus abrupt que ce qui est observé expérimentalement. Un meilleur accord avec les résultats expérimentaux peut être obtenu en employant une cinétique chimique plus détaillée (voir Dinkov et al. (2015)). Une étude d'influence du mécanisme réactionnel employé pourrait donc être conduite. Une première amélioration serait d'utiliser un modèle à deux équations incluant la formation de CO.

L'emploi d'une cinétique chimique plus détaillée amène à étudier la formation d'espèces tierces ainsi que la formation de polluants. En particulier, les émissions de CO, de NOx thermiques ainsi que d'hydrocarbures imbrûlés, requièrent une étude plus approfondie. Ainsi il pourrait être confirmé que l'homogénéisation de la combustion réduit les émissions.

La géométrie a été conservée tout au long de cette étude. Seul l'arrangement du matériau a été brièvement abordé. Une étude paramétrique sur les caractéristiques géométriques de la matrice permettrait d'obtenir une configuration optimale. Les paramètres dont l'influence peut être étudiée sont : le matériau ainsi que l'arrangement, la longueur de la zone de préchauffage, la porosité de la couche amont qui pourrait être choisie de telle sorte que la flamme se stabilise sur une interface. Par ailleurs, une modélisation plus réaliste des propriétés thermophysiques du matériau employé pourrait être envisagée au moyen de corrélations fonctions de la température (voir Bedoya et al. (2015) pour une corrélation de la conductivité thermique de SiSiC).

Cette étude est précurseur de l'utilisation de matrices imprimées pour la CMP. Dès lors, aucune confrontation directe n'a pu être effectuée avec des résultats expérimentaux mais seulement des comparaisons avec des résultats sur des mousses. Une confrontation des résultats obtenus sur le modèle présenté dans cette étude avec l'expérience conduite sur une géométrie identique est donc requise.

## ANNEXE I

### CORRÉLATIONS DIMENSIONNELLES DU GRADIENT DE PRESSION DANS UN MILIEU POREUX

Les corrélations établies sont de la forme :

$$-\frac{\partial p}{\partial z} = C_1 \mu u_D + C_2 \rho_f u_D^2$$

Tableau-A I-1 Corrélations dimensionnelles du gradient de pression en régime de Forchheimer

Étude	Coefficient $C_1$	Coefficient $C_2$
Ergun (1952)	$150 \frac{(1 - \Phi)^2}{\Phi^3 D_p^2}$	$1.75 \frac{1 - \Phi}{\Phi^3 D_p}$
Fand et al. (1987)	$182 \frac{(1 - \Phi)^2}{\Phi^3 D_p^2}$	$1.92 \frac{1 - \Phi}{\Phi^3 D_p}$
Du Plessis et al. (1994)	$\frac{36\tau(\tau - 1)}{\Phi^2 D_p^2}$	$\frac{2.05\tau(\tau - 1)}{\Phi^2(3 - \tau)D_p}$
Richardson et al. (2000)	$S_v^2 \frac{973 D_p^{0.743} (1 - \Phi)^{1.9018}}{\Phi^3}$	$S_v \frac{368 D_p^{-0.7523} (1 - \Phi)^{1.07158}}{\Phi^3}$

## ANNEXE II

### RÉSULTATS ÉCOULEMENT 2D AUTOUR D'UN CYLINDRE

Le tableau ci-dessous rapporte les coefficients aérodynamiques (coefficient de portance, de trainée et nombre de Strouhal) calculés pour les différentes configurations de maillage du cas d'écoulement 2D autour du cylindre.

Tableau-A II-1 Coefficients aérodynamiques du cylindre sur géométrie 2D

Nombre nœuds	Résolution sillage	$C_{Dmean}$	$C_{Lrms}$	$C_{Lmax}$	St
40	5	1.348	0.221	0.310	0.162
	10	1.337	0.212	0.307	0.162
50	5	1.343	0.226	0.317	0.163
	10	1.331	0.210	0.308	0.162
60	5	1.339	0.226	0.324	0.163
	10	1.335	0.219	0.302	0.162
75	5	1.340	0.232	0.324	0.163
	10	1.335	0.225	0.314	0.163
100	5	1.334	0.228	0.320	0.163
	10	1.329	0.221	0.312	0.163
200	5	1.329	0.225	0.320	0.163
	10	1.327	0.226	0.317	0.163



### ANNEXE III

#### CORRÉLATIONS NON DIMENSIONNELLES DU GRADIENT DE PRESSION DANS UN MILIEU POREUX

Les corrélations établies sont de la forme :

$$-\frac{\partial p}{\partial z} \frac{K}{\mu u_D} = C_1' + C_2' Re_k$$

Tableau-A III-1 Corrélations non dimensionnelles du gradient de pression en régime de Forchheimer

Étude	Coefficient $C_1'$	Coefficient $C_2'$	Validité
Ergun (1952)	0.83	0.19	$0.08 \leq Re_k \leq 196$
Macdonald et al. (1979)	1.00	0.19	$0.003 \leq Re_k \leq 32.7$
Fand et al. (1987)	0.93	0.14	$0.57 \leq Re_k \leq 9.00$
Kececioglu et Jiang (1994)	1.00	0.70	$0.34(\pm 0.06) \leq Re_k$ $\leq 2.30 (\pm 0.70)$





## ANNEXE IV

### RÉSULTATS ÉTUDE DE DISPERSION DANS LE MILIEU POREUX

Tableau-A IV-1 Fluctuations des composantes de vitesse et coefficients de dispersion axiale calculés sur la simulation de l'écoulement isotherme

$U_{inter}$ (m/s)	$\langle u \rangle$ (m/s)	$U_{x,rms}$ (m/s)	$U_{y,rms}$ (m/s)	$U_{z,rms}$ (m/s)	$\frac{U_{x,rms}}{\langle u \rangle}$ (%)	$\frac{U_{y,rms}}{\langle u \rangle}$ (%)	$\frac{U_{z,rms}}{\langle u \rangle}$ (%)	$Pe_m$	$D_L$ (m <sup>2</sup> /s)	$D_L/D_m$	$Pe_L$
0.2	0.19	0.095	0.094	0.101	51.0	50.4	54.0	24.5	1.67 <sup>e-4</sup>	12.84	1.90
0.4	0.39	0.199	0.197	0.207	51.0	50.4	53.2	50.9	3.39 <sup>e-4</sup>	26.09	1.95
0.6	0.59	0.300	0.297	0.307	51.0	50.5	52.1	77.0	5.08 <sup>e-4</sup>	39.10	1.97
0.8	0.79	0.412	0.408	0.403	52.0	51.5	50.9	103.6	6.81 <sup>e-4</sup>	52.42	1.98
1.0	1.04	0.562	0.557	0.514	53.9	53.4	49.2	136.4	8.95 <sup>e-4</sup>	68.82	1.98
1.5	1.56	0.885	0.877	0.746	56.8	56.2	47.8	203.9	1.33 <sup>e-3</sup>	102.6	1.99

Les valeurs des vitesses fluctuantes  $u_{i,rms}$  sont une moyenne des vitesses fluctuantes le long du milieu poreux tracées dans le texte à la section 3.5.

L'évolution du nombre de Péclet basé sur la dispersion axiale  $Pe_L$  en fonction du nombre de Péclet basé sur la diffusivité moléculaire  $Pe_m$ , est tracée ci-dessous d'après l'équation (3.10) et illustre le comportement asymptotique vers la valeur  $Pe_{L\infty} = 2$  :

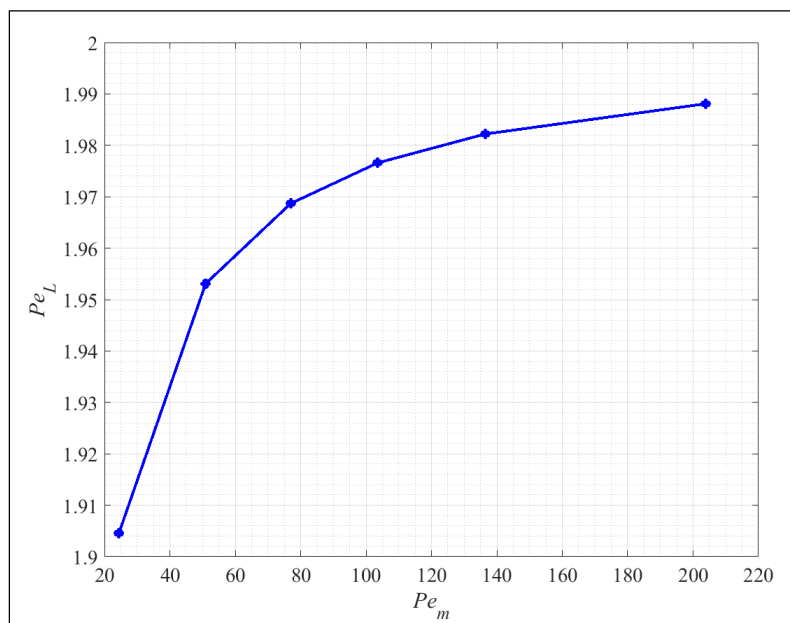


Figure-A IV-1 Évolution du nombre de Péclet basé sur la dispersion axiale en fonction du nombre de Péclet basé sur la diffusivité moléculaire

## ANNEXE V

### CORRÉLATIONS DU NOMBRE DE NUSSOLT EN MILIEU POREUX

Tableau-A V-1 Corrélations du nombre de Nusselt

Étude	Corrélation	Validité
Wakao et Kaguei (1982)	$Nu = 2 + 1,1Re_p^{0,6}Pr^{\frac{1}{3}}$	$15 \leq Re_p \leq 10^5$
Fujio Kuwahara et al. (2001)	$Nu = \left(2 + \frac{12(1 - \Phi)}{\Phi}\right) + (1 - \Phi)^{1/2}Re_p^{0,6}Pr^{\frac{1}{3}}$	$0.36 \leq \Phi \leq 0.96$ $10^{-2} \leq Pr \leq 10^2$ $10^{-2} \leq Re_p \leq 10^2$
Pallares et Grau (2010)	$Nu = \left(2 + \frac{8(1 - \Phi)}{\Phi}\right) + (1 - \Phi)^{1/2}Re_p^{0,6}Pr^{\frac{1}{3}}$	$15 \leq Re_p \leq 10^2$ $Pr \approx 1$
Gamrat et al. (2008)	$Nu = 3.02(1 - \Phi)^{0.278} \exp(2.54(1 - \Phi)) + ((1 - \Phi)1.093 + 0.357)Re_p^{0,5}Pr^{0.3}$	$0.44 \leq \Phi \leq 0.98$ $1 \leq Pr \leq 100$ $0.05 \leq Re_p \leq 40$
Achenbach (1995)	$Nu = \left[ (1.18Re_p^{0,58})^4 + \left(0.23 \left(\frac{Re_p}{\Phi}\right)^{0.75}\right)^4 \right]^{1/4}$	$Pr=0.7$ $0.26 \leq \Phi \leq 0.935$ $1 \leq \frac{Re_p}{\Phi} \leq 7.7 \times 10^5$



## LISTE DE RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Abdul Mujeebu, D. M., Abdullah, M. Z., Mohamad, A., & Abu Bakar, M. (2010). Trends in modeling of porous media combustion. *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 36 (6), p. 627-650.
- Achenbach, E. (1995). Heat and flow characteristics of packed beds. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 10 (1), p. 17-27.
- AFHYPAC. (2016). *Mémento de l'Hydrogène - Production et consommation d'hydrogène aujourd'hui*.
- Akbari, M. H., Riahi, P., & Roohi, R. (2009). Lean flammability limits for stable performance with a porous burner. *Applied Energy*, vol. 86 (12), p. 2635-2643.
- Barra, A. J., Diepvens, G., Ellzey, J. L., & Henneke, M. R. (2003). Numerical study of the effects of material properties on flame stabilization in a porous burner. *Combustion and Flame*, vol. 134 (4), p. 369-379.
- Barra, A. J., & Ellzey, J. L. (2004). Heat recirculation and heat transfer in porous burners. *Combustion and Flame*, vol. 137 (1), p. 230-241.
- Bear, J. (2013). *Dynamics of fluids in porous media*. New-York, NY: Dover Publications.
- Bedoya, C. (2016). *Stationary Flames within Porous Inert Media*. (Thèse de doctorat, Karlsruhe Institute of Technology, Allemagne).
- Bedoya, C., Dinkov, I., Habisreuther, P., Zarzalis, N., Bockhorn, H., & Parthasarathy, P. (2015). Experimental study, 1D volume-averaged calculations and 3D direct pore level simulations of the flame stabilization in porous inert media at elevated pressure. *Combustion and Flame*, vol. 162 (10), p. 3740-3754.
- Blint, R. J. (1989). Flammability limits for exhaust gas diluted flames. *Symposium (International) on Combustion*, vol. 22 (1), p. 1547-1554.
- Bories, S., Mojtabi, A., Prat, M., & Quintard, M. (2008). Transferts de chaleur dans les milieux poreux Conduction, convection, rayonnement. *Techniques de l'ingénieur*, vol. Énergie, Physique énergétique, Transferts thermiques (BE8250), p.
- Bubnovich, V., Henríquez, L., & Gnesdilov, N. (2007). Numerical Study of the Effect of the Diameter of Alumina Balls on Flame Stabilization in a Porous-Medium Burner. *Numerical Heat Transfer*, vol. 52 (3), p. 275-295.
- Carman, P. C. (1937). Fluid Flow Through Granular Beds. *J. Soc. Chem. Industr*, vol. 15, p. 150.

- Carmo, B. S., & Meneghini, J. R. (2006). Numerical investigation of the flow around two circular cylinders in tandem. *Journal of Fluids and Structures*, vol. 22 (6), p. 979-988.
- CD-Adapco. (2016). STAR-CCM+ Documentation (V.11.04 ed.).
- Darcy, H. (1856). *Les fontaines publiques de la ville de Dijon*. Paris: Dalmont Victor.
- Delgado, J. M. P. Q. (2007). Longitudinal and Transverse Dispersion in Porous Media. *Chemical Engineering Research and Design*, vol. 85 (9), p. 1245-1252.
- Dinkov, I., Habisreuther, P., & Bockhorn, H. (2013). *Numerical prediction of burning velocity and flame thickness in a radial-flow porous burner*. Proceedings of the European Combustion Meeting, Lund (Sweden).
- Dinkov, I., Habisreuther, P., & Bockhorn, H. (2015). *Direct pore level simulation of premixed gas combustion in porous inert media using detailed chemical kinetics*. 7th European Combustion Meeting, Budapest (Hungary).
- Djordjevic, N., Habisreuther, P., & Zarzalis, N. (2011). A numerical investigation of the flame stability in porous burners employing various ceramic sponge-like structures. *Chemical Engineering Science*, vol. 66 (4), p. 682-688.
- Djordjevic, N., Habisreuther, P., & Zarzalis, N. (2012). Experimental Study on the Basic Phenomena of Flame Stabilization Mechanism in a Porous Burner for Premixed Combustion Application. *Energy & Fuels*, vol. 26 (11), p. 6705-6719.
- Drescher, H. (1956). Messung der auf querangeströmte Zylinder ausgeübten zeitlich veränderten Drücke *Zeitschrift für Flugwissenschaften und Weltraumforschung*, vol. 4, p. 17-21.
- Du Plessis, P., Montillet, A., Comiti, J., & Legrand, J. (1994). Pressure drop prediction for flow through high porosity metallic foams. *Chemical Engineering Science*, vol. 49 (21), p. 3545-3553.
- Dumas, M. (2016). *Modélisation et simulation du comportement d'une tige fémorale poreuse*. (Mémoire de maîtrise, École de Technologie Supérieure, Canada).
- Dunnmon, J., Sobhani, S., Wu, M., Fahrig, R., & Ihme, M. (2017). An investigation of internal flame structure in porous media combustion via X-ray Computed Tomography. *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 36 (3), p. 4399-4408.
- Durst, F., & Trimis, D. (2002). Combustion by Free Flames Versus Combustion Reactors. *Clean Air*, vol. 3 (1), p. 1-20.
- Edwards, M. F., & Richardson, J. F. (1968). Gas dispersion in packed beds. *Chemical Engineering Science*, vol. 23 (2), p. 109-123.

EngiCer. Material Data Sheet: SiSiC.

EOS GmbH. EOS CobaltChrome MP1. *Material data sheet*.

Ergun, S. (1952). Fluid Flow through Packed Columns. *Chemical Engineering Progress*, vol. 48 (2), p. 89-94.

Fand, R. M., Kim, B. Y. K., Lam, A. C. C., & Phan, R. T. (1987). Resistance to the Flow of Fluids Through Simple and Complex Porous Media Whose Matrices Are Composed of Randomly Packed Spheres. *Journal of Fluids Engineering*, vol. 109 (3), p. 268-273.

Fee, C. (2017). 3D-printed porous bed structures. *Current Opinion in Chemical Engineering*, vol. 18, p. 10-15.

Fee, C., Nawada, S., & Dimartino, S. (2014). 3D printed porous media columns with fine control of column packing morphology. *Journal of Chromatography A*, vol. 1333, p. 18-24.

Forchheimer, P. (1901). Wasserbewegung durch boden. *Zeitschrift fur Acker und Pflanzenbau*, vol. 49, p. 1782-1788.

Franke, R., Rodi, W., & Schönung, B. (1990). Numerical calculation of laminar vortex-shedding flow past cylinders. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 35, p. 237-257.

Fu, R., Viskanta, X., & Gore, J. P. (1998). Measurement and correlation of volumetric heat transfer coefficients of cellular ceramics. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 17 (4), p. 285-293.

Gamrat, G., Favre-Marinet, M., & Le Person, S. (2008). Numerical study of heat transfer over banks of rods in small Reynolds number cross-flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51 (3), p. 853-864.

Gao, H., Qu, Z., Feng, X., & Tao, W. (2014). Combustion of methane/air mixtures in a two-layer porous burner: A comparison of alumina foams, beads, and honeycombs. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 52, p. 215-220.

Glassman, I., & Yetter, R. A. (2015). *Combustion* (5ème éd.). Waltham, MA: Academic Press.

Habisreuther, P., Djordjevic, N., & Zarzalis, N. (2008). Numerische Simulation der Mikroströmung in porösen inerten Strukturen. *Chemie Ingenieur Technik*, vol. 80 (3), p. 327-341.

- Habisreuther, P., Djordjevic, N., & Zarzalis, N. (2009). Statistical distribution of residence time and tortuosity of flow through open-cell foams. *Chemical Engineering Science*, vol. 64 (23), p. 4943-4954.
- Hackert, C. L., Ellzey, J. L., & Ezekoye, O. A. (1999). Combustion and heat transfer in model two-dimensional porous burners. *Combustion and Flame*, vol. 116 (1), p. 177-191.
- Hashemi, S. M., & Hashemi, S. A. (2017). Flame stability analysis of the premixed methane-air combustion in a two-layer porous media burner by numerical simulation. *Fuel*, vol. 202, p. 56-65.
- Hayashi, T. C., Malico, I., & Pereira, J. C. F. (2004). Three-dimensional modelling of a two-layer porous burner for household applications. *Computers & Structures*, vol. 82 (17), p. 1543-1550.
- Homann, F. (1936). The effect of high viscosity on the flow around a cylinder and around a sphere. *National Advisory Committee for Aeronautics*, vol. 16 (3), p. 1-10.
- Howell, J. R., Hall, M. J., & Ellzey, J. L. (1996). Combustion of hydrocarbon fuels within porous inert media. *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 22 (2), p. 121-145.
- Hsu, P. F., Howell, J. R., & Matthews, R. D. (1993). A Numerical Investigation of Premixed Combustion Within Porous Inert Media. *Journal of Heat Transfer*, vol. 115 (3), p. 744-750.
- Ihme, M. (2016). *Matrix-Stabilized Combustion Technologies to Enable Ultra-Low Emission Combustion in Aviation Gas Turbines*. Paper presented at the NASA Aeronautics Research Mission Directorate Technical Seminar.
- Kaviany. (1995). *Principle of Heat Transfer in Porous Media* (2ème éd.). New-York, NY: Springer New-York.
- Kececioglu, I., & Jiang, Y. (1994). Flow Through Porous Media of Packed Spheres Saturated With Water. *Journal of Fluids Engineering*, vol. 116 (1), p. 164-170.
- Khanna, V., Goel, R., & Ellzey, J. L. (1994). Measurements of emissions and radiation for methane combustion within a porous medium burner. *Combustion science and technology*, vol. 99 (1-3), p. 133-142.
- Kopanidis, A., Theodorakakos, A., Gavaises, E., & Bouris, D. (2010). 3D numerical simulation of flow and conjugate heat transfer through a pore scale model of high porosity open cell metal foam. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 53 (11), p. 2539-2550.



- Kotani, Y., & Takeno, T. (1982). *An experimental study on stability and combustion characteristics of an excess enthalpy flame*. Symposium (International) on Combustion.
- Kozeny, J. (1927). Ueber kapillare Leitung des Wassers im Boden. *Sitzungsber Akad. Wiss.*, vol. 136, p. 271-306.
- Kuwahara, F., Kameyama, Y., Yamashita, S., & Nakayama, A. (1998). Numerical Modeling of Turbulent Flow in Porous Media Using a Spatially Periodic Array. *Journal of Porous Media*, vol. 1 (1), p. 47-55.
- Kuwahara, F., Shiota, M., & Nakayama, A. (2001). A numerical study of interfacial convective heat transfer coefficient in two-energy equation model for convection in porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 44 (6), p. 1153-1159.
- Kuwahara, F., Yamane, T., & Nakayama, A. (2006). Large eddy simulation of turbulent flow in porous media. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 33 (4), p. 411-418.
- Le Quéré, C., Andrew, R., Friedlingstein, P., Sitch, S., Pongratz, J., Manning, A., . . . Zhu, D. (2018). Global Carbon Budget 2017. *Earth System Science Data*, vol. 10, p. 405-448.
- Liu, H., Dong, S., Li, B.-W., & Chen, H.-G. (2010). Parametric investigations of premixed methane-air combustion in two-section porous media by numerical simulation. *Fuel*, vol. 89 (7), p. 1736-1742.
- Macdonald, I. F., El-Sayed, M. S., Mow, K., & Dullien, F. A. L. (1979). Flow through Porous Media-the Ergun Equation Revisited. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, vol. 18 (3), p. 199-208.
- Mital, R., Gore, J. P., & Viskanta, R. (1996). Measurements of radiative properties of cellular ceramics at high temperatures. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, vol. 10 (1), p. 33-38.
- Mohammadi, I., & Hossainpour, S. (2013). The effects of chemical kinetics and wall temperature on performance of porous media burners. *Heat and Mass Transfer*, vol. 49 (6), p. 869-877.
- Mujeebu, M. A., Abdullah, M. Z., Bakar, M. Z. A., Mohamad, A. A., & Abdullah, M. K. (2009). Applications of porous media combustion technology – A review. *Applied Energy*, vol. 86 (9), p. 1365-1375.
- Nakayama, A., Kuwahara, F., Sugiyama, M., & Xu, G. (2001). A two-energy equation model for conduction and convection in porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 44 (22), p. 4375-4379.

- Namgyun, J., Do Hyung, C., & Ching-Long, L. (2006). Prediction of Darcy–Forchheimer drag for micro-porous structures of complex geometry using the lattice Boltzmann method. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 16 (10), p. 2240.
- Narasimhan, A. (2013). *Essentials of heat and fluid flow in porous media*. Boca Raton, FL: CRC Press Taylor & Francis Group.
- Nations-Unies. (2015). *Convention-cadre sur les changements climatiques - Conférence des Parties: Adoption de l'Accord de Paris*. Paris.
- Nations-Unies. (2016). Paris Agreement - Status of Ratification. *Climate Change*. Consulté le 1 juin 2018, à [http://unfccc.int/paris\\_agreement/items/9444.php](http://unfccc.int/paris_agreement/items/9444.php)
- Nawada, S., Dimartino, S., & Fee, C. (2017). Dispersion behavior of 3D-printed columns with homogeneous microstructures comprising differing element shapes. *Chemical Engineering Science*, vol. 164, p. 90-98.
- Norberg, C. (2003). Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements. *Journal of Fluids and Structures*, vol. 17 (1), p. 57-96.
- Pallares, J., & Grau, F. X. (2010). A modification of a Nusselt number correlation for forced convection in porous media. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 37 (9), p. 1187-1190.
- Parthasarathy, P., Habisreuther, P., & Zarzalis, N. (2013). Evaluation of longitudinal dispersion coefficient in open-cell foams using transient direct pore level simulation. *Chemical Engineering Science*, vol. 90, p. 242-249.
- Pereira, F., Oliveira, A. A. M., & Fachini, F. F. (2011). Validation of a subgrid model for porous burners simulations. *Special Topics & Reviews in Porous Media — An International Journal*, vol. 2 (2), p. 91-100.
- Pereira, J. M. C., Mendes, M. A. A., Trimis, D., & Pereira, J. C. F. (2010). Quasi-1D and 3D TPOX porous media diffuser reformer model. *Fuel*, vol. 89 (8), p. 1928-1935.
- Petrasch, J., Wyss, P., & Steinfeld, A. (2007). Tomography-based Monte Carlo determination of radiative properties of reticulate porous ceramics. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 105 (2), p. 180-197.
- Poinsot, T., & Veynante, D. (2005). *Theoretical and numerical combustion* (2ème éd.). Philadelphia, PA: RT Edwards, Inc.
- Poling, B. E., Prausnitz, J. M., & O'Connell, J. P. (2001). *The properties of gases and liquids* (5ème éd.). New-York, NY: McGraw-Hill.
- Pope, S. B. (1997). Computationally efficient implementation of combustion chemistry using in situ adaptive tabulation. *Combustion Theory and Modelling*, vol. 1 (1), p. 41-63.

- Posdziech, O., & Grundmann, R. (2007). A systematic approach to the numerical calculation of fundamental quantities of the two-dimensional flow over a circular cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, vol. 23 (3), p. 479-499.
- Prausnitz, J. (1958). Longitudinal dispersion in a packed bed. *AIChE Journal*, vol. 4 (1), p. 14M-22M.
- Qu, L., Norberg, C., Davidson, L., Peng, S.-H., & Wang, F. (2013). Quantitative numerical analysis of flow past a circular cylinder at Reynolds number between 50 and 200. *Journal of Fluids and Structures*, vol. 39, p. 347-370.
- Rajani, B. N., Kandasamy, A., & Majumdar, S. (2009). Numerical simulation of laminar flow past a circular cylinder. *Applied Mathematical Modelling*, vol. 33 (3), p. 1228-1247.
- Reynolds, O. (1883). An Experimental Investigation of the Circumstances Which Determine Whether the Motion of Water Shall Be Direct or Sinuous, and of the Law of Resistance in Parallel Channels. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, vol. 174, p. 935-982.
- Richardson, J. T., Peng, Y., & Remue, D. (2000). Properties of ceramic foam catalyst supports: pressure drop. *Applied Catalysis A: General*, vol. 204 (1), p. 19-32.
- Sathe, S. B., Kulkarni, M. R., Peck, R. E., & Tong, T. W. (1991). *An experimental and theoretical study of porous radiant burner performance*. Symposium (International) on Combustion.
- Sathe, S. B., Peck, R. E., & Tong, T. W. (1990). A numerical analysis of heat transfer and combustion in porous radiant burners. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 33 (6), p. 1331-1338.
- Singha, S., & Sinhamahapatra, K. P. (2010). Flow past a circular cylinder between parallel walls at low Reynolds numbers. *Ocean Engineering*, vol. 37 (8), p. 757-769.
- Smith, G. P., Golden, D. M., Frenklach, M., Eiteener, B., Goldenberg, M., Bowman, C. T., . . . Qin, Z. W. (2000). GRI-Mech 3.0. Consulté le 1 juin 2018, à [http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech/](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/)
- Smucker, M. T., & Ellzey, J. L. (2004). Computational and experimental study of a two-section porous burner. *Combustion science and technology*, vol. 176 (8), p. 1171-1189.
- Sobhani, S., Haley, B., Bartz, D., Dunnmon, J., Sullivan, J., & Ihme, M. (2017). *Investigation of Lean Combustion Stability, Pressure Drop, and Material Durability in Porous Media Burners*. ASME Turbo Expo: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, Charlotte, NC (USA).

- Strouhal, V. (1878). Ueber eine besondere Art der Tonerregung. *Annalen der Physik*, vol. 241 (10), p. 216-251.
- Takeno, T., & Sato, K. (1979). An Excess Enthalpy Flame Theory. *Combustion science and technology*, vol. 20 (1-2), p. 73-84.
- Talukdar, P., Mishra, S. C., Trimis, D., & Durst, F. (2004). Heat transfer characteristics of a porous radiant burner under the influence of a 2-D radiation field. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 84 (4), p. 527-537.
- Taylor, G. (1953). Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube. *Proc. R. Soc. Lond. A*, vol. 219 (1137), p. 186-203.
- Tong, T. W., & Sathe, S. B. (1991). Heat Transfer Characteristics of Porous Radiant Burners. *Journal of Heat Transfer*, vol. 113 (2), p. 423-428.
- Trimis, D., & Durst, F. (1996). Combustion in a Porous Medium-Advances and Applications. *Combustion science and technology*, vol. 121 (1-6), p. 153-168.
- Turns, S. R. (2012). *An introduction to combustion : concepts and applications* (3ème éd.). New-York, NY: McGraw-Hill.
- Versteeg, H. K., & Malalasekera, W. (2007). *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method* (2ème éd.). Harlow, England: Pearson Prentice Hall.
- Viskanta, R. (2011). Modeling of combustion in porous inert media. *Special Topics & Reviews in Porous Media: An International Journal*, vol. 2 (3), p.
- Von Kármán, T. (1911). Über den Mechanismus des Widerstandes, den ein bewegter Körper in einer Flüssigkeit erfährt *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, vol., p. 509-517.
- Wakao, N., & Kaguei, S. (1982). *Heat and mass transfer in packed beds*. New-York, NY: Gordon and Breach, Science Publishers.
- Warnatz, J., Maas, U., & Dibble, R. W. (2006). *Combustion Physical and Chemical Fundamentals, Modeling and Simulation, Experiments, Pollutant Formation* (4ème éd.). Berlin: Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Weaire, D. (2009). Kelvin's ideal foam structure. *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 158 (1), p. 012005.
- Weinberg, F. J. (1971). Combustion Temperatures: The Future ? *Nature*, vol. 233, p. 239.

- Westbrook, C. K., & Dryer, F. L. (1981). Simplified Reaction Mechanisms for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames. *Combustion science and technology*, vol. 27 (1-2), p. 31-43.
- Wilhelm, R. H. (1962). Progress towards the a priori design of chemical reactors. *Pure and Applied Chemistry*, vol. 5 (3-4), p. 403.
- Wood, S., & Harris, A. T. (2008). Porous burners for lean-burn applications. *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 34 (5), p. 667-684.
- Yamamoto, K., Takada, N., & Misawa, M. (2005). Combustion simulation with Lattice Boltzmann method in a three-dimensional porous structure. *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 30 (1), p. 1509-1515.
- Zarrouati, M., Enguehard, F., & Taine, J. (2015). Radiative transfer within strongly non homogeneous porous media: Application to a slab of packed particles. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 91, p. 936-947.
- Zhang, J., & Dalton, C. (1998). A three-dimensional simulation of a steady approach flow past a circular cylinder at low Reynolds number. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 26 (9), p. 1003-1022.