



**HAL**  
open science

# Caractérisation expérimentale et numérique des transferts thermiques par impact de jets à faible nombre de Reynolds : application au refroidissement du carter de turbine basse pression d'un turboréacteur

Yassine Ahmimache

## ► To cite this version:

Yassine Ahmimache. Caractérisation expérimentale et numérique des transferts thermiques par impact de jets à faible nombre de Reynolds : application au refroidissement du carter de turbine basse pression d'un turboréacteur. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2022. Français. NNT : 2022ESMA0011 . tel-03813501

**HAL Id: tel-03813501**

**<https://theses.hal.science/tel-03813501v1>**

Submitted on 13 Oct 2022

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

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

# THÈSE

Pour l'obtention du grade de

## DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE

(Diplôme National - Arrêté du 25 Mai 2016)

*École Doctorale :*

Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique  
Secteur de Recherche : Mécanique des Fluides - Thermique

Présentée par

**Yassine AHMIMACHE**

---

**Caractérisation expérimentale et numérique des transferts thermiques  
par impact de jets à faible nombre de Reynolds : application au  
refroidissement du carter de turbine basse pression d'un turboréacteur**

---

Directeur de thèse : **Matthieu FÉNOT**

Co-directeur de thèse : **Frédéric PLOURDE**

Co-encadrant de thèse : **Laurent DESCAMPS**

Soutenue le 5 juillet 2022

devant la Commission d'Examen

### JURY

---

Daniel BOUGEARD	Professeur, Institut Mines-Télécom, Douai	Rapporteur
Laurent GICQUEL	Chercheur senior, HDR, CERFACS, Toulouse	Rapporteur
Thierry LEMENAND	Maître de Conférences, HDR, Université d'Angers	Examineur
Éva DORIGNAC	Professeur, Institut Pprime, Poitiers	Examineur
Matthieu FÉNOT	Maître de Conférences, HDR, Institut Pprime, Poitiers	Examineur
Frédéric PLOURDE	Directeur de Recherche CNRS, Institut Pprime, Poitiers	Examineur
Laurent DESCAMPS	Ingénieur expert turbine, Safran Aircraft Engines, Villaroche	Invité



---

## Résumé

Cette thèse est consacrée à l'étude du refroidissement par impact d'une rangée de jets issus d'un tube multi-perforé. La structure aérodynamique des jets et les transferts thermiques associés sont étudiés expérimentalement et numériquement. Cette configuration particulière trouve son application dans le refroidissement du carter de turbine basse pression d'un turboréacteur et se caractérise par un régime d'écoulement transitionnel ou faiblement turbulent, ainsi qu'un écoulement cisailant entre le cœur du tube multi-perforé et les perforations.

Un banc d'essais, échelle 5, a été mis en place afin de reproduire l'impact des jets rencontré dans l'environnement moteur. La structure aérodynamique des jets est déterminée à partir des champs de vitesses instantanées obtenus par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV), les transferts thermiques sont estimés à partir de la distribution du nombre de Nusselt obtenue par technique de thermographie infrarouge. La caractérisation des jets et l'efficacité du refroidissement ont été analysées à travers une étude d'influence des paramètres de similitude géométriques (distance d'impact  $3 < H/d < 7$ , pas inter-trous  $2,25 < p/d < 5,8$ ) et aérodynamiques (nombre de Reynolds à l'injection  $1500 < Re_j < 5000$ , cisaillement de l'écoulement dans le tube  $1,5 < VR < 9,7$ ). La similitude d'échelle, basée sur le diamètre  $d$  des perforations, est par ailleurs validée à partir d'un banc d'essais spécifiquement échelle 1.

L'étude numérique se base sur une approche aux grandes échelles (LES) par méthode des frontières immergées. La validation du code numérique est effectuée sur une configuration testée expérimentalement. Elle a mis en évidence la capacité du modèle LES à reproduire d'une part, la structure aérodynamique des jets dans les différentes zones caractéristiques, et d'autre part, à estimer correctement la distribution du nombre de Nusselt. La modélisation d'une rangée de jets augmente considérablement les coûts de calcul du fait de la dimension importante du domaine. Une méthodologie de modélisation de tels jets a été présentée à travers une étude sur la définition des conditions limites et sur le maillage.

La caractérisation expérimentale et numérique des jets issus d'un tube multi-perforé a mis en évidence que la forte déviation entre l'écoulement au cœur du tube et les perforations entraînent un développement dissymétrique des jets, fortement 3D et en forme de croissant. Le développement du jet dans la partie amont est principalement piloté par l'écoulement cisailant à l'intérieur du tube multi-perforé tandis que la partie aval est sensible au nombre de Reynolds à l'injection. Par ailleurs, le fort aspect 3D du jet entraîne une fusion rapide de la couche de cisaillement autour du cœur potentiel, les vitesses dans le jet diminuent alors rapidement, provoquant une diminution importante des transferts thermiques aux points d'impact lorsque la distance d'impact augmente.

**Mots clés :** Jets, Régime transitionnel, Écoulement cisailé, Nombre de Nusselt, Transfert de chaleur, Turbines–Refroidissement, Thermographie, Vélocimétrie par images de particules, Simulation des grandes échelles, Méthode des frontières immergées.

## Abstract

This PhD thesis focuses on the impingement cooling of a row of jets emerging from a perforated pipe. The low-pressure turbine casing cooling system of a turbojet engine involves this specific cooling configuration. Jet flow velocity and heat transfer are studied both experimentally and numerically. Jets are characterized by a transitional or weakly turbulent flow and an upstream crossflow in the perforated pipe.

A 5 scale test bench was developed to reproduce jet impingement in the operating conditions of an aircraft engine. Particle Image Velocimetry (PIV) and Infrared Thermography were performed to determine flow velocity fields and local Nusselt number distribution along the impinged plate. Jet characterization and cooling efficiency have been investigated through a parametric study of geometrical similarity parameters (injection-to-plate distance  $3 < H/d < 7$ , center-to-center jet spacing  $2.25 < p/d < 5.8$ ) and aerodynamic similarity parameters (jet Reynolds number  $1500 < Re_j < 5000$ , upstream crossflow  $1.5 < VR < 9.7$ ). The scale similarity, based on the hole diameter  $d$ , has been validated with a 1 scale test bench.

The numerical study is based on a large eddy simulation approach (LES) using an immersed boundary method. The numerical model validation is performed on a configuration tested experimentally. Numerical and experimental results show a very good agreement with both jet flow structure and Nusselt number distribution. Row of jets modeling leads to a vast simulation domain and a drastic increase of the computational cost. A methodology for this specific configuration modelling has been presented through the analysis of boundary conditions and mesh definition.

Experimental and numerical characterization of impingement cooling of a row of jets emerging from a perforated pipe has shown that the strong upstream crossflow in the pipe results in an asymmetric jet growth, with a strong 3D aspect and a crescent shape. In the upstream edge of the holes, jet development is mainly sensitive to the upstream crossflow in the pipe while the downstream part of the jet is sensitive to the injection Reynolds number. The strong 3D aspect of jets leads to a quick shear layer merging and a short potential core. It results in a strong jet velocity drop and causes a significant decrease of heat transfer at impinging points when injection-to-plate distance increases.

**Keywords:** Jets, Transitional flow, Shear flow, Nusselt number, Heat-Transmission, Turbines-Cooling, Thermography, Particle image velocimetry, Large eddy simulation, Immersed boundary method.

---

# Remerciements

Si ce manuscrit n'est pas une fin en soi, il représente tout de même l'aboutissement d'un travail de longue haleine. Une période riche en échanges et en partage, sans lesquels les résultats présentés dans cette thèse n'auraient jamais vu le jour. Aussi, j'aimerais ici mettre en avant celles et ceux qui ont contribué, de près ou de loin, à mes travaux pendant ces trois années de thèse.

En premier lieu, je remercie très sincèrement mes directeurs de thèse Matthieu Fénot et Frédéric Plourde de m'avoir accueilli au sein du département Fluides, Thermique, Combustion (FTC) de l'Institut Pprime. Merci Matthieu de m'avoir conseillé et guidé durant la thèse. Tes conseils avisés tout au long de la thèse, ta grande disponibilité et ta pédagogie m'ont énormément aidé à clarifier ma réflexion et à apporter une rigueur scientifique à mes tentatives d'analyse physique. Merci Frédéric de m'avoir accompagné sur toute l'approche numérique de la thèse, toujours avec l'enthousiasme scientifique et l'optimisme qui te caractérisent. Ta patience et ta grande capacité d'écoute m'ont énormément aidé à faire mes premiers pas en tant que numéricien. Il ne fait aucun doute que ce manuscrit n'aurait pas été aussi complet sans vos très nombreuses remarques et corrections.

Cette thèse CIFRE n'aurait pu se dérouler sans l'initiative de Safran Aircraft Engines et sans Laurent Descamps, mon encadrant. Merci Laurent de m'avoir accueilli au sein du département Module Turbines BP de Villaroche, merci de ta confiance. Tu as su, toujours pendant la thèse, tenir compte des nombreux imprévus de la recherche scientifique et apporter ton regard d'expert sur les problématiques industrielles. Outre ta connaissance profonde de la turbine BP, j'ai découvert quel-  
qu'un de bienveillant, qualité ô combien précieuse pour un encadrant.

Je tiens à remercier celles et ceux qui ont accepté d'évaluer ce travail. En premier lieu, je remercie très sincèrement mes rapporteurs, Daniel Bougeard et Laurent Gicquel, pour leur profonde attention portée à la lecture de mon manuscrit et la précision de leurs remarques aussi bien dans le domaine expérimental que numérique. Je remercie également Éva Dorignac d'avoir accepté de présider le jury de thèse et Thierry Lemenand d'avoir accepté d'examiner mon travail. Leur lecture attentive, remarques et questions ont également permis de soulever des perspectives et points de vue nouveaux.

Louer des liens entre laboratoire et industrie est le propre d'une thèse CIFRE et mes travaux ne font pas exception. Je tiens ainsi à remercier Julian Girardeau pour ses remarques toujours éclairées, et son expertise sur les problématiques liées au système LPTACC. Je remercie également l'équipe ACCENTO de l'Université de Florence pour nos discussions enrichissantes ainsi que la mise à disposition d'un tube LPTACC dans le cadre de mes campagnes d'essais. Je tiens aussi à remercier Minh Nguyen, Jean-François Boussuge et Juan-Carlos Larroya-Huguet avec qui j'ai eu la chance de partager mes résultats expérimentaux et de collaborer sur l'aspect numérique. Il ne fait aucun doute que nos discussions m'ont bien souvent permis de clarifier mes idées, ainsi que d'ouvrir de nouvelles pistes d'analyse.

S'il y a bien une certitude, c'est que je n'aurais pu concevoir le dispositif expérimental seul, sans l'aide des personnels présents dans l'équipe FTC. Merci Nicolas Papin pour ton aide à la conception et tes conseils à la fabrication. Je retiens aussi, et avant tout, nos nombreuses discussions sur nos progrès à la course et tes piques à nos rivaux des terrains de foot. Merci Jean-Christophe Fraudeau, aka J.C., ce fut un plaisir de travailler avec toi. Ton titre non-officiel du meilleur usineur n'est pas volé! Je remercie Cyril pour ses conseils avisés lors du montage des bancs d'essais et Hervé pour son aide à la fabrication des plaques chauffantes. Je tiens aussi à remercier Joseph Brillet pour m'avoir épaulé lors des campagnes d'essais. Merci Catherine Lavallade pour ta gentillesse et ton aide au quotidien. Ton organisation m'a sauvé de bien trop nombreuses fois lors de mes demandes et devis en tout genre. Merci Christophe Quintard de ton aide pour mes problèmes informatiques. Profite de

ta retraite, je plains déjà les futurs doctorants qui devront faire sans toi. Enfin, il m'est impossible d'oublier Catherine Fuentes, sans qui, il n'y aurait pas toutes ces mesures PIV. Merci d'avoir répondu à toutes mes questions avec ta bonne humeur appréciée de tous. Je n'aurais pu espérer "corrélér des cailloux" avec meilleure partenaire.

Je tiens maintenant à remercier les personnes au "cœur" de l'impact : ceux ayant partagé l'atypique bureau B237 avec moi, ou simplement ceux devenus des habitués du bureau avec le temps. Il est certain que ma thèse aurait été bien plus terne sans eux. En premier lieu, merci à Clément, mon acolyte de bureau. On aura passé un temps fou à se creuser la tête et anticiper toutes sortes de problèmes, pas grand-chose ne s'est finalement passée comme prévu, hein... (SPA-Francorchamps me hante toujours...). Partager ce bureau avec toi était un plaisir. Merci Nam pour ces très bons moments et pour ces soirées de rédaction, moins bonnes elles, partagés ensemble. Ta sérénité et ta gentillesse m'ont toujours impressionné. Merci Alexandre d'avoir été mon très loyal compagnon des trop nombreuses pauses-café. J'ai déjà hâte de revoir ton "optimisme" et ta "joie de vivre" qui te caractérisent tant. Arun, je ne m'attarderai pas plus sur les incroyables moments partagés ensemble avant et pendant la thèse. Je souhaite simplement à quiconque de rencontrer un jour quelqu'un comme toi. Merci Momo d'avoir eu le courage, pendant ces derniers mois, de partager notre bureau et de subir le stress de doctorants en pleine rédaction. Bon courage pour ta propre thèse maintenant ! Merci enfin à Daiki, Marie-Océane et Van Quan !

Un énorme merci aux doctorants du laboratoire pour nos nombreux moments partagés ensemble : Aurélien, Yves, Jennifer, Julien, Maksym, Thibault. Merci Alain, aka le God Laser, aka le Coach sportif, de m'avoir fait découvrir les petits sentiers inconnus de Poitiers, mes jambes s'en souviennent encore ! Un grand merci également à ceux qui ont contribué à la bonne ambiance au sein de l'axe COST : Étienne, Éva, Dominique, Florian, Gildas, Manuel, Vincent. Enfin, parmi mes meilleurs souvenirs, se trouvent également ceux passés en compagnie de mes amis au bout du "Blue Corridor". Je remercie les doctorants de l'axe 2AT pour ces précieux moments, repas, karting, discussions qui m'auront rappelé que nous passons tous par les mêmes inquiétudes. Merci à Gabriel d'avoir été l'ami toujours partant pour sortir et se changer les idées, merci à Di Bao My Friend !, merci à Ksenia et ses péripéties, sans oublier les très bons moments passés avec Agostino, Clément C. et Clément V., Lucas M. et Lucas V.

Enfin, j'aimerais terminer en remerciant celles et ceux qui me sont chers. Je remercie du fond du cœur mes parents et mes proches pour m'avoir toujours soutenu, supporté et entouré pendant toutes ces années.

# Nomenclature

## Acronymes

ACC	Active Clearance Control
CFL	Courant-Friedrich-Lewy
CPU	Central Processing Unit
DNS	Direct Numerical Simulation
FADEC	Full Authority Digital Engine Control
HPTACC	High Pressure Turbine Active Clearance Control
IBM	Immersed Boundary Method
IR Camera	Infrared Camera
LES	Large Eddy Simulation
LPTACC	Low Pressure Turbine Active Clearance Control
PIV	Particle Image Velocimetry
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
RMS	Root Mean Square
UHBR	Ultra High Bypass Ratio

## Symboles latins

$A$	Surface intérieure du tube multi-perforé	$[m^2]$
$a$	Surface des trous d'injection	$[m^2]$
$A_r$	Rapport entre la surface $A$ et la surface totale des trous $N \cdot a$	$[-]$
$Bi$	Nombre de Biot	$[-]$
$c$	Célérité du son	$[m/s]$
$C_d$	Coefficient de débit	$[-]$
$D$	Diamètre intérieur du tube multi-perforé	$[m]$
$d$	Diamètre des trous d'injection	$[m]$
$D_{ext}$	Diamètre extérieur du tube multi-perforé	$[m]$
$e$	Épaisseur du tube multi-perforé	$[m]$
$e_{cuivre}$	Épaisseur de la couche de cuivre	$[m]$
$e_{epoxy}$	Épaisseur de la plaque d'epoxy	$[m]$
$e_{plaque}$	Épaisseur de la plaque d'impact	$[m]$
$e_{téflon}$	Épaisseur de la plaque de téflon	$[m]$
$H$	Distance d'impact	$[m]$
$h_{conv,av}$	Coefficient d'échange sur la face avant (face impactée)	$[W/m^2/K]$
$I$	Intensité du courant électrique à travers le circuit de cuivre	$[A]$
$k$	Énergie cinétique turbulente	$[m^2/s^2]$
$L$	Longueur du tube multi-perforé	$[m]$
$l_{circuit}$	Longueur du circuit de cuivre	$[m]$
$l_{inter-piste}$	Largeur de l'inter-piste du circuit de cuivre	$[m]$
$l_{piste}$	Largeur de la piste du circuit de cuivre	$[m]$
$L_{cp}$	Longueur du cœur potentiel	$[m]$
$L_{laser}$	Distance entre la source laser et le capteur	$[m]$



$L_X$	Longueur intérieure de l'enceinte dans la direction $X$	[m]
$L_Y$	Largeur intérieure de l'enceinte dans la direction $Y$	[m]
$L_Z$	Hauteur intérieure de l'enceinte dans la direction $Z$	[m]
$Ma$	Nombre de Mach à l'injection	[-]
$MCR$	Momentum Crossflow Ratio = $(\rho \bar{V}^2)_j / (\rho \bar{V}^2)_{tube}$	[-]
$MVR$	Mass Velocity Ratio = $(\rho \bar{V})_j / (\rho \bar{V})_{tube}$	[-]
$N$	Nombre de trous du tube multi-perforé	[-]
$N_e$	Nombre d'images enregistrées (mesures PIV et thermographie infrarouge)	[-]
$Nu$	Nombre de Nusselt	[-]
$Nu_0$	Nombre de Nusselt au point de stagnation	[-]
$\overline{Nu}$	Nombre de Nusselt linéique moyennée sur une rangée de jets	[-]
$\overline{Nu}_{6d}$	Nombre de Nusselt surfacique moyennée sur une rangée de largeur $\pm 6d$	[-]
$P$	Pression	[Pa]
$p$	pas inter-trous	[m]
$Pr$	Nombre de Prandtl	[-]
$Pr_t$	Nombre de Prandtl turbulent	[-]
$Pr_{sm}$	Nombre de Prandtl de sous-maille	[-]
$Q_j$	Débit en sortie de trou (hypothèse de répartition uniforme)	[kg/s]
$Q_{j,tot}$	Débit total sortant de la rangée des trous	[kg/s]
$Q_{lin}$	Débit linéique en sortie de trous ( $Q_{tube}$ divisé par le pas inter-trou)	[kg/s/m]
$Q_{tube,sortie}$	Débit à la sortie du tube multi-perforé	[kg/s]
$Q_{tube}$	Débit à l'entrée du tube multi-perforé	[kg/s]
$R$	Résistance électrique du circuit de cuivre	[ $\Omega$ ]
$r$	Constante spécifique de l'air	[ $Jkg^{-1}K^{-1}$ ]
$r_e$	Résistivité électrique du circuit de cuivre	[ $\Omega \cdot m$ ]
$Re_j$	Nombre de Reynolds à l'injection	[-]
$S$	Surface chauffante sur la plaque d'impact	[ $m^2$ ]
$T$	Température	[K]
$T_{p,ar}$	Température sur la face arrière (face non impactée)	[K]
$T_{p,av}$	Température sur la face avant (face impactée)	[K]
$T_{veine}$	Température dans la veine d'essais	[K]
$\overline{V}_{amb}$	Vitesse moyenne de l'écoulement cisailant aval	[m/s]
$\overline{V}_j$	Vitesse moyenne du jet	[m/s]
$\overline{V}_{tube}$	Vitesse moyenne de l'écoulement cisailant amont (entrée du tube)	[m/s]
$VR$	Velocity Ratio = $\overline{V}_j / \overline{V}_{tube}$	[-]
$y^+$	Distance adimensionnée entre la paroi et la première maille	[-]
$z^+$	Distance adimensionnée entre la paroi et la première maille	[-]

## Symboles grecs

$\alpha$	Angle d'incidence du jet à partir de la normale à la paroi	[ $^\circ$ ]
$\beta$	Rapport entre la pression totale $P_{t,tube}$ et la pression ambiante $P_{amb}$	[-]
$\Delta P$	Différence de pression entre l'extrémité du tube multi-perforé et l'ambient	[Pa]
$\Delta$	Largeur du filtre $G_\Delta$	[m]
$\eta$	Efficacité thermique	[-]
$\gamma$	Coefficient de Laplace	[-]
$\Lambda$	Coefficient de perte de charge de Darcy	[-]
$\lambda_{epoxy}$	Conductivité thermique de l'epoxy	[W/m/K]
$\lambda_{plaque}$	Conductivité thermique de la plaque	[W/m/K]
$\lambda_{téflon}$	Conductivité thermique du téflon	[W/m/K]
$\lambda$	Conductivité thermique de l'air	[W/m/K]
$\mu$	Viscosité dynamique de l'air	[kg/m/s]
$\mu_t$	Viscosité dynamique turbulente	[kg/m/s]
$\nu$	Viscosité cinématique de l'air	[ $m^2/s$ ]
$\nu_{sm}$	Viscosité de sous-maille	[ $m^2/s$ ]

$\rho$	Masse volumique de l'air	$[kg^{-3}]$
$\varepsilon_{laser}$	Épaisseur du plan laser	$[m]$
$\varepsilon_{plaque}$	Émissivité de la plaque d'impact	$[-]$
$\varphi_{cond,lat}$	Densité de flux de chaleur conduit latéralement dans la plaque	$[W/m^2]$
$\varphi_{conv,ar}$	Densité de flux de chaleur convectif sur la face arrière	$[W/m^2]$
$\varphi_{conv,av}$	Densité de flux de chaleur convectif sur la face avant	$[W/m^2]$
$\varphi_{elec}$	Densité de flux de chaleur électrique dissipée par effet Joule	$[W/m^2]$
$\varphi_{face,ar}$	Somme des densités de flux de chaleur perdues sur la face arrière	$[W/m^2]$
$\varphi_{face,av}$	Somme des densités de flux de chaleur perdues sur la face avant	$[W/m^2]$
$\varphi_p$	Densité de flux de chaleur pariétal	$[W/m^2]$
$\varphi_{rad,ar}$	Densité de flux de chaleur radiatif sur la face arrière	$[W/m^2]$
$\varphi_{rad,av}$	Densité de flux de chaleur radiatif sur la face avant	$[W/m^2]$

## Repères

$(r, \theta, z)$	Coordonnées cylindriques (injecteur long axisymétrique)	$[m]$
$(X, Y, Z)$	Coordonnées cartésiennes à l'entrée du tube multi-perforé	$[m]$
$(x, y, z)$	Coordonnées cartésiennes à la sortie du trou central de la rangée de jet	

## Vecteurs

$\mathbf{u}' = (u', v', w')$	Vecteur des vitesses fluctuantes	$[m/s]$
$\mathbf{u}^i = (u^i, v^i, w^i)$	Vecteur des vitesses instantanées	$[m/s]$
$\mathbf{u}_{rms} = (u_{rms}, v_{rms}, w_{rms})$	Vecteur des vitesses rms (coordonnées cartésiennes)	$[m/s]$
$\mathbf{u}_{rms} = (u_{r,rms}, v_{\theta,rms}, w_{rms})$	Vecteur des vitesses rms (coordonnées cylindriques)	$[m/s]$
$\mathbf{u} = (u, v, w)$	Vecteur des vitesses moyennes temporelles (coordonnées cartésiennes)	$[m/s]$
$\mathbf{u} = (u_r, v_\theta, w)$	Vecteur des vitesses moyennes temporelles (coordonnées cylindriques)	

## Indices

$ad$	Relatif à la paroi adiabatique
$amb$	Relatif au milieu ambiant extérieur
$ar$	Relatif à la face arrière de la plaque (face non impactée)
$av$	Relatif à la face avant de la plaque (face impactée)
$i$	Relatif au jet n° $i$
$j$	Relatif au jet
$p$	Relatif à la paroi
$ref$	Relatif à une grandeur de référence
$s$	Relatif à une grandeur statique
$t$	Relatif à une grandeur totale
$tube$	Relatif au tube multi-perforé (à l'intérieur)
$X$	Relatif à une grandeur selon la direction X
$Y$	Relatif à une grandeur selon la direction Y

## Opérateurs

$\bar{\phi}$	Moyenne de Reynolds
$\langle \cdot \rangle$	Opérateur filtrage spatial (approche LES)
$\tilde{\phi}$	Moyenne de Favre
$\partial/\partial t$	Dérivation partielle par rapport au temps
$\partial/\partial x_i$	Dérivation partielle par rapport à la direction $i$
$ \cdot $	Norme euclidienne
$G_\Delta$	Filtre passe-bas de largeur $\Delta$



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>Nomenclature</b>	<b>vii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Synthèse bibliographique</b>	<b>11</b>
1.1 Jet axisymétrique	12
1.1.1 Notations et paramètres d'étude	12
1.1.1.1 Paramètres géométriques	12
1.1.1.2 Paramètres aérodynamiques	13
1.1.1.3 Paramètres thermiques	14
1.1.2 Caractérisation aérodynamique du jet	14
1.1.2.1 Description stationnaire	15
1.1.2.2 Description instationnaire	19
1.1.3 Caractérisation des transferts thermiques	21
1.1.3.1 Influence des paramètres géométriques	21
1.1.3.2 Influence des paramètres aérodynamiques	25
1.1.3.3 Influence des paramètres thermiques	27
1.2 Rangée de jets sans écoulement cisailant amont	29
1.2.1 Notations et paramètres d'étude	29
1.2.2 Caractérisation aérodynamique des jets	29
1.2.3 Caractérisation des transferts thermiques	30
1.3 Rangée de jets avec écoulement cisailant amont	32
1.3.1 Notations et paramètres d'étude	32
1.3.1.1 Paramètres géométriques	32
1.3.1.2 Paramètres aérodynamiques	33
1.3.1.3 Paramètres thermiques	34
1.3.2 Caractérisation aérodynamique des jets	35
1.3.2.1 Écoulement dans le tube multi-perforé	35
1.3.2.2 Écoulement des jets en sortie de trous	37
1.3.3 Caractérisation des transferts thermiques	41
1.3.3.1 Influence des paramètres géométriques	41
1.3.3.2 Influence des paramètres aérodynamiques	42
<b>2 Description du dispositif expérimental</b>	<b>47</b>
2.1 Paramètres d'étude	48
2.1.1 Étude à échelle 5	48
2.1.2 Paramètres de similitude	49
2.1.3 Plan d'expériences	50
2.2 Montage expérimental et instrumentation	53
2.2.1 Alimentation en air	53
2.2.2 Veine d'essais	54

2.2.3	En sortie de tube multi-perforé . . . . .	55
2.2.4	En sortie de trous d'injection . . . . .	56
2.3	Techniques de mesures expérimentales . . . . .	57
2.3.1	Mesures thermiques par thermographie infrarouge . . . . .	57
2.3.1.1	Dispositifs spécifiques aux mesures thermiques . . . . .	57
2.3.1.2	Méthodologie de calcul . . . . .	59
2.3.2	Mesures aérodynamiques par technique PIV . . . . .	63
2.3.2.1	Dispositifs spécifiques aux mesures aérodynamiques . . . . .	64
2.3.2.2	Méthodologie de calcul . . . . .	66
2.3.3	Estimation des incertitudes de mesure . . . . .	68
2.3.3.1	Incertitudes sur les paramètres de similitude . . . . .	68
2.3.3.2	Incertitudes sur les mesures par thermographie infrarouge . . . . .	69
2.3.3.3	Incertitudes sur les mesures par technique PIV . . . . .	70
<b>3</b>	<b>Caractérisation aérodynamique et thermique des jets</b> . . . . .	<b>73</b>
3.1	Structure générale des jets . . . . .	74
3.1.1	Jet axisymétrique issu d'un tube long . . . . .	74
3.1.1.1	Caractérisation aérodynamique du jet . . . . .	74
3.1.1.2	Caractérisation thermique . . . . .	75
3.1.2	Jets issus d'un tube multi-perforé . . . . .	76
3.1.2.1	Caractérisation à l'injection . . . . .	77
3.1.2.2	Caractérisation dans la zone de jet libre . . . . .	80
3.1.2.3	Caractérisation dans la zone d'impact . . . . .	85
3.1.2.4	Caractérisation dans la zone de jet pariétal . . . . .	85
3.1.2.5	Caractérisation thermique . . . . .	87
3.2	Influence de l'écoulement cisailant amont $VR$ . . . . .	90
3.2.1	Influence de $VR$ sur l'aérodynamique des jets . . . . .	90
3.2.1.1	Caractérisation à l'injection . . . . .	90
3.2.1.2	Caractérisation dans la zone de jet libre . . . . .	92
3.2.1.3	Caractérisation dans les zones d'impact et de jet pariétal . . . . .	93
3.2.2	Influence de $VR$ sur les transferts thermiques . . . . .	94
3.3	Influence de la distance d'impact $H/d$ . . . . .	96
3.3.1	Jet axisymétrique issu d'un tube long . . . . .	96
3.3.1.1	Influence de $H/d$ sur l'aérodynamique du jet . . . . .	96
3.3.1.2	Influence de $H/d$ sur les transferts thermiques . . . . .	98
3.3.2	Jets issus d'un tube multi-perforé . . . . .	99
3.3.2.1	Influence de $H/d$ dans la zone de jet libre . . . . .	99
3.3.2.2	Influence de $H/d$ dans la zone d'impact . . . . .	101
3.3.2.3	Influence de $H/d$ dans la zone de jet pariétal . . . . .	103
3.3.2.4	Influence de $H/d$ sur les transferts thermiques . . . . .	105
3.4	Influence du pas inter-trous $p/d$ . . . . .	109
3.4.1	Influence de $p/d$ sur l'aérodynamique des jets . . . . .	109
3.4.1.1	Caractérisation à l'injection . . . . .	109
3.4.1.2	Caractérisation dans la zone de jet libre . . . . .	110
3.4.1.3	Caractérisation dans les zones d'impact et de jet pariétal . . . . .	111
3.4.1.4	Caractérisation à faible distance d'impact . . . . .	112
3.4.2	Influence de $p/d$ sur les transferts thermiques . . . . .	114
3.5	Influence du nombre de Reynolds $Re_j$ . . . . .	118
3.5.1	Jet axisymétrique issu d'un tube long . . . . .	118
3.5.1.1	Influence de $Re_j$ sur l'aérodynamique du jet . . . . .	118
3.5.1.2	Influence de $Re_j$ sur les transferts thermiques . . . . .	119
3.5.2	Jets issus d'un tube multi-perforé . . . . .	121
3.5.2.1	Influence de $Re_j$ sur l'aérodynamique des jets . . . . .	121
3.5.2.2	Influence de $Re_j$ sur les transferts thermiques . . . . .	123

<b>4</b>	<b>Étude des transferts thermiques à échelle 1</b>	<b>127</b>
4.1	Détermination du plan d'expériences	128
4.1.1	Paramètres de similitude	128
4.1.1.1	Paramètres géométriques	128
4.1.1.2	Paramètres aérodynamiques	129
4.1.2	Plan d'expériences	131
4.2	Description de l'étude échelle 1	132
4.2.1	Mesures expérimentales	132
4.2.1.1	Montage expérimental	132
4.2.1.2	Méthodologie expérimentale	134
4.2.2	Différences expérimentales entre les études échelle 1 et échelle 5	135
4.2.3	Incertitude des mesures	137
4.3	Caractérisation des jets issus d'un tube LPTACC	139
4.3.1	Disparités présentes sur une rangée de jets issus d'un tube LPTACC	139
4.3.2	Comparaison des transferts thermiques à échelle 1 et échelle 5	140
<b>5</b>	<b>Méthodes de modélisation numérique des jets en impact</b>	<b>147</b>
5.1	Équation de Navier-Stokes et fondamentaux	148
5.1.1	Équations de conservation	148
5.1.2	Échelles de la turbulence	149
5.1.3	Modélisation en proche paroi	150
5.2	Stratégie de résolution	152
5.2.1	Simulation statistique - RANS	152
5.2.1.1	Principe	152
5.2.1.2	Exemples de modèles RANS du premier ordre	153
5.2.1.3	Modèles RANS répandus pour l'impact de jets	155
5.2.2	Simulation des grandes échelles - LES	157
5.2.2.1	Principe - Filtrage spatial	157
5.2.2.2	Exemples de modèles LES de sous-maille	158
5.2.2.3	Modèles LES répandus pour l'impact de jets	160
5.2.3	Simulation numérique direct - DNS	163
5.3	Méthode des frontières immergées	164
5.3.1	Principe du modèle	164
5.3.1.1	Domaine fluide - Domaine solide	164
5.3.1.2	Résolution à la frontière	165
5.3.2	Méthode de résolution	165
<b>6</b>	<b>Caractérisation numérique des jets</b>	<b>169</b>
6.1	Stratégie de modélisation	170
6.1.1	Configuration expérimentale modélisée	170
6.1.2	Conditions limites	172
6.1.2.1	Condition limite à l'entrée du tube multi-perforé	172
6.1.2.2	Condition limite à l'extrémité du tube multi-perforé	176
6.1.2.3	Condition limite sur les bords du domaine	178
6.1.2.4	Condition limite sur la plaque d'impact	179
6.1.3	Étude sur le maillage	179
6.1.3.1	Caractéristiques du maillage	179
6.1.3.2	Étude d'influence du maillage	181
6.2	Validation du modèle numérique	186
6.2.1	Modélisation de la structure aérodynamique des jets	186
6.2.1.1	A l'injection	187
6.2.1.2	Zone de jet libre	189
6.2.1.3	Zones d'effet fontaine et d'interaction après effet fontaine	189
6.2.2	Modélisation des transferts thermiques	190
6.3	Approfondissement de la caractérisation des jets	195
6.3.1	Écoulement à l'intérieur du tube multi-perforé	195

---

6.3.2	Formation des jets à travers les trous . . . . .	196
6.3.3	Étude instationnaire des jets . . . . .	199
<b>Conclusion et Perspectives</b>		<b>203</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>211</b>

# Introduction

Cette thèse est consacrée à l'étude du refroidissement par impact de jets issus d'un tube multi-perforé. Cette configuration géométrique trouve son application dans de nombreux dispositifs industriels. À ce titre, la thèse est réalisée en partenariat avec Safran Aircraft Engines dans le cadre d'un contrat CIFRE. Ces travaux visent à une meilleure compréhension et estimation des transferts thermiques mis en jeu dans le refroidissement du carter de turbine basse pression d'un turboréacteur.

## Contexte industriel

### Enjeux environnementaux et économiques

L'une des problématiques du secteur aéronautique aujourd'hui est la réduction de la consommation de carburant. Ceci correspond d'une part à un enjeu environnemental, celui de limiter l'émission de gaz polluants; et d'autre part à un enjeu économique, celui d'une diminution des coûts pour les compagnies aériennes. Cette diminution de la consommation de carburant passe notamment par le développement de turboréacteurs de nouvelle génération (figure 1).

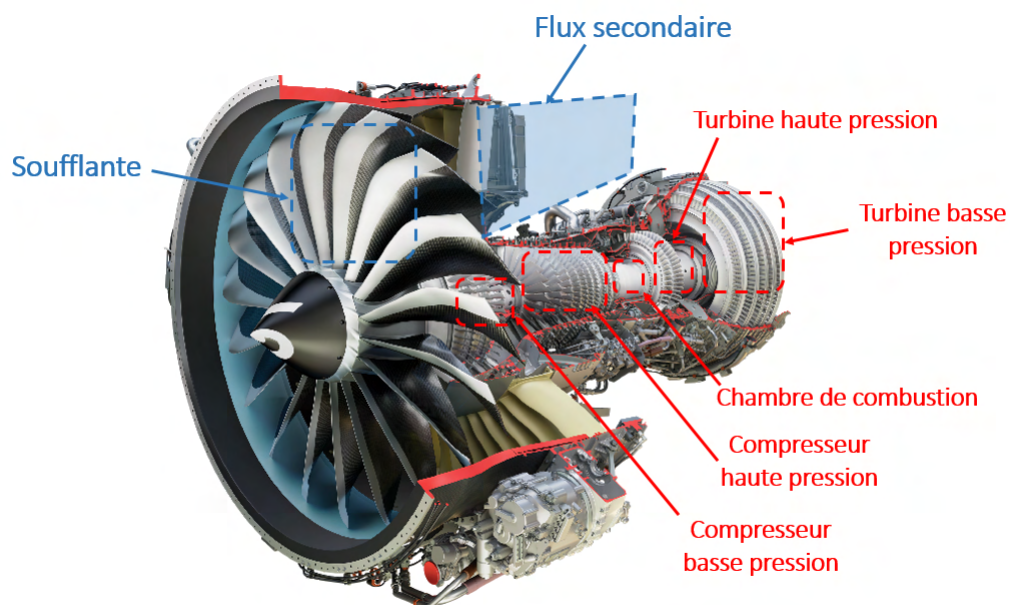


FIGURE 1 – Vue d'un turboréacteur double flux LEAP (CFM International)

Le fonctionnement du turboréacteur repose sur l'accélération d'une masse d'air extérieur afin de créer une force de poussée nécessaire à la propulsion de l'avion. La poussée qui en résulte est égale au produit de la masse d'air traversant le turboréacteur par l'accroissement de vitesse obtenu entre l'entrée et la sortie. Dans la grande majorité des turboréacteurs modernes, dits "double flux", l'air est aspiré à l'avant du moteur par une soufflante, et est scindé ensuite en un flux primaire qui subit le



cycle thermodynamique classique d'un turboréacteur, et en un flux secondaire, uniquement constitué d'air froid, qui s'écoule à la périphérie.

- Au sein du flux primaire, une partie du flux d'air extérieur aspiré par la soufflante traverse ensuite le compresseur basse pression (BP) puis haute pression (HP). Les différents étages des compresseurs ont pour but d'augmenter progressivement la pression et la température de l'air afin d'assurer des conditions optimales à l'entrée de la chambre de combustion. L'air comprimé est ensuite mélangé avec le carburant dans la chambre de combustion. Ce mélange, après combustion, produit des gaz chauds qui se détendent dans les turbines haute pression puis basse pression. Une partie de l'énergie produit par le flux de gaz chauds est convertie en énergie mécanique pour entraîner les compresseurs et la soufflante par l'intermédiaire de deux arbres HP et BP. Les gaz détendus sont enfin accélérés à l'extérieur au passage de la tuyère pour produire une partie de la poussée. Le flux primaire, dit aussi flux chaud ou générateur de gaz, est le siège du cycle thermodynamique du turboréacteur.
- Au sein du flux secondaire, dit aussi flux froid, la majeure partie de l'air est aspiré par la soufflante et est accéléré directement jusqu'à l'arrière du turboréacteur, avant d'être rejeté dans la tuyère afin de créer la majorité de la poussée.

Le rapport de masse d'air entre flux secondaire et flux primaire est appelé taux de dilution (bypass ratio). Les moteurs civils de dernière génération optimisés pour des croisières autour de Mach 0,8, ont des taux de dilution de l'ordre de 10. Les moteurs à double flux et fort taux de dilution tirent l'essentiel de leur poussée du flux froid (80%), le flux chaud représentant 20% de la poussée. Les turboréacteurs de prochaine génération (UHBR pour Ultra High Bypass Ratio) se dirigent vers un taux de dilution toujours plus élevé afin d'augmenter la poussée et d'améliorer l'efficacité de la propulsion. Ainsi, Safran développe avec General Electric, au sein de CFM international et dans le cadre du programme RISE, une nouvelle architecture de turboréacteur dite "openfan" qui se caractérise par un flux secondaire non caréné dans une nacelle. Cette architecture permettra d'atteindre un taux de dilution de 75 : 1 et une réduction supplémentaire de 20% des émissions de  $CO_2$  par rapport aux turboréacteurs de dernière génération actuels. L'amélioration du rendement des turboréacteurs passe qui plus est par une optimisation de chacun des modules du moteur (compresseurs, chambre de combustion, turbines, tuyère). Parmi ceux-ci, l'un des axes forts d'amélioration est l'optimisation du rendement des turbines.

## Rendement de la turbine basse pression

Lorsque les gaz chauds se détendent dans la turbine basse pression, une partie du débit de la veine contourne les aubes en fuyant dans les jeux entre pièces mobiles (rotor) et fixes (stator). Ces fuites engendrées au travers des jeux radiaux et des jeux sous les distributeurs (figure 2) engendrent des pertes aérodynamiques et ne travaillent pas dans la turbine. Ceci entraîne une dégradation du rendement de la turbine basse pression et donc une augmentation de la consommation de carburant. Durant une phase de vol en croisière, Wiseman et Guo (2001) ont estimé qu'une réduction des jeux<sup>1</sup> de 0.001-inch<sup>2</sup> entraîne une diminution de la consommation spécifique<sup>3</sup> du moteur de 0.1%. Ceci correspond à une diminution de la consommation spécifique de l'ordre de 1% pour une diminution des jeux de 0,25mm. Des valeurs similaires ont également été estimées par Beitler *et al.* (1980). L'enjeu est donc de maîtriser et d'optimiser ces jeux selon les différentes phases de vol afin de réduire au maximum ces fuites préjudiciables à la performance.

---

1. Jeux radiaux dans la turbine haute pression.
2. 1 inch = 2.54 cm
3. Quantité de carburant consommée par kilowatt-heure.

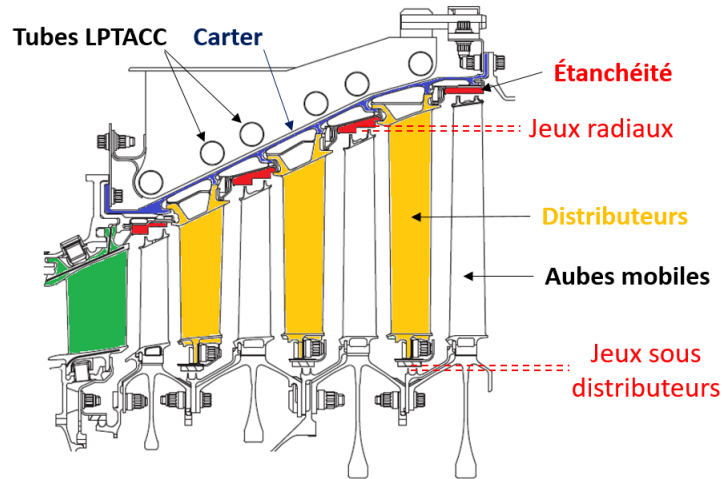


FIGURE 2 – Jeux radiaux en sommet d’aubes et sous les distributeurs.

Afin d’optimiser l’étanchéité entre parties rotor et stator, des joints labyrinthes sont couramment utilisés. Il s’agit d’un dispositif d’étanchéité passif conçu de manière à s’user sans endommager les extrémités des parties rotor en cas de contact avec les parties stator. Un joint labyrinthe est constitué d’une partie stator sur laquelle est brasé un revêtement abrasable en structure de nid d’abeille (figure 3). Sur la partie rotor, une succession de léchettes permettent de créer un labyrinthe générant des pertes de charge singulières importantes, réduisant ainsi le débit de fuite. Le nombre et la géométrie des léchettes influencent directement la performance du joint labyrinthe. Mais le facteur conditionnant au premier ordre la performance du joint est le jeu radial entre les sommets de léchettes et la partie abrasable.

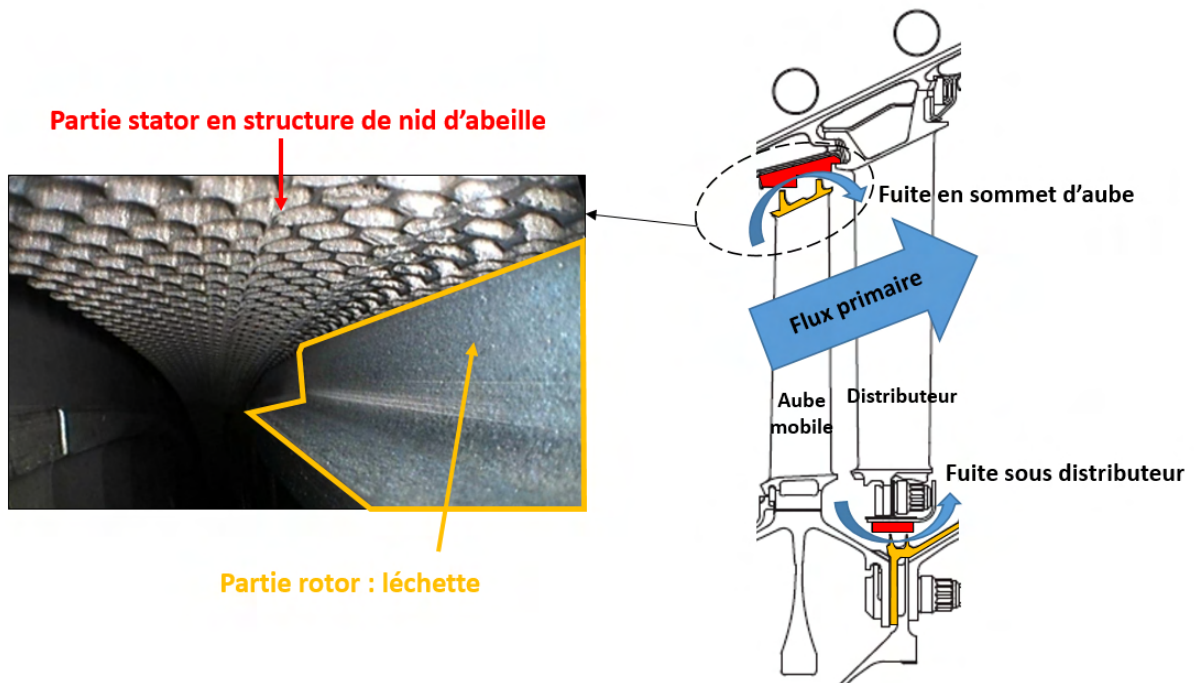


FIGURE 3 – Joint labyrinthe

De plus, ces jeux radiaux évoluent selon les différentes phases de vol (figure 4). En effet, les différentes parties rotor et stator sont soumises à des contraintes thermomécaniques importantes lors des différentes phases de fonctionnement moteur, entraînant des déplacements radiaux différents du carter et des rotors, et donc une variation des jeux radiaux entre pièces (Hendricks *et al.*, 2004; Knipser *et al.*, 2010). Un système de contrôle actif des jeux radiaux, appelé système ACC (Active

Clearance Control), assure la maîtrise de ces jeux durant les différentes phases de vol afin d'optimiser le rendement de la turbine (Desando, 2019; Lattime et Steinetz, 2012). On distingue alors d'une part le système LPTACC (Low Pressure Turbine Active Clearance Control) permettant de contrôler les jeux radiaux dans la turbine basse pression, et d'autre part le système HPTACC (High Pressure Turbine Active Clearance Control) assurant cette fonction dans la turbine haute pression. La thèse s'inscrit dans le cadre de l'optimisation du système LPTACC.

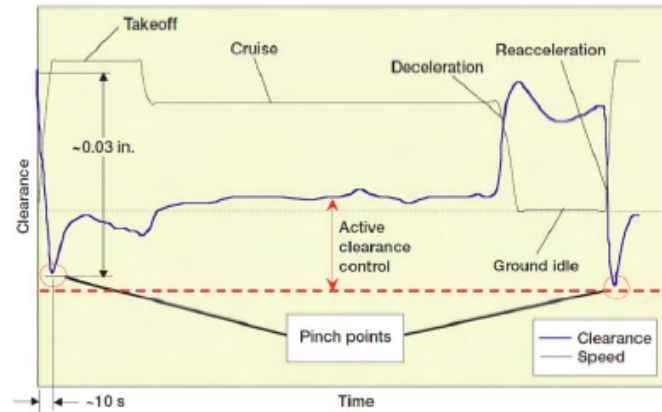
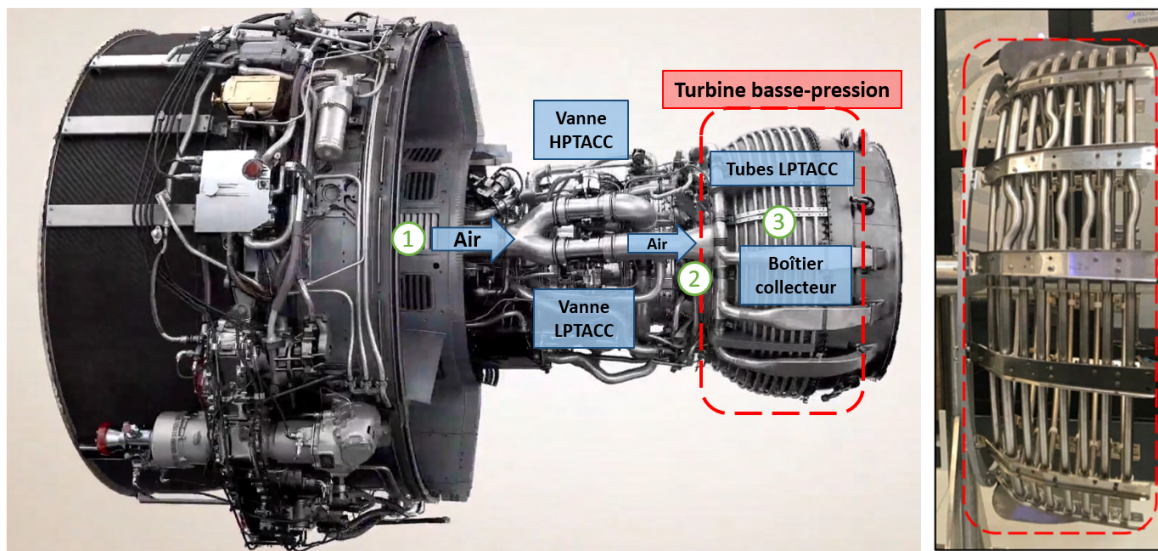


FIGURE 4 – Évolution des jeux en vol (Hendricks *et al.*)

### Refroidissement du carter de turbine basse pression par impact de jets

Le système LPTACC (figure 5a) repose sur le refroidissement du carter de turbine basse pression par une technologie d'impact de jets d'air frais. Le déplacement radial du carter, plus ou moins dilaté par la chaleur, est ainsi contrôlé et les jeux radiaux sont réduits.



(a) Système LPTACC dans l'environnement moteur

(b) Système LP-TACC seul



(c) Photo d'un tube LPTACC

FIGURE 5 – Système LPTACC : moteur LEAP-1A

Le trajet suivi par l'air frais est présenté en figure 5a :

- ① L'air frais est prélevé en aval de la soufflante dans le flux secondaire au moyen d'une écope de prélèvement. Une vanne pilotée par le calculateur moteur FADEC (Full Authority Digital Engine Control) permet de réguler le débit prélevé selon les différentes phases de vol.
- ② Il transite ensuite via des conduites jusqu'à des boîtiers collecteurs situés autour du carter de turbine basse pression.
- ③ Chaque boîtier collecteur alimente ensuite une série de tubes multi-perforés, appelés tubes LPTACC (figures 5b et 5c). Ces tubes multi-perforés sont positionnés au plus proche du carter de turbine basse pression et les perforations sont placées en vis-à-vis des zones du carter à refroidir. L'air frais impacte ainsi le carter sur sa circonférence via ces multiples perforations.

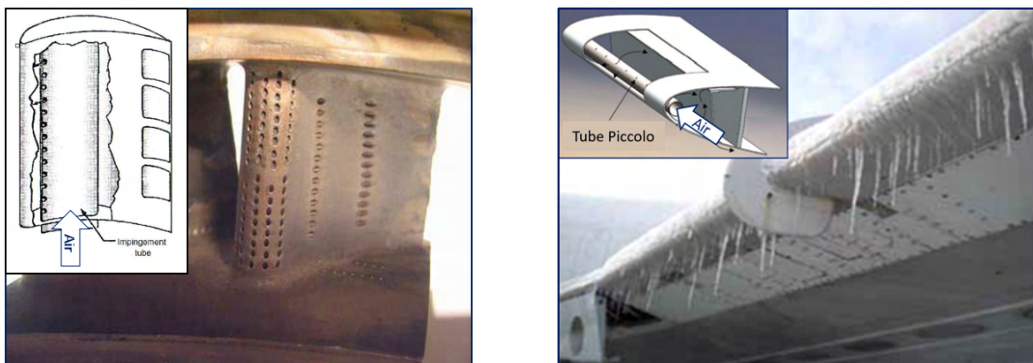
Le débit d'air est régulé par une vanne hydraulique pilotée par une logique de régulation intégrée dans le FADEC. Dans les phases stabilisées de vol, la vanne LPTACC est pleinement ouverte afin de refroidir au maximum le carter pour en limiter la dilatation et donc réduire au maximum les jeux radiaux dans la turbine. Dans les phases transitoires, les aubes, soumises directement au flux de gaz chaud, se dilatent (phase d'accélération) ou se contractent (phase de décélération) plus rapidement que le carter. Elles subissent par ailleurs les efforts centrifuges liés à la rotation du rotor. Il est alors nécessaire de limiter le refroidissement du carter afin de limiter les phases de contact entre les parties rotor et stator et préserver ainsi l'intégrité des aubes. La vanne est alors faiblement ouverte.

Les deux principales fonctions du système de refroidissement du carter de turbine basse pression sont de :

- Maintenir la température du carter en dessous de la température maximale admissible par le matériau afin d'assurer l'intégrité du carter.
- Contrôler la température du carter pour en piloter le déplacement thermomécanique et ainsi optimiser les jeux radiaux entre pièces fixes et mobiles de la turbine.

## Autres applications

L'impact de jets issus d'un tube multi-perforé trouve également des applications à d'autres endroits du turboréacteur et de l'avion :



(a) Refroidissement des aubes de turbine

(b) Anti-givrage via tube piccolo

FIGURE 6 – Autres applications de l'impact de jet dans le turboréacteur et l'avion.

- Le refroidissement des aubes de turbine haute pression fait également appel à l'impact de jets d'air frais prélevé depuis le compresseur. L'air frais est acheminé jusqu'à l'intérieur de l'aube puis impacte les parois internes de l'aube via des perforations (figure 6a). Les rangées de jets

et l'écoulement cisailant en amont des trous d'injection sont très similaires à la configuration géométrique rencontrée dans les tubes LPTACC (Laroche *et al.*, 2017; Thibault, 2009).

- Certains systèmes d'anti-givrage consistent à empêcher l'accrétion de glace en prélevant de l'air chaud depuis les parties chaudes du moteur. L'anti-givrage du bord d'attaque des ailes d'avion reposent notamment sur ce principe : une longue conduite multi-perforé, appelé tube piccolo, est placée au niveau du bord d'attaque de l'aile (figure 6b). L'air chaud, prélevé depuis le compresseur, transite jusqu'à ce tube piccolo. L'air chaud impacte ensuite la surface interne du bord d'attaque via de multiples perforations placées en vis-à-vis, empêchant ainsi la glace de se former sur la surface externe (Pachpute et Premachandran, 2020).

## Contexte scientifique de l'impact de jets

Le refroidissement du carter de turbine basse pression repose sur l'impact d'une rangée de jets d'air frais issus d'un tube multi-perforé (figure 7a). La littérature scientifique portant sur le refroidissement par impact de jet se concentre principalement sur des configurations géométriques simples (Aillaud, 2017; Grenson, 2016). Un jet issu d'un injecteur axisymétrique et impactant une plaque plane est la configuration la plus répandue (figure 7b).

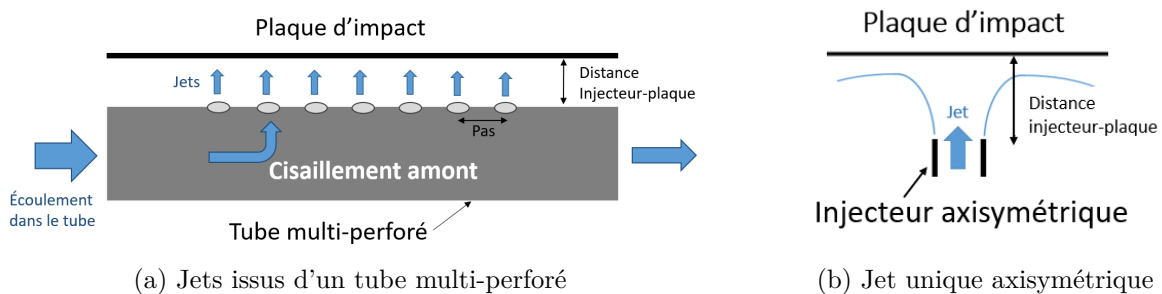


FIGURE 7 – Impact de jets : configurations industrielle et académique

Le jet unique axisymétrique a fait l'objet d'un nombre considérable de travaux. Ces études visent à caractériser aérodynamiquement les jets et à en estimer les transferts thermiques avec une plaque chauffée. Ces transferts thermiques au niveau de la paroi s'expriment à partir du coefficient d'échange thermique (ou du nombre de Nusselt sous sa forme adimensionnée). Gauntner *et al.* (1970) ont été parmi les premiers à passer en revue les principaux résultats expérimentaux et théoriques traitant des jets en impact. La structure générale et les propriétés aérodynamiques d'un jet unique y sont décrites. En particulier, les auteurs distinguent trois régimes d'écoulement majeurs en fonction du nombre de Reynolds du jet  $Re_j$ <sup>4</sup> : les jets turbulents ( $Re_j > 3000$ ), les jets transitionnels ( $1000 < Re_j < 3000$ ) et les jets laminaires ( $Re_j < 1000$ ). Par la suite, de nombreuses études (Goldstein *et al.*, 1986; Baughn et Shimizu, 1989...) ont visé à étudier les transferts thermiques d'un jet axisymétrique en impact et à analyser les principaux paramètres d'influence, principalement pour des jets à nombre de Reynolds élevé ( $Re_j > 20000$ ). Le nombre considérable de publications s'explique en partie par le nombre élevé de paramètres influant sur les propriétés du jet. On distingue notamment des paramètres :

- géométriques : forme de l'injecteur, distance injecteur-plaque, confinement, angle d'impact...
- aérodynamiques : nombre de Reynolds du jet, nombre de Mach, profils de vitesse...
- thermiques : température des jets, condition de chauffe sur la plaque...

Un travail conséquent de synthèse a été réalisé par Jambunathan *et al.* (1992) pour un jet axisymétrique. Les auteurs proposent également une corrélation du nombre de Nusselt en tenant compte de l'état de l'art de la littérature.

4. Appelé aussi nombre de Reynolds à l'injection,  $Re_j$  est calculé à partir de la vitesse du jet et du diamètre de l'injecteur (paragraphe 1.1.1.2)

Afin de répondre à des besoins industriels, de nombreux articles se sont intéressés à des configurations plus complexes (rangée de jets, matrice de jets...) et des paramètres d'influence variés (écoulement cisailant en amont et en aval des jets, plaque d'impact courbée...). En considérant à la fois des jets uniques, multiples ainsi qu'une large plage de paramètres géométriques, aérodynamiques et thermiques ; [Martin \(1977\)](#), [Viskanta \(1993\)](#), [Han et Goldstein \(2001\)](#) proposent successivement un état de l'art de la littérature scientifique en intégrant les études antérieures : [Martin](#) se concentre sur l'élaboration de corrélations, [Viskanta](#) s'attache davantage à l'explication des phénomènes physiques, [Han et Goldstein](#) s'intéressent à des configurations propres aux turbines. Plus récemment, [Ekkad et Singh \(2021\)](#) brossent un état de l'art des articles traitant de l'impact de jet dans le cadre des applications modernes. Ces études ont permis l'élaboration de corrélations utiles pour l'ingénieur valables pour un jet axisymétrique ([Goldstein et al., 1986](#)) et des jets multiples ([Florschuetz et al., 1981](#); [Goldstein et Seol, 1991](#)). Une synthèse extrêmement complète des corrélations pour des configurations simples et plus complexes rencontrées dans l'industrie a été réalisée par [Wright \(2004\)](#).

Après avoir longtemps étudié l'aspect thermique et notamment les paramètres d'influence et élaboré des corrélations, de nombreux travaux tentent aujourd'hui de comprendre la physique des jets en couplant études thermiques et aérodynamiques. Ceci est notamment rendu possible grâce à l'amélioration des techniques de mesures expérimentales par vélocimétrie et les progrès des simulations numériques :

- ▷ Pour des configurations de jets axisymétriques, les mémoires de thèse de [Grenson \(2016\)](#) et [Roux \(2011\)](#) présentent l'influence de nombreux paramètres en s'appuyant sur des mesures thermiques par caméra infrarouge et aérodynamiques par technique de vélocimétrie (PIV, pour Particle Image Velocimetry). Des études pour des configurations plus complexes sont également proposées dans les mémoires de [Geers, 2004](#) (deux jets en impact) et de [Thibault, 2009](#) (jet unique avec cisaillement amont).
- ▷ Les travaux expérimentaux décrits ci-dessus ont montré que les jets se caractérisent par des structures tourbillonnaires dont la taille et la localisation varient énormément. Il existe en conséquence plusieurs stratégies de résolution numérique prenant en compte ces échelles spatiales et temporelles ; ces modélisations diffèrent par leur niveau de précision et par leur coût. [Dewan et al. \(2012\)](#) et [Zuckerman et Lior \(2005\)](#) proposent une synthèse des revues numériques. Les auteurs mettent en évidence les limites de l'approche moyennée<sup>5</sup> à estimer précisément les transferts thermiques à travers la comparaison de plusieurs modèles de turbulence. Par la suite, les travaux de thèse de [Hadziabdic \(2006\)](#) et [Uddin \(2008\)](#) se concentrent sur une modélisation numérique avec une approche aux grandes échelles,<sup>6</sup> études complétées également par [Dairay \(2013\)](#) avec une approche directe.<sup>7</sup>

Au regard de la revue scientifique présentée ci-dessus, il apparaît que la grande majorité des études couplant thermique et aérodynamique se concentre sur des jets pleinement turbulents à nombre de Reynolds d'injection élevé ( $Re_j > 20000$ ). Ceci s'explique notamment par le fait que les travaux scientifiques portant sur le refroidissement par impact de jets sont étroitement liés à des besoins industriels mettant en jeu des nombres de Reynolds élevés ([Ekkad et Singh, 2021](#)). Par ailleurs, le développement des simulations numériques aux grandes échelles et de simulations numériques directes ont permis de s'intéresser aux jets à faible nombre de Reynolds ( $Re_j < 2000$ ), ce choix étant par ailleurs bénéfique en temps de calcul. En conséquence, les jets transitionnels et les jets faiblement turbulents sont traditionnellement moins étudiés.

---

5. RANS : Reynolds-Averaged Navier-Stokes (paragraphe 5.2.1).

6. LES : Large Eddy Simulation (paragraphe 5.2.2).

7. DNS : Direct Numerical Simulation (paragraphe 5.2.3).

Les principales revues illustrant le contexte scientifique des travaux expérimentaux et numériques sur l'impact de jet sont présentées dans le tableau suivant :

Articles	Description	Géométrie
<a href="#">Jambunathan <i>et al.</i></a> <a href="#">Viskanta</a>	Étude de l'influence de paramètres géométrique, aérodynamique et thermique	Jet axisymétrique
<a href="#">Han et Goldstein</a> <a href="#">Ekkad et Singh</a>	Synthèse axée sur les applications industrielles	Jet axisymétrique et rangées de jets
<a href="#">Wright</a>	Synthèse des corrélations du nombre de Nusselt	Jet axisymétrique et rangées de jets
<a href="#">Zuckerman et Lior</a>	Approche RANS	Jet axisymétrique
<a href="#">Dewan <i>et al.</i></a> <a href="#">Carlomagno et Ianiro</a>	Approches RANS, LES et DNS Approches LES et DNS	

TABLE 1 – Tableau résumant les revues majeures sur l'impact de jet.

## Motivations des travaux de thèse

Le refroidissement par impact de jets du carter de turbine basse pression présente des particularités qui le différencient des configurations rencontrées dans la littérature scientifique :

- ▷ Du fait de la géométrie du tube LPTACC, l'écoulement est dévié entre le cœur du tube et les perforations. Cette déviation en amont des trous d'injection est ici désignée par le terme cisaillement amont (figure 7a). A l'entrée du tube, le débit étant le plus important, le cisaillement amont est élevé. Au fur et à mesure, une partie du débit est évacuée au travers des perforations et le débit diminue à l'intérieur du tube multi-perforé, le cisaillement amont devient alors moins important. En comparaison, la plupart des revues considèrent des jets dont l'écoulement en amont de l'injecteur est alimenté parallèlement à l'axe de l'injecteur.
- ▷ Le débit d'air à l'entrée du système LPTACC est piloté par le rapport de pression entre le lieu de prélèvement du débit en aval de la soufflante (dans le flux secondaire) et la contre-pression dans la nacelle. Sur les turboréacteurs à fort taux de dilution, et en particulier sur les turboréacteurs UHBR de prochaine génération, ce rapport de pression est très faible. Une conséquence est que le refroidissement du carter met en jeu des jets faiblement turbulents ou transitionnels, peu étudiés dans la littérature scientifique.
- ▷ L'optimisation du refroidissement du carter consiste à maximiser l'efficacité de refroidissement en minimisant le débit d'air prélevé, cela passe par l'optimisation du plan de perçage du tube LPTACC. A ce titre, le pas inter-trous est également un facteur à prendre en compte puisqu'il influe sur les interactions entre jets dans la zone située entre les trous d'injection et la surface d'impact.
- ▷ L'évolution des jeux radiaux durant les différentes phases de vol entraîne également des variations importantes de la position des tubes LPTACC par rapport au carter. Cette distance d'impact entre trous d'injection et surface d'impact joue au premier ordre sur l'efficacité des transferts thermiques.
- ▷ Le tube LPTACC subit le rayonnement direct du carter de turbine chaud. Ainsi, l'air initiale-

ment frais à l'entrée du tube s'échauffe progressivement à mesure qu'il progresse dans le tube. La température des jets augmente donc le long de la rangée de jets. Ceci a pour conséquence de diminuer l'efficacité du refroidissement.

Au vu des particularités rencontrées dans l'environnement moteur, on comprend aisément que le refroidissement du carter par impact de jets ne peut se limiter à l'extrapolation de résultats obtenus sur des configurations simples. L'optimisation du système de refroidissement LPTACC passe par une meilleure compréhension de la phénoménologie des jets issus d'un tube multi-perforé, une meilleure estimation des transferts thermiques et la recherche de nouveaux designs permettant de maximiser ces transferts thermiques.

## Objectifs de la thèse

Cette étude sera réalisée pour des configurations géométriques et aérodynamiques rencontrées dans l'environnement moteur (une rangée de jets issus d'un tube multi-perforé, un écoulement fortement cisaillé en amont des perforations, des jets à faibles nombres de Reynolds, des designs de plan de perçage diverses) et en reproduisant l'impact des jets sur une plaque plane.

Afin de mieux appréhender les mécanismes des transferts thermiques associés à ces jets, un banc d'essais permettant de caractériser aérodynamiquement et thermiquement les jets est mis en place :

- Des mesures thermiques par thermographie infrarouge visent à caractériser les transferts thermiques entre les jets et la plaque d'impact. La détermination de la distribution du nombre de Nusselt est obtenue par méthode inverse à partir de mesures thermiques par caméra infrarouge.
- Des mesures par technique PIV (Particle Image Velocimetry) visent à caractériser aérodynamiquement les jets de manière non-intrusive. Les champs de vitesse sont mesurés dans différentes directions afin de caractériser la structure générale des jets et leurs interactions dans la zone située entre le tube multi-perforé et la plaque d'impact.

Ces deux études sont complémentaires et permettent de mieux comprendre le phénomène d'impact de jet pour cette configuration particulière. Le diamètre des trous d'injection d'un tube LPTACC, de l'ordre du  $mm$ , est toutefois trop faible pour permettre des mesures précises par technique PIV.<sup>8</sup> Par conséquent, l'étude couplée aérodynamique/thermique sera réalisée à partir d'un banc d'essais spécifiquement échelle 5. Des mesures thermiques sur un banc échelle 1 seront conduites pour identifier d'éventuels effets d'échelle.

Les expériences constituent également une base pour une étude numérique. Le code de calcul utilisé est un code LES développé en interne à l'Institut Pprime. Il se base sur un maillage cartésien régulier de type frontières immergées. Après validation du code au moyen des mesures expérimentales, l'objectif est d'approfondir la caractérisation des jets en impact par une analyse numérique dans les zones et sur les grandeurs non accessibles expérimentalement.

Les travaux de recherche doivent ainsi permettre une meilleure compréhension des transferts thermiques par impact d'une rangée de jets à faible nombre de Reynolds. Dans le cadre de l'application

8. Cet aspect est abordé en détail dans le paragraphe 2.1.1.



industrielle, les travaux doivent également permettre d'améliorer l'estimation de tels transferts de chaleur et de proposer des règles d'optimisation du dimensionnement du système LPTACC.

## Organisation du manuscrit

Le manuscrit est composé de six chapitres :

- ▷ Le chapitre 1 présente une revue de la littérature scientifique portant sur le refroidissement par impact de jet. Une configuration de référence classiquement rencontrée dans la littérature correspondant au jet axisymétrique issu d'un tube long est d'abord décrite. Cette configuration permet de dégager les principaux résultats aérodynamiques et thermiques permettant de mieux comprendre la configuration plus complexe rencontrée dans l'environnement moteur. Une revue des études scientifiques portant sur une rangée de jets issus d'un tube multi-perforé est alors détaillée.
- ▷ Le chapitre 2 présente le banc d'essais mis en place afin d'étudier aérodynamiquement et thermiquement les jets issus d'un tube multi-perforé. La technique de mesure par thermographie infrarouge utilisée pour caractériser les transferts thermiques et la technique PIV utilisée pour caractériser aérodynamiquement les jets sont présentées.
- ▷ Le chapitre 3 vise à caractériser aérodynamiquement et thermiquement les jets issus d'un tube multi-perforé. Une comparaison avec un jet axisymétrique issu d'un tube long est d'abord réalisée. Cette configuration est un cas simple de référence, modélisable relativement facilement, et particulièrement étudiée dans la littérature. Cette configuration de référence permet par ailleurs de dégager les particularités propres aux jets issus d'un tube multi-perforé. Une étude d'influence de paramètres géométriques et aérodynamiques est ensuite présentée. Du fait de contraintes de mesure sur les champs de vitesse, cette étude est réalisée à échelle 5 par rapport aux tubes LPTACC réels.
- ▷ Le chapitre 4 présente le banc d'essais mis en place afin d'étudier les transferts thermiques dans une configuration identique à celle rencontrée dans l'environnement moteur. Ce chapitre a pour objectif de valider thermiquement la similitude entre l'étude à échelle 5 (chapitre 3) et le refroidissement du carter à échelle 1.
- ▷ Le chapitre 5 présente les principales stratégies de résolution numérique utilisées pour des problèmes d'impact de jet. Les performances des principaux modèles classiquement retenus sont évaluées pour des configurations de jet axisymétrique et une rangée de jets issus d'un tube multi-perforé. Le modèle LES aux frontières immergées retenu dans le cadre de ces travaux est ensuite détaillé.
- ▷ Le chapitre 6 est consacré à la modélisation numérique d'une rangée de jets issus d'un tube multi-perforé. Cette étude se base sur une configuration expérimentale caractérisée thermiquement par thermographie infrarouge et aérodynamiquement par technique PIV dans le chapitre 3. L'objectif est d'abord de valider le code numérique puis d'approfondir la caractérisation des jets dans les zones et pour les grandeurs non accessibles expérimentalement.

---

# 1 | Synthèse bibliographique

---

<b>1.1</b>	<b>Jet axisymétrique</b>	<b>12</b>
1.1.1	Notations et paramètres d'étude	12
1.1.2	Caractérisation aérodynamique du jet	14
1.1.3	Caractérisation des transferts thermiques	21
<b>1.2</b>	<b>Rangée de jets sans écoulement cisailant amont</b>	<b>29</b>
1.2.1	Notations et paramètres d'étude	29
1.2.2	Caractérisation aérodynamique des jets	29
1.2.3	Caractérisation des transferts thermiques	30
<b>1.3</b>	<b>Rangée de jets avec écoulement cisailant amont</b>	<b>32</b>
1.3.1	Notations et paramètres d'étude	32
1.3.2	Caractérisation aérodynamique des jets	35
1.3.3	Caractérisation des transferts thermiques	41

---

L'objectif de ce chapitre est de présenter une revue de la littérature scientifique portant sur le refroidissement par impact de jet et essentielle à la compréhension des jets issus d'un tube multi-perforé. Une première partie a pour objectif de présenter les caractéristiques aérodynamiques et thermiques d'un jet axisymétrique en impact. Cette configuration constitue un cas de référence dans la littérature scientifique et permet de dégager des résultats aérodynamiques (zones caractéristiques, structures tourbillonnaires...) et thermiques (distribution du nombre de Nusselt) nécessaires à la caractérisation des configurations plus complexes. Une deuxième partie synthétise les principaux résultats traitant des rangées de jets sans écoulement cisailant amont. Cette configuration permet de mieux appréhender les particularités propres aux jets issus d'un tube multi-perforé décrites en détail dans la troisième partie.

## 1.1 Jet axisymétrique

Cette partie se concentre sur le jet axisymétrique, elle vise à présenter les principaux résultats aérodynamiques et thermiques propres à la physique des jets. La définition et la notation des paramètres étudiés sont d'abord explicitées puis une description aérodynamique et thermique des jets est présentée. La partie s'attache à décrire en premier lieu les configurations à faible nombre de Reynolds ( $Re_j < 5000$ ). En particulier, les résultats classiquement obtenus pour des jets turbulents ( $Re_j > 20000$ ) seront discutés pour des jets transitionnels et laminares.

### 1.1.1 Notations et paramètres d'étude

On distingue différents paramètres d'influence géométriques, aérodynamiques et thermiques.

#### 1.1.1.1 Paramètres géométriques

► **Forme de l'injecteur** : un jet circulaire axisymétrique est caractérisé par le diamètre de l'injecteur, noté  $d$ . L'étude de l'écoulement des jets fait intervenir des grandeurs géométriques, aérodynamiques et thermiques adimensionnées par le diamètre de l'injecteur. Ces grandeurs adimensionnées sont des paramètres de similitude permettant de comparer les résultats thermiques et la phénoménologie des jets à différentes échelles. Les injecteurs circulaires issus d'un tube long, les injecteurs convergents et les orifices sont trois géométries abordées dans le manuscrit (figure 1.1). Le repère est pris à la sortie de l'injecteur, les coordonnées cylindriques sont notées  $(r, \theta, z)$  et les vitesses moyennes  $(u_r, v_\theta, w)$ .

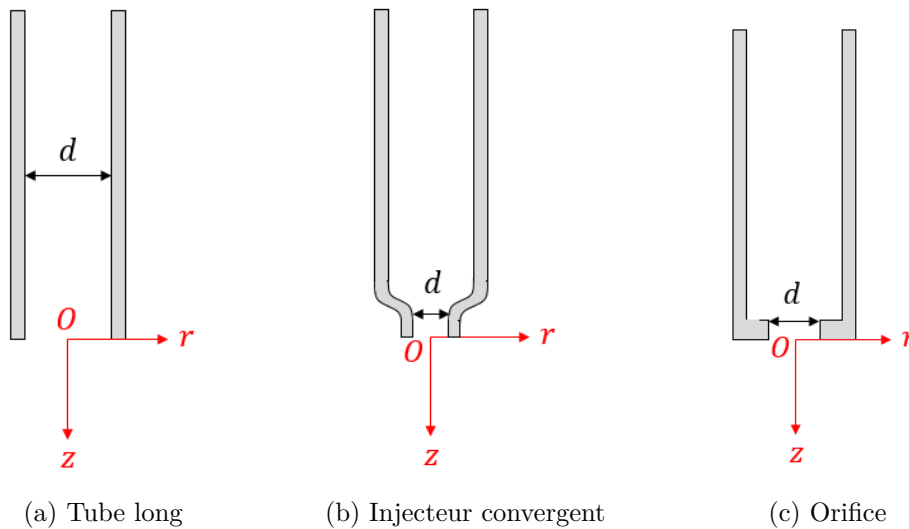


FIGURE 1.1 – Schéma des géométries d'injecteurs circulaires abordés dans le manuscrit

Des formes d'injecteur plus originales et non abordées dans ce manuscrit ont été analysées dans certains travaux. Les injecteurs annulaires (Fénot *et al.*, 2021) en sont un exemple.

► **Distance d'impact** : la distance d'impact correspond à la distance entre l'injecteur et la plaque d'impact, elle est notée  $H$  (figure 1.2). Son expression sous sa forme adimensionnée,  $H/d$ , joue au premier ordre sur le développement du jet (paragraphe 1.1.2) et la thermique en proche paroi (paragraphe 1.1.3).

► **Angle d'incidence du jet** : l'angle d'incidence du jet correspond à l'angle entre l'axe de l'injecteur et l'axe perpendiculaire à la plaque d'impact, il est noté  $\alpha$  (figure 1.2). Par convention, l'angle d'incidence lorsque le jet impacte la plaque perpendiculairement est égal à  $\alpha = 0^\circ$ .

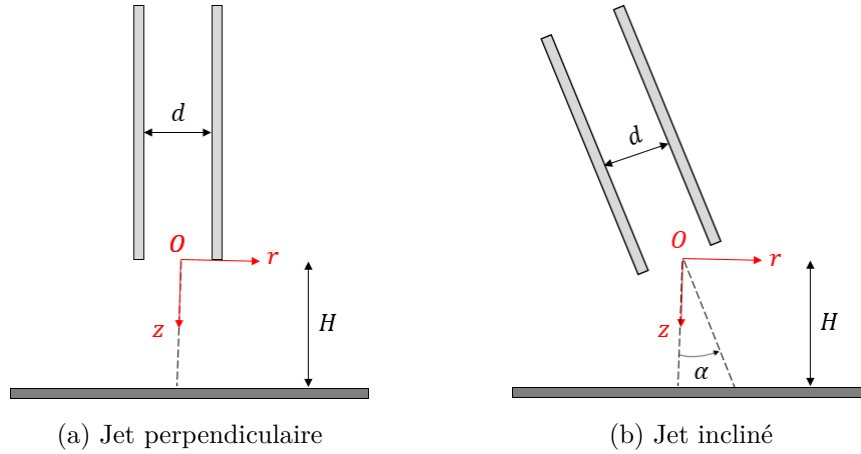


FIGURE 1.2 – Schéma représentant un jet axisymétrique incliné en impact

► **Confinement** : Le jet est semi-confiné lorsqu'une plaque est placée au niveau de la sortie de l'injecteur parallèlement à la plaque d'impact (figure 1.3b). Le jet n'est alors pas entraîné par l'air ambiant extérieur. Après impact, lorsqu'une plaque empêche l'écoulement pariétal de se développer, le milieu est dit confiné (figure 1.3c).

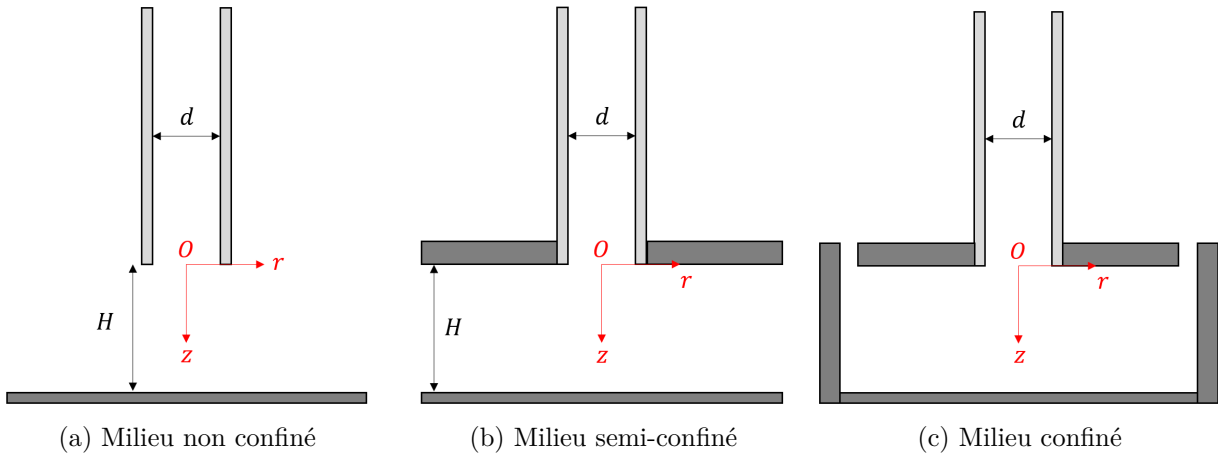


FIGURE 1.3 – Schéma représentant un jet non confiné, semi-confiné et confiné

### 1.1.1.2 Paramètres aérodynamiques

► **Nombre de Reynolds à l'injection** : le nombre de Reynolds à l'injection correspond au nombre de Reynolds du jet à la sortie de l'injecteur et est noté  $Re_j$ . Il s'exprime en fonction de la vitesse moyenne du jet à la sortie de l'injecteur  $\bar{V}_j$ , du diamètre de l'injecteur  $d$ , et de la viscosité cinématique  $\nu$  :

$$Re_j = \frac{\bar{V}_j \cdot d}{\nu} \quad (1.1)$$

Le nombre de Reynolds à l'injection est un paramètre de similitude jouant au premier ordre sur les transferts thermiques en proche paroi (paragraphe 1.1.3) et sur l'aérodynamique du jet (paragraphe 1.1.2). Il permet en premier lieu de caractériser le régime du jet et représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses, c'est-à-dire l'importance relative du transfert de quantité de mouvement par convection et par diffusion.

► **Le nombre de Mach à l'injection** : le nombre de Mach à l'injection correspond au nombre de Mach du jet à la sortie de l'injecteur et est noté  $Ma_j$ . Il s'exprime en fonction de la vitesse moyenne du jet  $\bar{V}_j$  à la sortie de l'injecteur et de la célérité du son,  $c = \sqrt{\gamma r T_j}$  (la constante  $r = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$

représente la constante spécifique de l'air,  $T_j$  la température du jet et  $\gamma$  le coefficient de Laplace) :

$$Ma_j = \frac{\bar{V}_j}{\sqrt{\gamma r T_j}} \quad (1.2)$$

Le nombre de Mach à l'injection est lié aux effets de compressibilité du jet.

### 1.1.1.3 Paramètres thermiques

Les transferts de chaleur pariétaux entre le jet et la plaque d'impact sont caractérisés par la loi de Newton :

$$\varphi_{conv,av} = h_{conv,av}(T_{p,av} - T_{ref}) \quad (1.3)$$

où  $\varphi_{conv,av}$  représente la densité de flux de chaleur par convection,  $h_{conv,av}$  le coefficient d'échange thermique,  $T_{ref}$  la température de référence de l'air et  $T_{p,av}$  la température de la plaque d'impact. Le nombre de Nusselt  $Nu$ , exprimant  $h_{conv,av}$  sous forme adimensionnée, est un paramètre de similitude permettant de comparer des résultats thermiques à des diamètres d'injecteur différents :

$$Nu = \frac{h_{conv,av} \cdot d}{\lambda} \quad (1.4)$$

avec  $\lambda$  la conductivité thermique de l'air.

► **La température du jet :** on distingue deux configurations thermiques différentes.

- Lorsque la température du jet  $T_j$  est similaire à la température du milieu ambiant  $T_{amb}$ , le jet est dit isotherme. Deux températures interviennent alors :  $T_j$  et  $T_{p,av}$ . La température de référence du fluide est la température du jet  $T_{ref} = T_j$ .
- Lorsque la température du jet diffère de la température du milieu ambiant, le jet est dit non-isotherme. Trois températures interviennent alors :  $T_j$ ,  $T_{amb}$  et  $T_{p,av}$ . La température de jet ne suffit plus à caractériser la température de l'écoulement en proche paroi car la variation de température dans la couche limite n'est plus monotone. Le paragraphe 1.1.3 montre qu'en prenant la température de la paroi lorsque le flux de chaleur pariétal est nul (température adiabatique de paroi  $T_{ad}$ ) comme température de référence du fluide, le coefficient d'échange thermique est alors indépendant de la différence de température entre le jet et le milieu ambiant. La température adiabatique de paroi est également exprimée sous sa forme adimensionnée à l'aide de l'efficacité thermique  $\eta$  :

$$\eta = \frac{T_{ad} - T_{amb}}{T_j - T_{amb}} \quad (1.5)$$

Lorsque  $\eta$  est proche de 1, c'est le jet qui impose sa température à la paroi et lorsque  $\eta$  est proche de 0, c'est l'air ambiant qui impose sa température à la paroi.

► **Les conditions de chauffe de la plaque :** la densité de flux de chaleur pariétal,  $\varphi_p$ , s'exprime en fonction du champ de température dans l'écoulement par la loi de Fourier :

$$\varphi_p = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_p \quad (1.6)$$

avec  $\lambda$  la conductivité thermique de l'air. Le refroidissement par impact de jet sur une plaque chaude est généralement étudié à flux de chaleur imposé ( $\varphi_p$  connu) ou bien à température de paroi imposée ( $T_{p,av}$  connu).

## 1.1.2 Caractérisation aérodynamique du jet

On décrit ici la structure aérodynamique du jet, une description stationnaire puis instationnaire du jet sont présentées.

### 1.1.2.1 Description stationnaire

Dans leur revue, [Gauntner \*et al.\* \(1970\)](#) reprennent la décomposition communément admise d'un jet axisymétrique en impact. L'écoulement du jet en sortie d'injecteur est divisé en trois grandes régions : la zone de jet libre ①, la zone d'impact ②, la zone de jet pariétal ③ (figure 1.4). Ces différentes zones sont décrites successivement ci-dessous.

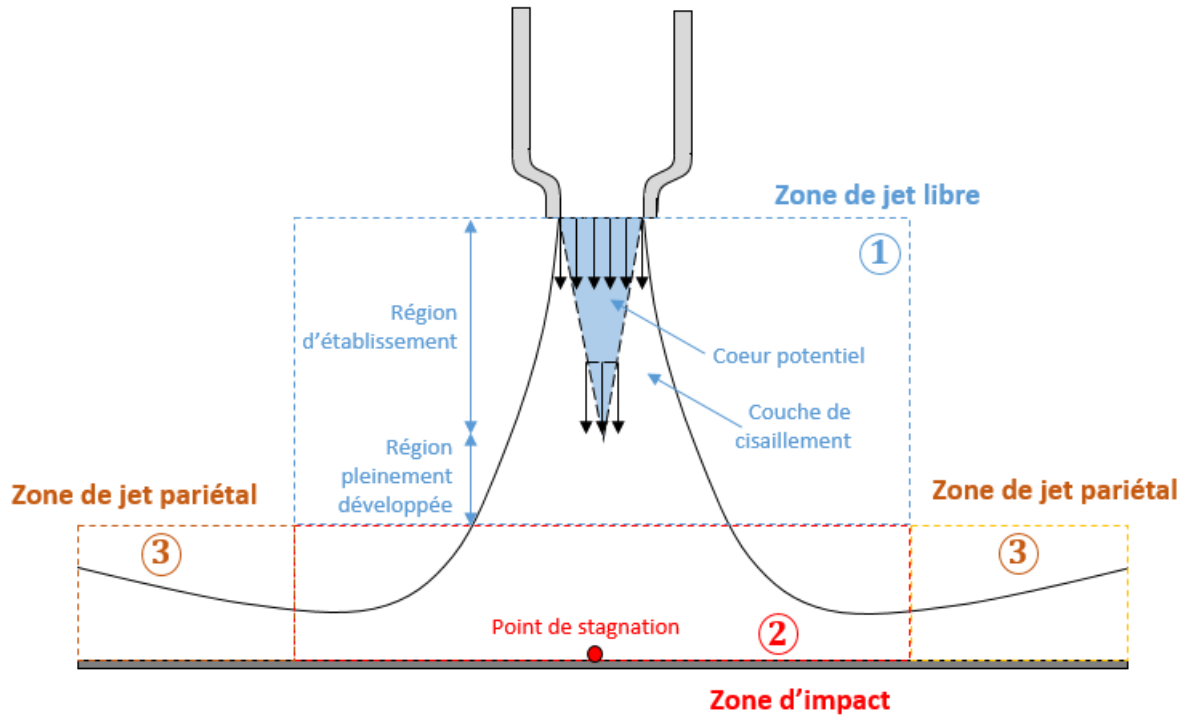


FIGURE 1.4 – Structure d'un jet en impact

#### ① Zone de jet libre

Cette région n'est pas affectée par la paroi d'impact et se comporte comme un jet libre. A la sortie de l'injecteur, le jet émerge avec une vitesse importante dans un environnement au repos. Ces forts gradients de vitesse sont à l'origine d'une couche de cisaillement. Des structures tourbillonnaires de type Kelvin-Helmholtz se développent alors progressivement dans la couche de cisaillement et contribuent à l'entraînement du fluide extérieur vers l'intérieur du jet. La zone de jet libre est divisée en deux régions dans les travaux synthétisés par [Gauntner \*et al.\* \(1970\)](#) : la région d'établissement et la région pleinement développée. Dans la région d'établissement, le cœur du jet n'est pas ou peu perturbé par le fluide ambiant. La vitesse et la température du jet se conservent. On nomme cette zone *cœur potentiel* ou *cône potentiel*. (figure 1.4). La distance entre la sortie de l'injecteur et l'extrémité du cœur potentiel est définie comme la longueur du cœur potentiel  $L_{cp}$ . L'extrémité du cœur potentiel correspond à la distance pour laquelle la vitesse axiale  $w$  reste supérieure à 95% de la vitesse axiale à l'injection  $w_{z=0}$  :

$$w_{z=L_{cp}} = 0,95 \cdot w_{z=0} \quad (1.7)$$

La région d'établissement dépend principalement de la forme de l'injecteur et du nombre de Reynolds à l'injection :

- **Forme de l'injecteur** : à l'origine, le cœur potentiel est défini pour un jet issu d'un injecteur convergent. Pour ce type d'injecteur, [Mi \*et al.\* \(2001a\)](#) à  $Re_j = 16000$  et [Ashforth-Frost et Jambunathan \(1996\)](#) à  $Re_j = 22500$  montrent que le profil de vitesse à l'injection est plat et l'intensité turbulente inférieure à 3% (figure 1.5a). Ces vitesses moyennes et fluctuantes sont

constantes au cœur du jet, puis la couche de cisaillement s'épaissit autour et pénètre progressivement à l'intérieur du jet. Le développement de structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement est responsable d'une production de turbulence : [Ashforth-Frost et Jambunathan](#) observent des taux de turbulence à l'injection de 25% à  $Re_j = 22500$  et [Mi et al.](#) de 10% à  $Re_j = 16000$  (figure 1.5a). La région conique au cœur du jet (figure 1.4), marquée par des vitesses moyennes importantes et des faibles taux de turbulence, donne son nom au cœur potentiel.

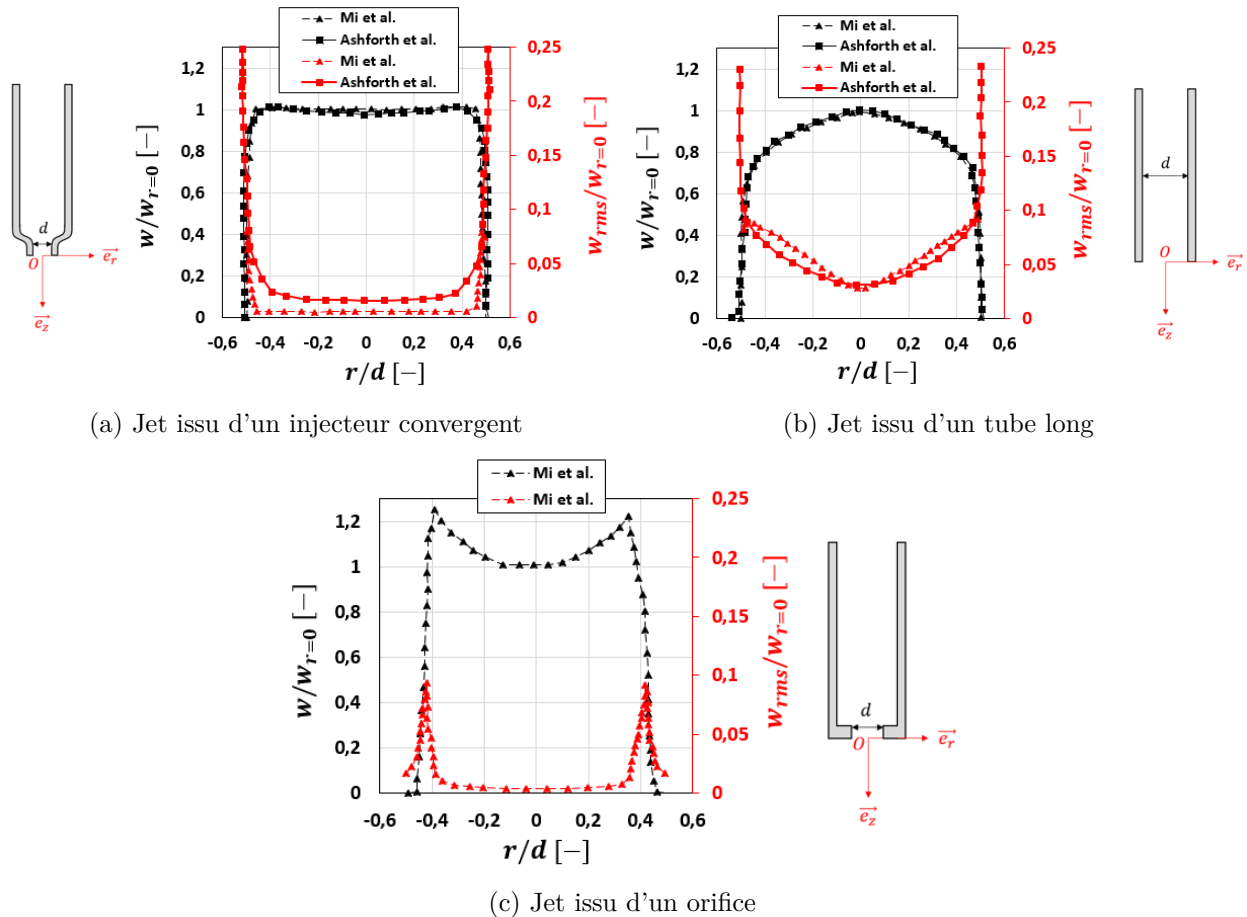


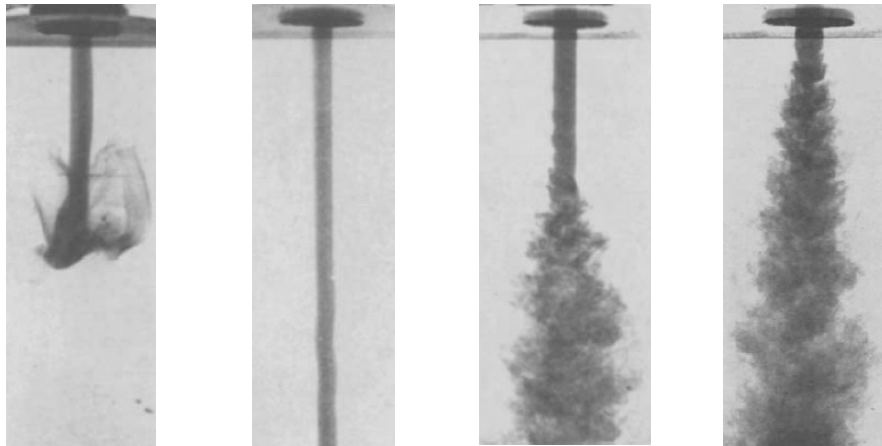
FIGURE 1.5 – Profils de vitesses moyennes et rms à la sortie d'un injecteur convergent, d'un tube long et d'un orifice à  $Re_j = 16000$  ([Mi et al., 2001a](#)) et à  $Re_j = 22500$  ([Ashforth-Frost et Jambunathan, 1996](#))

Pour un jet issu d'un tube long, [Ashforth-Frost et Jambunathan](#) et [Mi et al.](#) montrent que le profil de vitesse moyenne n'est pas uniforme et présente un maximum au centre (figure 1.5b). Le taux de turbulence est ici plus important dans le jet mais reste faible (entre 3% et 5%) comparé à celui turbulence dans la couche de cisaillement. Par conséquent, on parlera aussi de cœur potentiel pour un jet issu d'un tube long. Pour un jet issu d'un orifice, [Mi et al.](#) distinguent également une zone centrale caractéristique du cœur potentiel : vitesses moyennes importantes et faible taux de turbulence (inférieur à 1%).

De nombreuses études ont mesuré la longueur du cœur potentiel en l'exprimant sous sa forme adimensionnée  $L_{cp}/d$ . [Gauntner et al. \(1970\)](#) recommandent notamment de prendre une longueur de cœur potentiel de  $L_{cp}/d = 6, 1$  pour un jet axisymétrique issu d'un écoulement pleinement développée. Cette longueur est estimée à  $4, 8d$  par [Ashforth-Frost et Jambunathan \(1996\)](#) pour un jet issu d'un tube long et à  $4, 5d$  pour un injecteur convergent. Les auteurs expliquent cette diminution par le fait qu'un profil de vitesse plat à l'injection (injecteur convergent) engendre un gradient de vitesse plus important avec l'environnement au repos. L'entraînement d'air plus important a alors tendance à raccourcir la longueur du cœur potentiel. Par ailleurs,

Mi *et al.* (2001a) ont montré que les jets issus d'un orifice possèdent le cœur potentiel le plus court du fait d'un entrainement d'air ambiant plus important. Plusieurs paramètres, autres que la forme de l'injecteur, influent dans une moindre mesure sur la longueur du cœur potentiel : confinement (Ashforth-Frost et Jambunathan, 1996), différence de densité et de température entre le jet et l'ambiant (Kataoka *et al.*, 1987). Ceci rend une estimation exacte du cœur potentiel difficile et explique les écarts observés entre différentes publications. Dans sa revue de synthèse, Gauntner *et al.* (1970) notent des longueurs variant entre  $4,7 < L_{cp}/d < 7,7$ .

- L'influence du nombre de **Reynolds d'injection** sur l'écoulement en sortie d'injecteur a été étudiée par McNaughton et Sinclair (1966), les auteurs proposant une classification en quatre régimes d'écoulement (figure 1.6) :



(a) Jet dissipatif (b) Jet laminaire (c) Jet transitionnel (d) Jet turbulent

FIGURE 1.6 – Régimes d'écoulement d'un jet (McNaughton et Sinclair, 1966)

- Le jet laminaire dissipatif,  $Re \leq 300$  : les forces visqueuses sont encore importantes et le jet diffuse dans le milieu ambiant.
- Le jet pleinement laminaire,  $300 \leq Re \leq 1000$  : les forces visqueuses sont faibles. De plus, aucun effet d'entrainement d'air entre le jet et l'ambiant n'intervient.
- Le jet transitionnel,  $1000 \leq Re \leq 3000$  : à la sortie de l'injecteur, le jet est laminaire dans un premier temps. Aucun effet d'entrainement d'air n'intervient. L'écoulement devient ensuite turbulent et des instabilités de type Kelvin-Helmoltz apparaissent à l'intérieur de la couche de mélange. Plus le nombre de Reynolds augmente, plus la transition entre le jet laminaire et turbulent se fait proche de l'injecteur.
- Le jet est turbulent,  $Re \geq 3000$  : la turbulence se fait dès la sortie du jet.

La zone de transition entre régime laminaire et régime turbulent a également été étudiée récemment par Kuang *et al.* (2016) pour un jet axisymétrique issu d'un tube long. Les auteurs observent des jets transitionnels pour des Reynolds d'injection  $Re_j = 1800$  et  $Re_j = 2800$ . La distribution de vitesse le long de l'axe central est présentée figure 1.7a. Kuang *et al.* notent que la région d'établissement s'étend jusqu'à  $15d$  pour un nombre de Reynolds d'injection  $Re_j = 1800$ . Cette région est composée d'une région laminaire estimée à  $12d$ , et d'une région turbulente (cœur potentiel) estimée à  $3d$ . Pour un jet turbulent, la région d'établissement est composée uniquement du cœur potentiel. Kuang *et al.* observent également que cette région d'établissement est similaire entre un jet faiblement turbulent,  $Re_j = 7500$ , et un jet pleinement turbulent,  $Re_j = 15000$  (figure 1.7a). Ceci confirme les observations de Gauntner *et al.* (1970) qui notent que la longueur du cœur potentiel dépend faiblement du nombre de Reynolds à l'injection pour un jet turbulent.



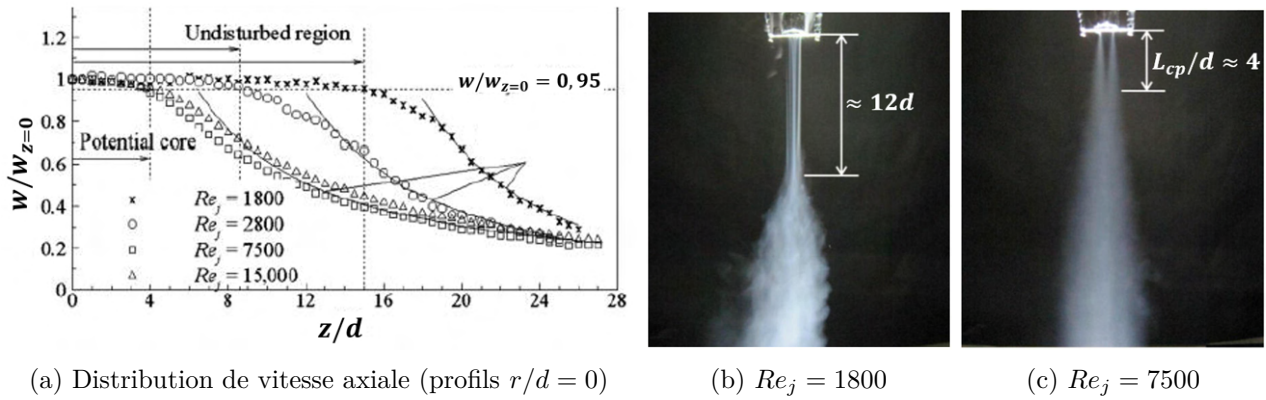


FIGURE 1.7 – Évolution de la structure d'un jet entre un écoulement transitionnel et turbulent (Kuang *et al.*, 2016)

La région pleinement développée, qui compose la deuxième partie de la zone de jet libre, commence à l'extrémité du cœur potentiel. Elle est marquée par une diminution de la vitesse axiale à cause de la fusion des couches de cisaillement. Le taux de turbulence continue quant à lui d'augmenter au fur et à mesure que le jet progresse vers la plaque d'impact (figure 1.8).

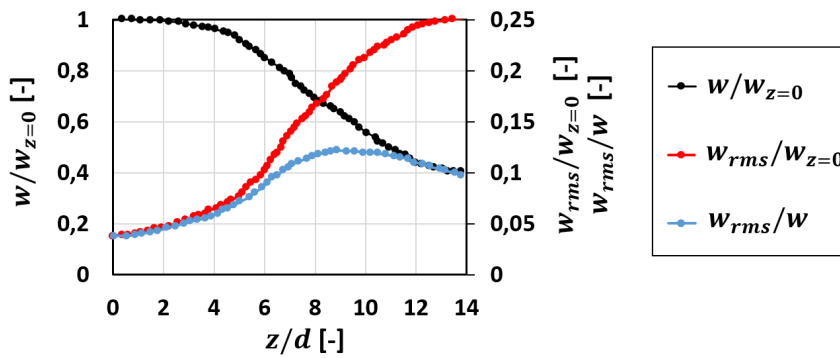


FIGURE 1.8 – Jet axisymétrique issu d'un tube long ( $Re_j = 22500$ ) : évolution de la vitesse axiale et du taux de turbulence au centre du jet (Ashforth-Frost et Jambunathan, 1996).

## ② Zone d'impact

La région proche de la plaque d'impact est nommée zone d'impact. Cette zone est caractérisée par une déviation de l'écoulement du jet dans la direction parallèle à la plaque. On observe alors une baisse rapide de la vitesse axiale et une augmentation de la vitesse radiale. Par ailleurs, la pression augmente dans la direction axiale jusqu'à atteindre un maximum au point de stagnation (ou point d'arrêt). Ce point de stagnation est alors défini comme le point d'impact du jet et est caractérisé par une vitesse axiale et une vitesse radiale nulles. Le début de la zone d'impact correspond au point où on observe une diminution de la vitesse axiale et une augmentation de la pression statique (Jambunathan *et al.*, 1992). La frontière entre le jet libre et la zone d'impact varie en fonction des auteurs ; elle est estimée entre  $1.2d$  et  $2d$  en amont de la plaque d'impact (Jambunathan *et al.*, 1992; Martin, 1977).

La longueur de la zone de jet libre varie notamment en fonction de la position de la plaque d'impact. Pour des très faibles distances d'impact, l'élévation de pression au point d'impact modifie l'écoulement dès la sortie de l'injecteur (Jeffers *et al.*, 2016). En particulier, Zuckerman et Lior (2005) notent que la région de jet libre n'existe que pour des distances d'impact supérieures à  $2d$ . Radialement depuis le point de stagnation, la pression décroît progressivement et l'écoulement est accéléré. La fin de la zone d'impact est communément définie au point où la vitesse radiale est maximale. Viskanta (1993) relève dans sa revue que ce point est atteint à approximativement  $1d$  depuis le point de stagnation.

### ③ Zone de jet pariétal

La région située après la zone de stagnation est appelée zone de jet pariétal. Cette région se caractérise par une diminution de la vitesse radiale du fait de la dispersion radiale de l'écoulement. L'écoulement se développe similairement à un jet pariétal le long de la plaque d'impact. Elle se divise en deux couches :

- Une première couche possède des caractéristiques similaires à une couche limite. Cette couche est en contact avec la paroi et son épaisseur est définie jusqu'au point où la vitesse radiale est maximale.
- Une couche externe possède les caractéristiques de la couche de cisaillement. Elle constitue le prolongement de la couche de cisaillement présente dans la zone de jet libre.

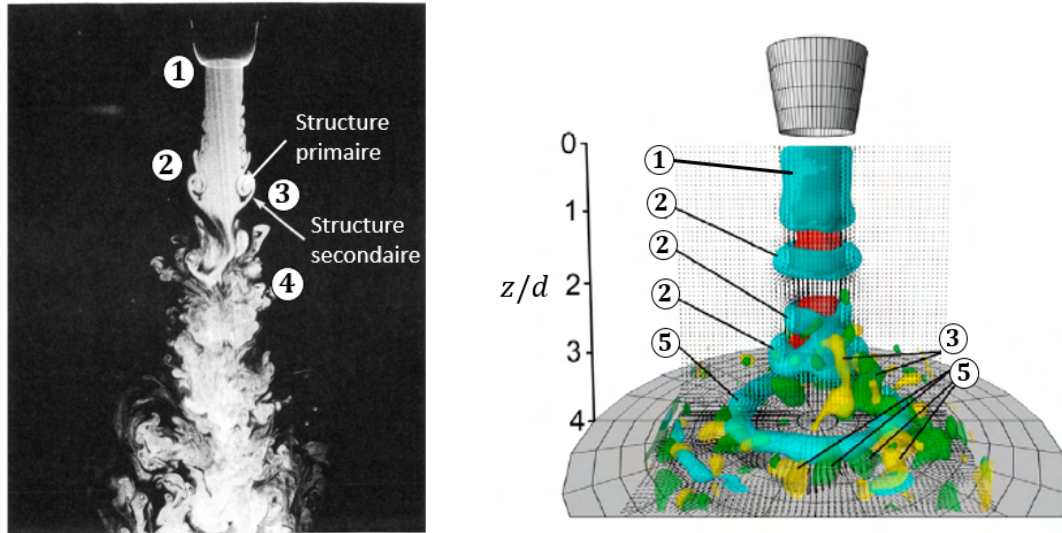
La structure aérodynamique d'un jet axisymétrique dépend principalement de la forme de l'injecteur et du nombre de Reynolds à l'injection. Les zones caractéristiques du jet (zones de jet libre, d'impact et de jet pariétal) restent toujours présentes.

La caractérisation aérodynamique des jets portent majoritairement sur des jets turbulents ( $Re_j > 3000$ ), la couche de cisaillement autour du cœur potentiel est alors amorcée dès l'injection. Or, les jets transitionnels ( $1000 < Re_j < 3000$ ) diffèrent en ce point : une zone laminaire est présente à l'injection, aucun effet d'entraînement d'air entre le jet et l'ambient n'intervient. Au bout de la zone laminaire, la couche de cisaillement autour du jet se développe progressivement et l'écoulement reprend la forme caractéristique d'un jet turbulent. La distance entre l'injecteur et l'extrémité du cœur potentiel augmente alors. Plus le nombre de Reynolds augmente, plus la transition entre la zone laminaire et turbulente est proche de l'injecteur. La zone laminaire disparaît alors lorsque le régime d'écoulement est turbulent.

#### 1.1.2.2 Description instationnaire

Ce paragraphe vise à présenter la formation et le développement des structures tourbillonnaires instationnaires dans la couche de cisaillement d'un jet issu d'un injecteur axisymétrique. L'étude stationnaire ci-dessus a montré que la structure du jet dépend principalement de la forme de l'injecteur et du nombre de Reynolds. Aussi, nous distinguerons ici l'injecteur convergent, le tube long et l'orifice. Quant-au nombre de Reynolds, les travaux se sont principalement attachés à décrire les structures instationnaires pour un jet turbulent. On se concentre ici sur les jets turbulents à faible nombre de Reynolds.

► **Injecteur convergent** : les études dédiées aux structures tourbillonnaires portent beaucoup sur les jets issus d'un injecteur convergent (Kataoka *et al.*, 1987; Liepmann et Gharib, 1992; Popiel et Trass, 1991). En effet, le paragraphe 1.1.2.1 a montré que cette géométrie conduit à un profil de vitesse plat homogène et très faiblement turbulent à l'injection, facilitant ainsi l'observation des structures cohérentes présentes dans l'écoulement. Pour des jets faiblement et pleinement turbulents  $3500 < Re_j < 20000$ , Popiel et Trass (1991) et Liepmann et Gharib (1992) se sont attachés à décrire les mécanismes instationnaires présents dans la couche de cisaillement au moyen de visualisations expérimentales (figure 1.9a).



(a) Jet libre à  $Re_j = 5500$  (Liepmann et Gharib, 1992) (b) Jet en impact à  $Re_j = 5000$  (Violato *et al.*, 2012)

FIGURE 1.9 – Structures tourbillonnaires dans un jet issu d'un injecteur convergent

En sortie d'injecteur, des instabilités de type Kelvin Helmholtz apparaissent du fait du gradient de vitesse entre le jet et l'ambient au repos (1). Des structures tourbillonnaires toroïdales se développent alors dans la couche de cisaillement. Deux structures toroïdales peuvent s'apparier pour créer une grande structure appelée structure primaire (2). Ces structures primaires grossissent au sein de la couche de cisaillement et se déforment favorisant l'entraînement de l'air ambiant. Des structures tourbillonnaires contrarotatives dans le sens de l'écoulement peuvent alors apparaître entre deux structures primaires successives (3). Elles sont appelées structures secondaires. Ces structures primaires et secondaires perdent ensuite peu à peu leur cohérence pour former de grandes structures tridimensionnelles contenant des petites structures turbulentes (4). La dislocation des structures primaires et secondaires et l'apparition de ces grandes structures coïncident avec la fin du cœur potentiel. En présence d'une plaque d'impact (figure 1.9b), les structures primaires s'étirent radialement et sont transportées le long de la plaque (5). Un décollement instationnaire est observé sur la plaque d'impact entre  $r/d = 1$  et  $r/d = 2$  (Popiel et Trass, 1991; Roux *et al.*, 2011). Ce décollement conduit à l'apparition de structures tourbillonnaires secondaires dont le sens est opposé aux structures primaires.

Plus récemment, Violato *et al.* (2012) ont réalisé une caractérisation 3D par tomo-PIV d'un jet axisymétrique à  $Re_j = 5000$ , les auteurs montrent également la présence de structures toroïdales ainsi que des structures primaires et secondaires contra-rotatives dans la région de jet libre et de jet pariétal (figure 1.9b).

► **Long tube et orifice :** Mi *et al.* (2001b) n'ont mis en évidence aucune structure tourbillonnaire toroïdale de grande échelle pour un jet issu d'un tube long et d'un orifice mais uniquement des structures tourbillonnaires de petite échelle présentes dès l'injection (figure 1.10). Les auteurs expliquent cette différence par la présence de turbulence dans le tube en amont de l'injecteur. En particulier, Cornaro *et al.* (1999) ont montré que, pour un jet issu d'un tube long, les structures tourbillonnaires de grande échelle n'apparaissent pas pour des taux de turbulence trop importants (supérieurs à 14%) dans la couche de cisaillement. Les structures primaires et secondaires contra-rotatives sont quant à elles observées dans le jet libre et le jet pariétal (Cornaro *et al.*, 1999 :  $Re_j = 6000$ ).

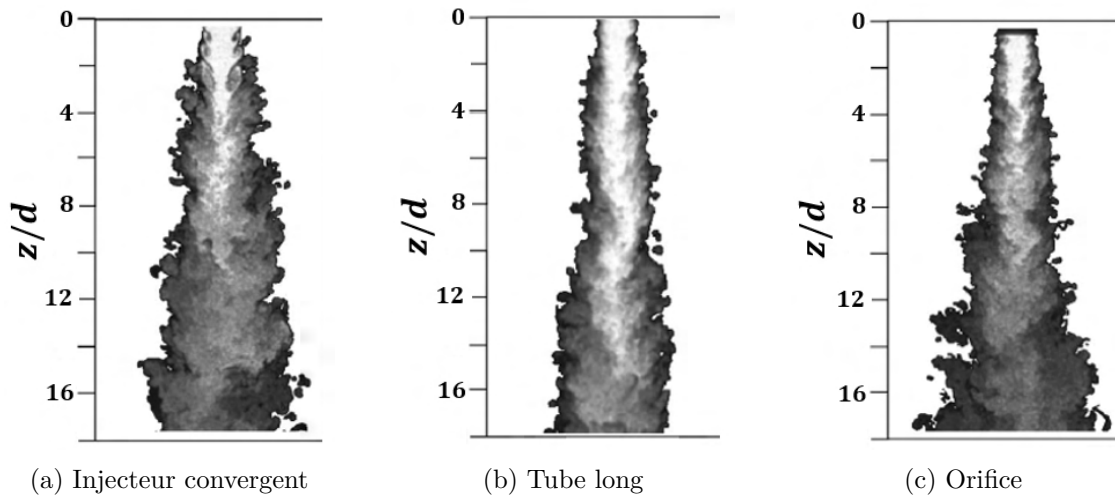


FIGURE 1.10 – Comparaison des structures tourbillonnaires dans un jet à  $Re_j = 16000$  pour différentes géométries d'injecteur (Mi *et al.*, 2001b)

En sortie d'injecteur, le jet émerge avec une vitesse importante dans un environnement au repos. Des structures tourbillonnaires de type Kelvin-Helmholtz se développent alors progressivement dans la couche de cisaillement et contribuent à l'entraînement du fluide extérieur vers l'intérieur du jet. Les structures tourbillonnaires grossissent, s'apparient, puis perdent peu à peu leur cohérence à proximité de la fin du cœur potentiel. En conséquence, lorsque la plaque d'impact est située avant l'extrémité du cœur potentiel, les structures tourbillonnaires cohérentes interagissent avec l'écoulement pariétal.

La partie 1.1.3 suivante montre notamment que les interactions entre structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement et l'écoulement pariétal jouent un rôle sur les transferts thermiques associés aux jets.

### 1.1.3 Caractérisation des transferts thermiques

Ce paragraphe vise à présenter une étude d'influence des principaux paramètres géométriques, aérodynamiques et thermiques (paragraphe 1.1.1) sur les transferts thermiques associés aux jets axisymétriques. Les résultats sont discutés au vu de l'étude aérodynamique précédente (paragraphe 1.1.2). On se concentre en particulier sur les jets à faible nombre de Reynolds.

#### 1.1.3.1 Influence des paramètres géométriques

► **Distance d'impact :** L'influence de la distance d'impact joue au premier ordre sur la distribution du nombre de Nusselt. Il convient de distinguer les grandes distances d'impact ( $H/d > 6$ ) pour lesquelles la plaque est située dans la région pleinement développée du jet (après le cœur potentiel) ; et les faibles distances d'impact ( $H/d < 6$ ) pour lesquelles la plaque est située dans la région d'établissement du jet. Parmi les nombreuses études portant sur l'influence de la distance d'impact, Katti *et Prabhu* (2008); Katti *et al.* (2011) ainsi que Lee (1999) sont parmi les rares auteurs à couvrir à la fois des jets axisymétriques à faible et fort nombres de Reynolds : respectivement  $500 < Re_j < 12000$  ;  $12000 < Re_j < 28000$  et  $5000 < Re_j < 30000$ .

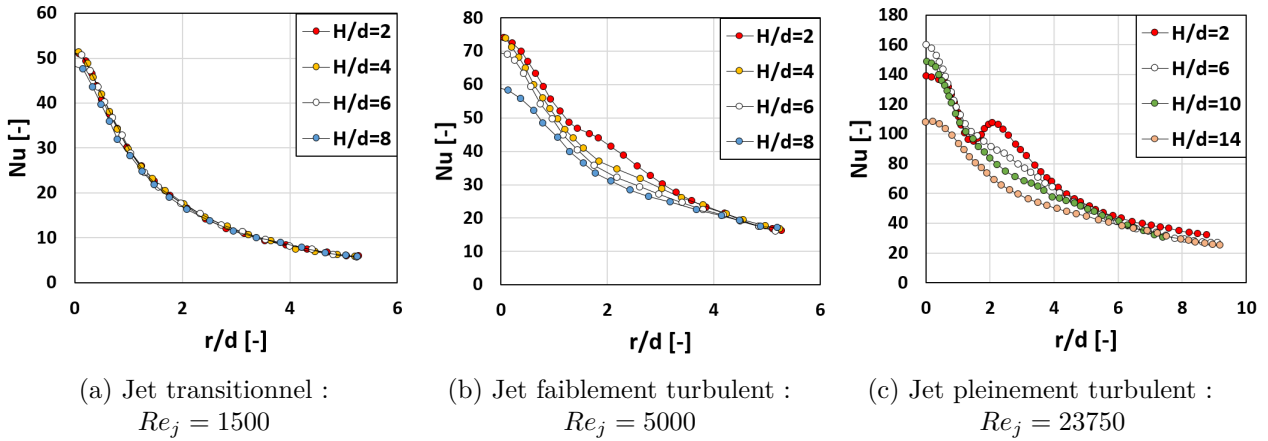


FIGURE 1.11 – Influence de la distance d’impact sur le nombre de Nusselt pour un jet issu d’un tube long à différents régimes d’écoulement :  $Re_j = 1500$  et  $Re_j = 5000$  (Katti *et al.*, 2011) ;  $Re_j = 23750$  (Baughn et Shimizu, 1989)

**Grandes distances d’impact ( $H/d > 6$ ) :** La plaque est située après l’extrémité du cœur potentiel. Le nombre de Nusselt diminue lorsque la distance d’impact augmente. Cette diminution des transferts thermiques est attribuée à la chute de la vitesse axiale dans le jet après fusion de la couche de cisaillement (Jambunathan *et al.*, 1992). Par ailleurs, les transferts thermiques sont maximaux au point de stagnation puis diminuent progressivement dans la direction radiale. Cette tendance est identique pour les jets en régime transitionnel (figure 1.11a) et en régime turbulent (figures 1.11b et 1.11c).

**Faible distance d’impact ( $H/d < 6$ ) :** La plaque est située avant l’extrémité du cœur potentiel. On distingue ici les configurations à faible nombre de Reynolds correspondant aux jets transitionnels et faiblement turbulents ( $Re_j \leq 5000$ , figures 1.11a et 1.11b) et les configurations à nombre de Reynolds élevé ( $Re_j = 23750$ , figure 1.11c).

- ▷ Lorsque le nombre de Reynolds est élevé ( $Re_j = 23750$ ), le nombre de Nusselt augmente lorsque la distance d’impact augmente (figure 1.11c). En effet, la vitesse moyenne reste constante dans le cœur du jet. Autour du cœur potentiel, le taux de turbulence augmente progressivement dû au développement des couches de cisaillement (paragraphe 1.1.2.1, figure 1.8). En conséquence, le nombre de Nusselt augmente au point de stagnation. Le nombre de Nusselt est maximal au point de stagnation et présente un second maximum autour de  $r/d \approx 2$ . Pour des jets turbulents ( $Re_j > 5000$ ), Katti et Prabhu (2008) ; Katti *et al.* (2011) ; Lee (1999) observent que ce second maximum tend à s’intensifier et sa position à se rapprocher du point de stagnation lorsque la distance d’impact diminue. Les causes de ce second maximum a fait l’objet de nombreux travaux dédiés (Aillaud *et al.*, 2016 ; Grenson *et al.*, 2016 ; Hadžiabdić et Hanjalić, 2008 ; Rohlf s *et al.*, 2012) et restent encore aujourd’hui étudiées. Les auteurs mettent notamment en évidence le rôle de phénomènes instationnaires. En particulier, l’interaction entre les structures tourbillonnaires présentes dans la couche de cisaillement du jet libre et l’écoulement du jet pariétal semblent être à l’origine de ce second maximum.
- ▷ En revanche, pour des jets transitionnels et laminaires ( $Re_j < 3000$ ), Katti *et al.* (2011) montrent que la distance d’impact n’a que très peu d’influence sur la distribution du nombre de Nusselt et que le second maximum du nombre Nusselt tend à disparaître. Ceci concorde avec les travaux de Kuang *et al.* (2016) et McNaughton et Sinclair (1966) qui ont caractérisé la structure du jet dans cette plage de Reynolds  $Re_j < 3000$  (paragraphe 1.1.2.1). En effet, les auteurs ont mis en évidence une zone laminaire à l’injection avant le cœur potentiel : la vitesse est constante dans cette zone et la couche de cisaillement n’a toujours pas eu le temps de s’amorcer. Dans la région laminaire, la distance d’impact n’influe pas sur le nombre de Nusselt. Puis, une fois le cœur potentiel amorcé, une augmentation de la distance d’impact jusqu’à

l'extrémité du cœur potentiel entraîne une augmentation du nombre de Nusselt tout comme pour un jet turbulent.

Au point de stagnation, un optimum de transfert thermique a été reporté autour de  $5 < H/d < 8$  (Baughn et Shimizu, 1989; Katti *et al.*, 2011; Lee, 1999). Kataoka *et al.* (1987) ont montré que cet optimum est atteint lorsque la plaque d'impact est située légèrement après l'extrémité du cœur potentiel. Gardon et Akfirat (1965) et Ashforth-Frost et Jambunathan (1996) notent que cette position correspond au point où le niveau de turbulence est important du fait du développement des couches de cisaillement tandis que la diminution de la vitesse axiale n'est toujours pas significative (paragraphe 1.1.2.1, figure 1.8).

► **Forme de l'injecteur :** L'influence de la géométrie de l'injecteur sur les transferts thermiques a été reportée dans la revue de Jambunathan *et al.* (1992) pour un jet issu d'un tube long, d'un injecteur convergent et d'un orifice : les meilleurs transferts thermiques sont reportés pour un jet issu d'un tube long, les transferts thermiques les plus faibles correspondant à un jet issu d'un injecteur convergent. Jambunathan *et al.* (1992) et Ashforth-Frost et Jambunathan (1996) attribuent ceci à la turbulence plus importante dès l'injection d'un jet issu d'un tube long.

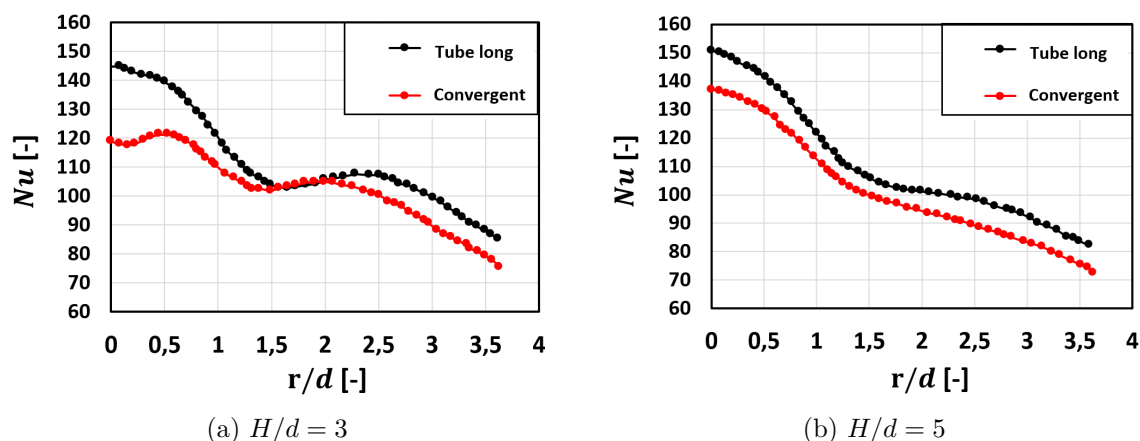


FIGURE 1.12 – Distribution radiale du nombre de Nusselt pour un jet issu d'un tube long et d'un injecteur convergent à  $Re_j = 28000$  (Roux *et al.*, 2011)

Roux *et al.* (2011) ont également comparé un jet issu d'un tube long et un jet issu d'un injecteur convergent à  $Re = 28000$  pour différentes distances d'impact (figure 1.12). En particulier, pour une faible distance d'impact (figure 1.12a), ils observent que la forme de l'injecteur a aussi une influence sur la distribution radiale du nombre de Nusselt. Roux *et al.* notent que pour un jet issu d'un injecteur convergent, le maximum du nombre de Nusselt n'est pas situé au point de stagnation : un premier pic du nombre de Nusselt est présent à approximativement  $r/d = 0,5$ . Ce premier maximum est suivi d'un second maximum à approximativement  $r/d = 2$ . A contrario, la distribution du nombre de Nusselt pour un jet issu d'un tube long est maximale au point de stagnation avec un second maximum à approximativement  $r/d = 2,4$ .

► **Angle d'incidence :** L'influence de l'angle d'inclinaison sur la distribution du nombre de Nusselt a fait l'objet d'études résumées dans la récente revue de Pawar et Patel (2020) en considérant une large plage de nombre de Reynolds ( $1500 < Re_j < 52000$ ) et de distance d'impact ( $2 < H/d < 12$ ). L'effet majeur reporté par les auteurs est une modification de la distribution du nombre de Nusselt autour du point d'impact : celle-ci n'est pas symétrique autour du point de stagnation à la différence d'un jet impactant une plaque perpendiculairement. En effet, Pawar et Patel notent que le nombre de Nusselt est plus important dans la partie située dans la direction du jet (en aval du point de stagnation : figure 1.13a), le nombre de Nusselt chute plus rapidement dans la partie opposée à la direction du jet (en amont du point de stagnation). O'Donovan et Murray (2007) ont étudié un jet issu d'un tube long à  $Re_j = 5000$  : les auteurs ont observé que cette dissymétrie s'accroît quand

l'inclinaison du jet augmente par rapport à la normale de la plaque d'impact et quand la distance d'impact est faible (figure 1.13). En couplant les résultats thermiques avec des mesures par technique PIV, les auteurs expliquent cette dissymétrie par le fait que la vitesse radiale en proche paroi décroît bien moins rapidement en aval du point de stagnation comparé à l'amont à cause de l'inclinaison du jet.

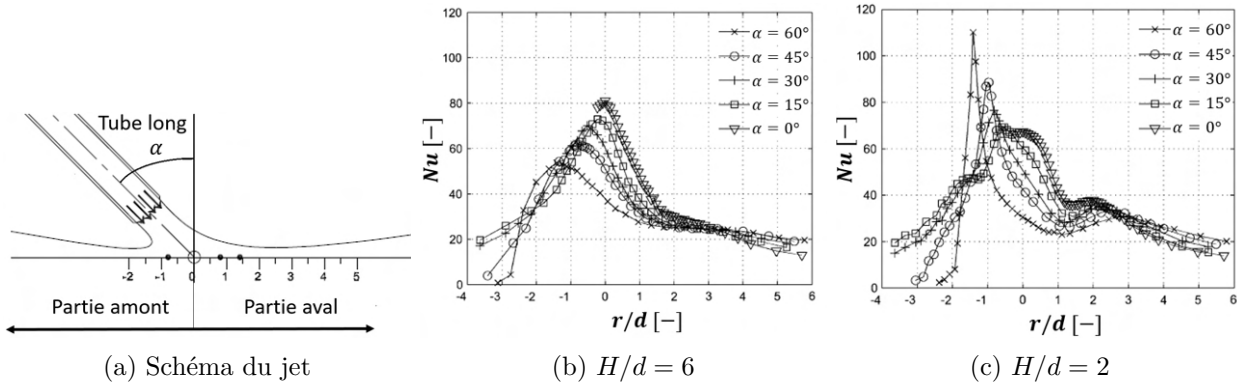


FIGURE 1.13 – Influence de l'angle d'inclinaison d'un jet issu d'un tube long à  $Re_j = 5000$  sur le nombre de Nusselt pour différentes distances d'impact (O'Donovan et Murray, 2007)

En étudiant l'influence de l'angle d'inclinaison sur le nombre de Nusselt au point de stagnation, O'Donovan et Murray (2007) observent que deux tendances opposées se dégagent. Pour une grande distance d'impact,  $H/d = 6$ , les auteurs montrent que le nombre de Nusselt au point de stagnation diminue quand l'angle d'inclinaison par rapport à la normale de la plaque augmente. En revanche, pour une faible distance d'impact,  $H/d = 2$ , le nombre de Nusselt au point de stagnation augmente pour les mêmes variations d'angle d'inclinaison. O'Donovan et Murray montrent que, pour ces faibles distances d'impact, les structures tourbillonnaires présentent dans la couche de cisaillement interagissent avec la plaque de part et d'autre du point de stagnation, et entraînent des fluctuations de vitesse en proche paroi plus importantes localement. Les auteurs attribuent l'augmentation du pic de Nusselt avec l'inclinaison du jet par ces fluctuations de vitesse plus fortes.

Pour des jets transitionnels ( $Re_j = 1500$ ), Attalla et Salem (2014) observent une plus faible influence de l'angle d'inclinaison sur la distribution du nombre de Nusselt. Une légère augmentation du nombre de Nusselt au point de stagnation lorsque l'angle d'inclinaison augmente est aussi notée à faible distance d'impact. Certains auteurs comme Attalla et Salem (2014) et Goldstein et Franchetti (1988) proposent des corrélations du nombre de Nusselt tenant compte de l'influence de l'inclinaison du jet sur les transferts thermiques.

► **Confinement** : Ashforth-Frost et Jambunathan (1996); Jambunathan *et al.* (1992) ont étudié l'influence du semi-confinement sur les transferts thermiques et notent une diminution du nombre de Nusselt pour un jet semi-confiné par rapport à un jet non confiné. Pour un jet turbulent entre  $22500 < Re_j < 29673$ , les auteurs estiment cette baisse entre 4% et 10%. L'effet d'entraînement de l'air ambiant sur le jet est réduit lorsqu'une plaque de semi-confinement est présente. Ashforth-Frost et Jambunathan (1996) ont montré que cela induit une diminution du taux de turbulence dans le jet. Les auteurs attribuent la baisse des transferts thermiques pour un jet semi-confiné à cette diminution. Par ailleurs, Jambunathan *et al.* (1992) notent que l'effet du semi-confinement sur le nombre de Nusselt diminue pour les jets à faible nombre de Reynolds d'injection et augmente pour les faibles distances d'impact. En particulier, Baydar et Ozmen (2005) ont réalisé des visualisations d'un jet à  $Re_j = 4800$  et  $H/d = 2$  : les auteurs observent une zone de recirculation de l'écoulement entre la plaque d'impact et la plaque de semi-confinement. L'écoulement, en contact avec la plaque d'impact chaude, s'échauffe et diminue l'efficacité du refroidissement.

### 1.1.3.2 Influence des paramètres aérodynamiques

► **Nombre de Reynolds :** De nombreux auteurs ont montré qu'une augmentation du nombre de Reynolds à l'injection induit une augmentation du nombre de Nusselt selon une loi puissance  $Nu(r/d) \propto Re^n$ . La valeur de  $n$  est généralement comprise entre  $0,5 < n < 0,8$  (Jambunathan *et al.*, 1992). Elle dépend de la position radiale sur la plaque ( $n$  augmente en s'éloignant du point de stagnation) et de la distance d'impact ( $n$  augmente pour des grandes distances d'impact). Une synthèse portant sur la dépendance du nombre de Nusselt en loi puissance est réalisée dans la revue de Jambunathan *et al.* (1992).

Katti *et Prabhu* (2008); Katti *et al.* (2011) ont étudié l'influence du nombre de Reynolds d'injection sur une large plage et pour différentes distances d'impact (figure 1.14). En particulier, pour les faibles distances d'impact (figure 1.14a), les auteurs ont montré que le second maximum du nombre de Nusselt est plus prononcé pour un nombre de Reynolds élevé ( $Re_j = 12000$ ) puis devient moins marqué lorsque le nombre de Reynolds diminue ( $Re_j = 5000$ ). Par ailleurs, la position du second maximum a tendance à se rapprocher du point de stagnation pour les faibles nombres de Reynolds d'injection. Pour un jet transitionnel à  $Re_j = 1500$ , Katti *et al.* (2011) observent que le second maximum disparaît.

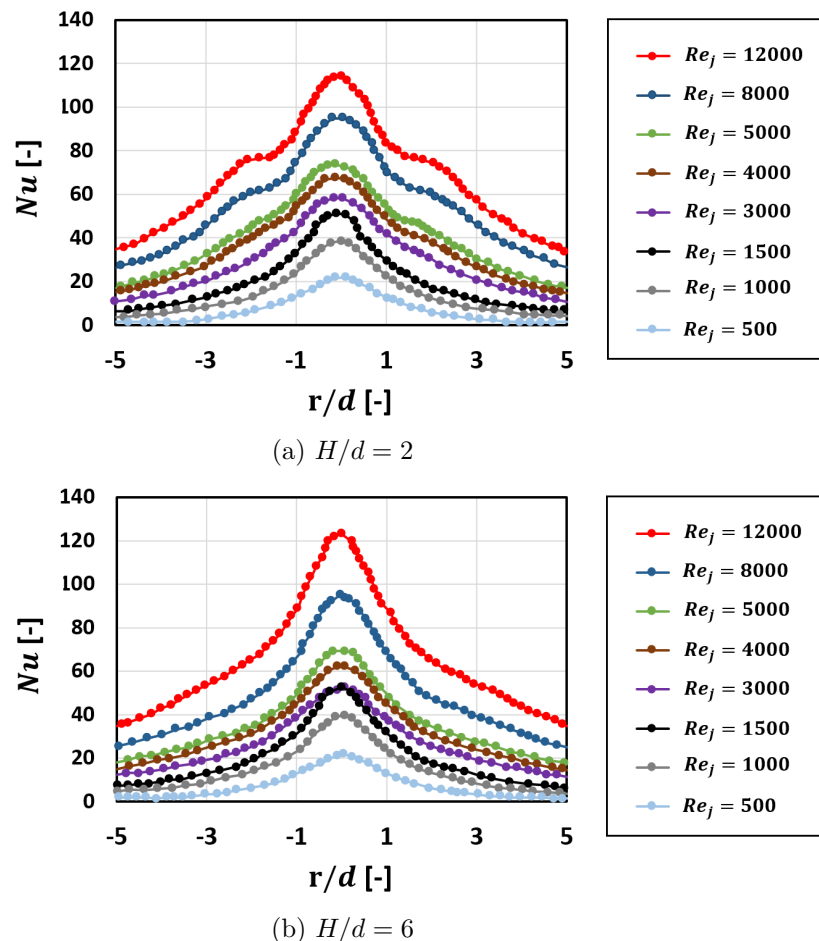


FIGURE 1.14 – Influence du nombre de Reynolds à l'injection sur la distribution du nombre de Nusselt pour différentes distances d'impact (Katti *et al.*, 2011)

► **Nombre de Mach :** Brevet *et al.* (2001) et Fénot *et al.* (2019) ont étudié l'influence du nombre de Mach à nombre de Reynolds d'injection fixé.<sup>1</sup> Les auteurs observent que le nombre de Mach a une faible influence sur le nombre de Nusselt (figure 1.15) pour des jets incompressibles ( $Ma_j < 0,3$ ).

1. La modification du nombre de Mach à nombre de Reynolds fixé est effectuée en modifiant le diamètre de l'injecteur.



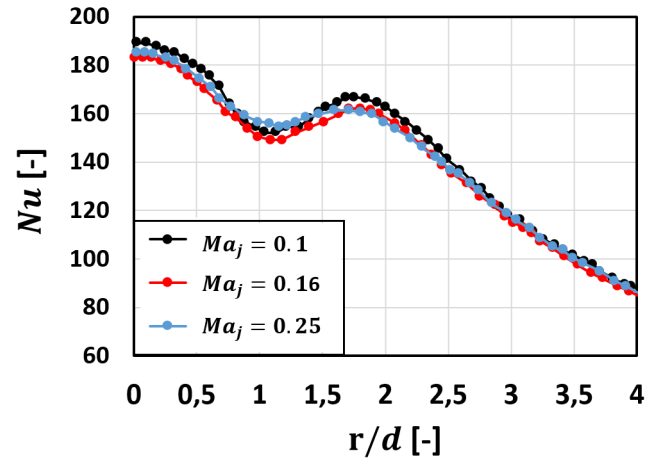


FIGURE 1.15 – Influence du nombre de Mach sur la distribution du nombre de Nusselt d'un jet incompressible :  $Re_j = 35000$  -  $H/d = 1$  (Fénot *et al.*, 2019)

Pour des jets compressibles ( $Ma_j > 0,3$ ), il convient de distinguer les faibles et les fortes distances d'impact.

- Pour les faibles distances d'impact, Fénot *et al.* (2019) montrent que le second maximum du nombre de Nusselt devient moins marqué et diminue lorsque le nombre de Mach augmente (figure 1.16). Les auteurs ont réalisé des mesures des champs de vitesse par technique PIV pour tenter d'expliquer cette tendance. Une diminution du nombre et de la taille des structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement est observée pour des nombres de Mach élevés. Or, la présence du second maximum est communément reliée à l'interaction des structures tourbillonnaires issues de la couche de cisaillement avec l'écoulement pariétal. Fénot *et al.* attribuent ainsi la diminution de l'amplitude du second maximum avec le nombre de Mach à la diminution de ces interactions.

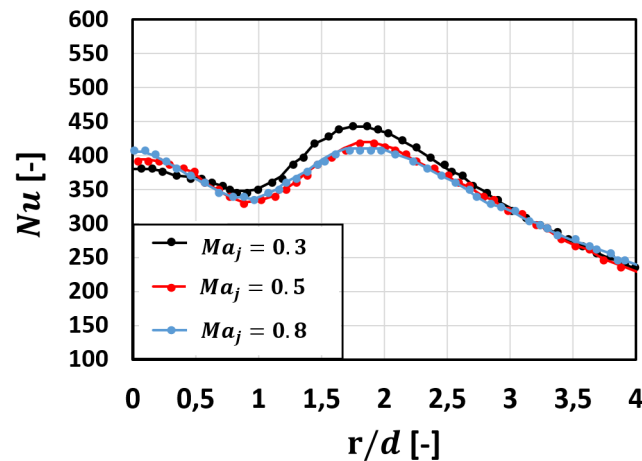


FIGURE 1.16 – Influence du nombre de Mach sur la distribution du nombre de Nusselt d'un jet compressible :  $Re_j = 110000$  -  $H/d = 1$  (Fénot *et al.*, 2019)

- Pour les grandes distances d'impact, l'interaction entre les structures tourbillonnaires issues de la couche de cisaillement et la plaque diminue, l'influence du nombre de Mach sur le nombre de Nusselt devient négligeable.

### 1.1.3.3 Influence des paramètres thermiques

#### ► Température du jet :

Fénot (2004); Goldstein *et al.* (1990); Vinze *et al.* (2016) ont étudié l'influence de la température du jet sur les transferts thermiques dans la plage de variation  $0 < T_j - T_{amb} < 150^\circ\text{C}$  et pour un nombre de Reynolds  $5000 < Re_j < 124000$  et une distance d'impact  $1 < H/d < 10$ . Les auteurs ont montré qu'en prenant la température de la paroi lorsque le flux de chaleur pariétal est nul (température adiabatique de paroi  $T_{ad}$ ) comme température de référence du fluide, le coefficient d'échange est indépendant de la différence de température entre le jet et le milieu ambiant (figure 1.17a). La température adiabatique de paroi est également exprimée sous sa forme adimensionnée à l'aide de l'efficacité thermique  $\eta$  :

$$\eta = \frac{T_{ad} - T_{amb}}{T_j - T_{amb}} \quad (1.8)$$

Lorsque  $\eta$  est proche de 1, c'est le jet qui impose sa température à la paroi et lorsque  $\eta$  est proche de 0, c'est l'air ambiant qui impose sa température à la paroi.

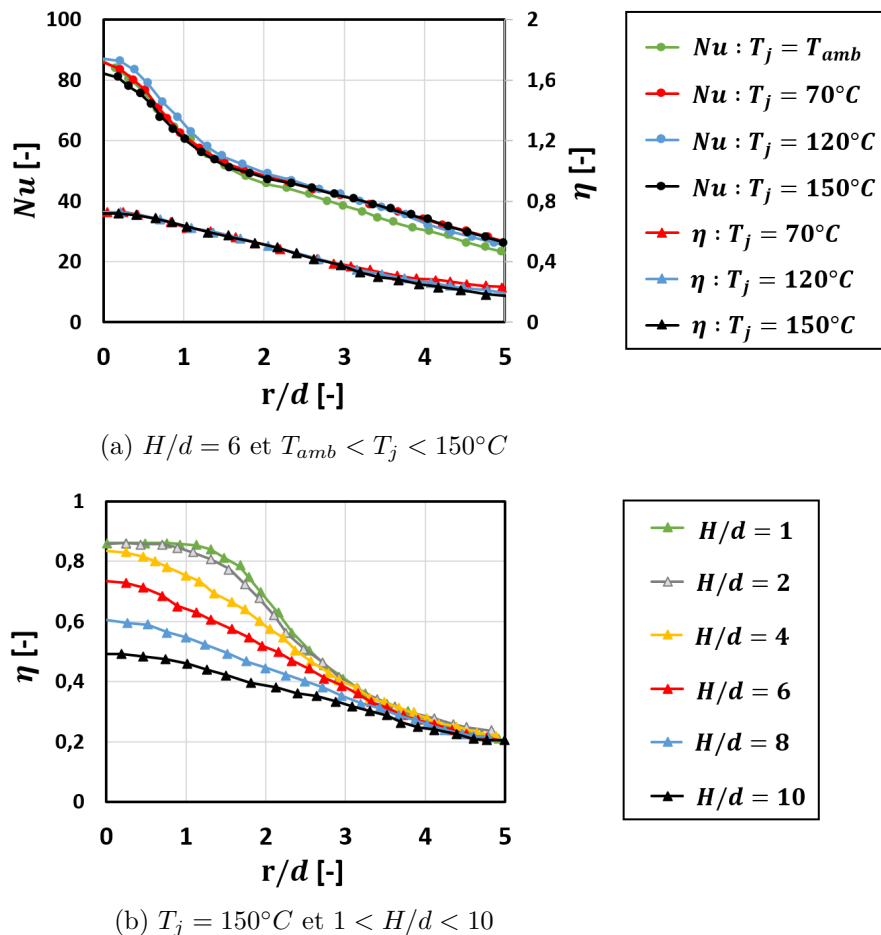


FIGURE 1.17 – Influence de la température du jet sur la distribution du nombre de Nusselt et de l'efficacité thermique :  $Re_j = 10000$  (Vinze *et al.*, 2016)

Goldstein *et al.* (1990); Vinze *et al.* (2016) ont montré que la distribution de l'efficacité thermique dépend faiblement du nombre de Reynolds. La distance d'impact modifie en revanche la valeur de l'efficacité (figure 1.17b). Pour une faible distance d'impact ( $H/d \leq 2$ ), l'efficacité thermique est proche de 1 au niveau du point de stagnation (le jet impose sa température à la paroi) et le profil est plat. En effet, le jet impacte la plaque avant l'extrémité du cœur potentiel. L'entraînement de

l'air extérieur, favorisé par la couche de mélange, n'a pas encore atteint le cœur du jet. Pour une grande distance d'impact ( $H/d \geq 4$ ), le jet impacte la plaque après l'extrémité du cœur potentiel. L'entraînement de l'air a pénétré à l'intérieur du jet, l'efficacité thermique diminue.

Le tableau 1.1 récapitule les travaux scientifiques portant sur l'étude d'influence des principaux paramètres géométriques, aérodynamiques et thermiques.

Articles	Paramètre d'influence	$Re_j$	$H/d$
Distance d'impact	<a href="#">Katti <i>et al.</i></a>	$500 < Re_j < 12000$	$0,5 < H/d < 8$
	<a href="#">Lee</a>	$5000 < Re_j < 30000$	$2 < H/d < 10$
Forme de l'injecteur	<a href="#">Mi <i>et al.</i></a>	$Re_j = 16000$	Jet libre
	<a href="#">Roux</a>	$Re_j = 28000$	$3 < H/d < 5$
Angle d'incidence	<a href="#">O'Donovan et Murray</a>	$Re_j = 10000$	$2 < H/d < 10$
Nombre de Reynolds	<a href="#">Kuang <i>et al.</i></a>	$1800 < Re_j < 15000$	Jet libre
	<a href="#">Katti <i>et al.</i></a>	$500 < Re_j < 12000$	$0,5 < H/d < 8$
	<a href="#">Jambunathan <i>et al.</i></a>	$10000 < Re_j < 30000$	$1,2 < H/d < 10$
Nombre de Mach	<a href="#">Fénot <i>et al.</i></a>	$90000 < Re_j < 110000$	$1 < H/d < 8$
	<a href="#">Brevet <i>et al.</i></a>	$7200 < Re_j < 71500$	$2 < H/d < 10$
Température du jet	<a href="#">Vinze <i>et al.</i></a>	$5000 < Re_j < 23000$	$1 < H/d < 10$
	<a href="#">Goldstein <i>et al.</i></a>	$61000 < Re_j < 1240000$	$2 < H/d < 12$

TABLE 1.1 – Synthèse des publications portant sur les jets issus d'un injecteur axisymétrique.

## 1.2 Rangée de jets sans écoulement cisailant amont

Cette partie a pour but de présenter la structure aérodynamique d'une rangée de jets ainsi que les transferts thermiques associés. Cette configuration sans écoulement cisailant permet de mieux appréhender les particularités propres aux jets issus d'un tube multi-perforé.

### 1.2.1 Notations et paramètres d'étude

La figure 1.18 montre les schémas d'une rangée de jets isolés (figure 1.18a) et d'une rangée de jets issus d'une chambre de tranquillisation (figure 1.18b). Le repère cartésien de coordonnées  $(x, y, z)$  est pris à la sortie du trou central.

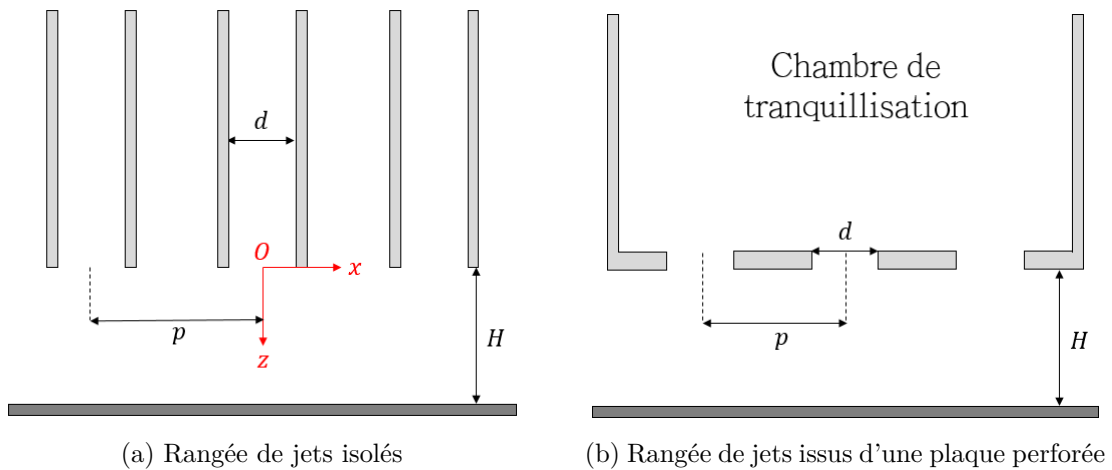


FIGURE 1.18 – Schéma d'une rangée de jets

On reprend les notations d'un jet unique axisymétrique (paragraphe 1.1) correspondant aux paramètres géométriques (forme des injecteurs, distance d'impact), aérodynamiques (nombre de Reynolds à l'injection, nombre de Mach à l'injection) et thermiques (température du jet, flux de chaleur pariétal). La configuration d'une rangée de jets fait toutefois apparaître un paramètre géométrique supplémentaire : le pas inter-trou, défini par la distance centre à centre entre deux trous consécutifs, est noté  $p$  (figure 1.18).

### 1.2.2 Caractérisation aérodynamique des jets

La structure aérodynamique d'un jet axisymétrique décrit dans le paragraphe 1.1.2 s'applique également à chaque jet d'une rangée de jets. En particulier, on distingue la zone de jet libre, la zone d'impact et la zone de jet pariétal. Toutefois, il existe des interactions entre jets qui caractérisent la configuration d'une rangée de jets. On distingue trois zones d'interaction (figures 1.19) :

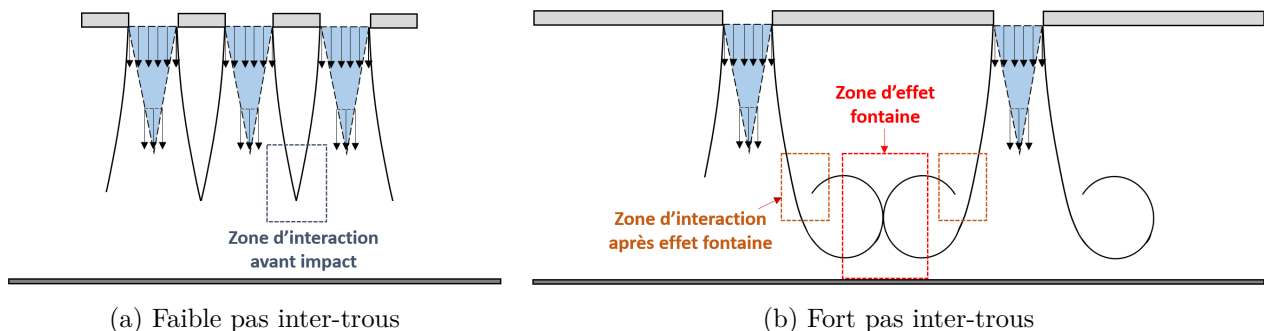


FIGURE 1.19 – Schéma représentant la structure aérodynamique d'une rangée de jets

- La **zone d'interaction avant impact** caractérise les interactions dans la zone de jet libre des jets avant impact sur la plaque.
- La **zone d'effet fontaine** caractérise les interactions entre deux jets pariétaux voisins.
- La **zone d'interaction après effet fontaine** caractérise les interactions entre l'écoulement provenant de l'effet fontaine et le jet issu de l'injecteur dans la région de jet libre.

► **Zone d'interaction avant impact :** pour les grandes distances d'impact, la couche de cisaillement autour du cœur potentiel se développe plus longtemps, les jets s'élargissent davantage. La zone d'interaction avant impact est donc plus susceptible d'apparaître pour des grandes distances d'impact ainsi que pour des faibles pas inter-trous (Geers, 2004). En particulier, pour un pas inter-trous  $p/d = 2$  et une distance d'impact  $H/d = 4$ , Geers *et al.* (2004) observent que les vitesses moyennes et fluctuantes dans les jets près de l'injection sont d'abord très similaires à un jet unique. Puis, les interactions entre jets voisins entraînent un mélange avant impact, les couches de cisaillement s'épaississent alors plus rapidement comparé à un jet isolé. Ceci est marqué par une diminution plus rapide de la vitesse moyenne au cœur des jets et un raccourcissement du cœur potentiel. Les auteurs mettent également en évidence une augmentation du taux de turbulence par rapport à un jet isolé.

► **Zone d'effet fontaine :** cette zone est située à mi-distance entre les jets, au niveau de la plaque d'impact. Les jets pariétaux issus de deux jets voisins se rencontrent et interagissent. Cette collision provoque un écoulement, appelé effet fontaine, opposé à la direction du jet. Lorsqu'une plaque de semi-confinement est présente au niveau des injecteurs, Carcasci (1999) a observé des grandes structures tourbillonnaires proche de la plaque d'impact et de la paroi de semi-confinement (figure 1.20).

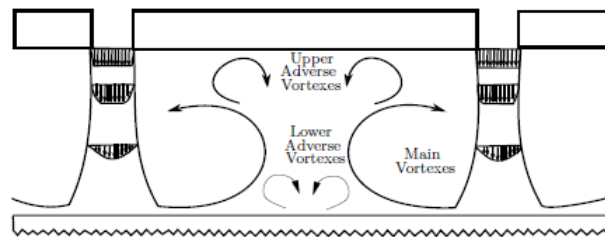


FIGURE 1.20 – Schéma représentant l'effet fontaine (Carcasci, 1999)

Les configurations géométriques à faible pas inter-trous et faible distance d'impact, ainsi que des jets à fort nombre de Reynolds à l'injection entraînent un effet fontaine plus prononcé (Koopman et Sparrow, 1976; Viskanta, 1993; Yan et Saniei, 1996).

► **Zone d'interaction après effet fontaine :** cette zone est située dans la région de jet libre et résulte de l'interaction de l'écoulement issu de l'effet fontaine avec le jet. Tout comme les interactions avant impact, Geers *et al.* (2004) montrent que ces interactions provoquent un entrainement plus rapide du jet avec l'écoulement ambiant, entraînant un épaississement plus important de la couche de cisaillement et un raccourcissement du cœur potentiel.

### 1.2.3 Caractérisation des transferts thermiques

Le pas inter-trous  $p/d$  et la distance d'impact  $H/d$  sont les paramètres géométriques jouant un rôle sur les interactions entre jets. L'influence de ces paramètres sur les transferts thermiques est présentée dans ce paragraphe. L'influence des paramètres aérodynamiques (nombre de Reynolds et nombre de Mach) et thermique (température du jet) présentée pour un jet axisymétrique dans les paragraphes 1.1.3.2 et 1.1.3.3 reste valable pour une rangée de jets.

► **Pas inter-trous :** L'influence du pas inter-trous sur le nombre de Nusselt a été étudiée par [Fénot et al. \(2005\)](#) pour une rangée de jets sans cisaillement amont ( $Re_j = 23000$ ). Les auteurs ont montré que pour des pas inter-trous élevés ( $p/d \geq 4$ ), la distribution du nombre de Nusselt est très similaire à un jet unique à la fois dans la direction perpendiculaire (figure 1.21a) et parallèle (figure 1.21b) à la rangée des jets. Les écarts apparaissent à mi-distance entre les jets ( $x/d \approx 2$  pour  $p/d = 4$ ) du fait de la présence des jets voisins (figure 1.21b). De manière similaire, [Yan et Saniei \(1996\)](#) observent que la distribution du nombre de Nusselt est semblable à un jet unique lorsque le pas inter-trous est supérieur à  $p/d \geq 3,5$ .

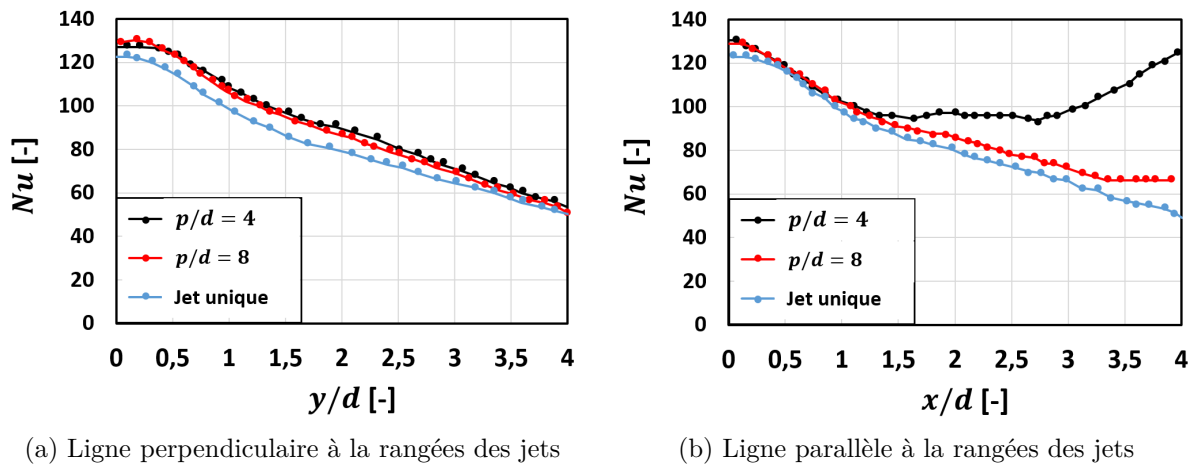


FIGURE 1.21 – Influence du pas inter-trous ( $4 < p/d < 8$ ) sur le nombre de Nusselt :  $Re_j = 23000$  -  $H/d = 5$  ([Fénot et al., 2005](#))

En revanche, pour des pas inter-trous plus faibles ( $p/d \leq 3,5$ ), [Yan et Saniei \(1996\)](#) montrent que le nombre de Nusselt diminue lorsque le pas inter-trous diminue. Les interactions entre jets étant plus importantes, ceci entraîne une diminution des transferts thermiques.

► **Distance d'impact :** L'influence de la distance d'impact sur le nombre de Nusselt a été étudiée par [Goldstein et Seol \(1991\)](#) pour une rangée de jets sans cisaillement amont ( $10000 < Re_j < 40000$  et  $2 < H/d < 8$ ). Les auteurs ont montré qu'une diminution de la distance d'impact entraîne une augmentation des transferts thermiques au point de stagnation. A noter que [Goldstein et Seol](#) n'ont pas mis en évidence d'optimum présent pour un jet axisymétrique issu d'un tube (paragraphe 1.1.3.1).

Cette revue bibliographique, portant sur une rangée de jets sans écoulement cisailant amont, a montré que les interactions entre jets sont présentes majoritairement pour des faibles pas inter-trous (zone d'interaction avant impact), des faibles distances d'impact (zone d'interaction après impact) et au niveau de l'effet fontaine (à mi-distance entre les jets). Pour ces configurations, les auteurs mettent en évidence une diminution du coeur potentiel, une augmentation du taux de turbulence dans la couche de cisaillement, ainsi qu'une diminution des transferts thermiques. Pour des injecteurs suffisamment espacés en revanche ( $p/d > 4$ ), les jets composant la rangée se comportent comme un jet isolé : les transferts thermiques associés ainsi que l'influence des différents paramètres de similitude sont similaires à l'étude bibliographique réalisée pour un jet axisymétrique.

### 1.3 Rangée de jets avec écoulement cisailant amont

Cette partie se concentre sur une rangée de jets issus d'un tube multi-perforé. Cette configuration est similaire au tube LPTACC rencontré dans l'environnement moteur. La définition et la notation des paramètres étudiés sont d'abord explicitées en reprenant les notations utilisées pour une rangée de jets sans écoulement cisailant amont. Une description aérodynamique et thermique des jets est ensuite présentée.

#### 1.3.1 Notations et paramètres d'étude

La figure 1.22 représente le schéma d'un tube multi-perforé. Le repère cartésien de coordonnées  $(x, y, z)$  est pris à la sortie du trou central. Les vitesses moyennes sont notées  $(u, v, w)$ . Un second repère de coordonnées  $(X, Y, Z)$  est pris à l'entrée du tube multi-perforé, en son centre. Les vitesses moyennes de l'écoulement sont notées  $(u, v, w)$ . De la même manière que pour un jet axisymétrique, on distingue des paramètres d'influence géométriques, aérodynamiques et thermiques.

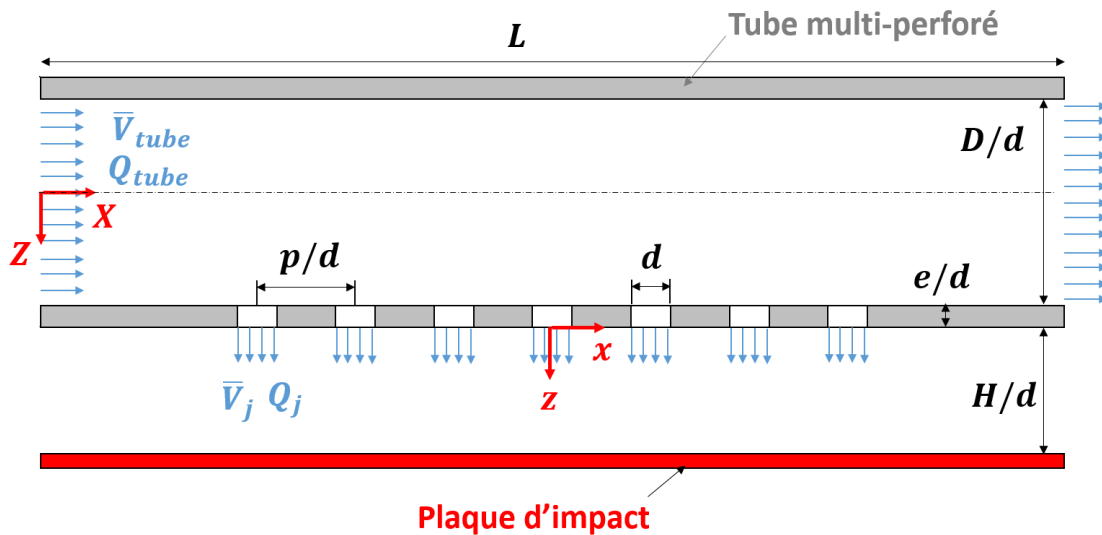


FIGURE 1.22 – Schéma d'un tube multi-perforé

##### 1.3.1.1 Paramètres géométriques

► **Forme des trous** : le trou cylindrique de diamètre  $d$  est la forme de référence (figure 1.23). De la même manière que pour un jet axisymétrique, les grandeurs géométriques, aérodynamiques et thermiques sont adimensionnées par le diamètre des trous afin de comparer les caractéristiques du jet à différentes échelles.

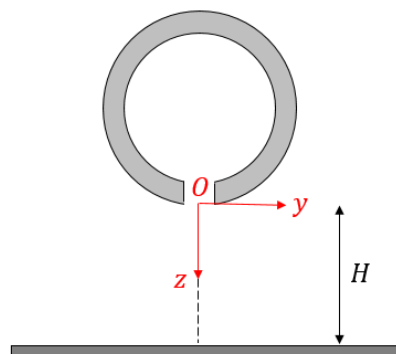


FIGURE 1.23 – Trou cylindrique

► **Géométrie du tube** : la géométrie du tube est caractérisée par son diamètre intérieur  $D$  et son épaisseur  $e$  (figure 1.22).

► **Pas inter-trous** : le pas inter-trous est défini par la distance centre à centre entre deux trous consécutifs (figure 1.22). Il est noté  $p$ . Le pas inter-trous et le nombre de trous, noté  $N$ , caractérisent le plan de perforation de tube. Le plan de perforation peut être composé d'une ou plusieurs rangées de trous, présenté des trous alignés ou bien en quinconce.

► **Distance d'impact** : la distance d'impact correspond à la distance entre le tube multi-perforé et la plaque d'impact (figure 1.23). Elle est notée  $H$  comme précédemment (paragraphe 1.1.1).

### 1.3.1.2 Paramètres aérodynamiques

On retrouve d'abord les mêmes paramètres aérodynamiques qui caractérisent le jet axisymétrique (paragraphe 1.1.1.2).

► **Le nombre de Reynolds à l'injection** : lorsque la répartition du débit est uniforme entre les trous, le débit à la sortie d'un trou  $Q_j$  et la vitesse moyenne en sortie de trou  $\bar{V}_j$  s'expriment sous la forme :

$$\begin{cases} Q_j = \frac{Q_{j,tot}}{N} \\ \bar{V}_j = \frac{Q_j}{\rho \cdot a} \end{cases} \quad (1.9)$$

avec  $Q_{j,tot}$  le débit total des  $N$  trous,  $\rho$  la masse volumique de l'air et  $a = \pi d^2/4$  la surface d'un trou. Le nombre de Reynolds à l'injection, correspondant au nombre de Reynolds à la sortie d'un trou, est alors défini à partir de la vitesse moyenne à la sortie d'un trou  $\bar{V}_j$  et est basé sur le diamètre du trou  $d$ .

$$Re_j = \frac{\bar{V}_j \cdot d}{\nu} = \frac{Q_{j,tot} \cdot d}{Na\mu} \quad (1.10)$$

avec  $\mu$  la viscosité dynamique de l'air. Les jets étant alimentés perpendiculairement à l'axe des trous depuis l'entrée du tube, le paragraphe 1.3.2.2 (figure 1.29) montre que ceci peut entraîner une répartition de débit non uniforme entre les trous. L'égalité  $Q_j = N \cdot Q_{j,tot}$  n'est ainsi plus valable. On note alors  $Re_{j,i}$  le nombre de Reynolds à l'injection du jet n° $i$ .

► **Le nombre de Mach à l'injection** : le nombre de Mach à l'injection,  $Ma_j$ , correspond au nombre de Mach à la sortie d'un trou. Il est défini de la même manière que pour un jet axisymétrique (paragraphe 1.1.1.2). On note  $Ma_{j,i}$  le nombre de Mach du jet n° $i$ .

Des paramètres propres à la configuration d'un tube multi-perforé s'ajoutent.

► **Le cisaillement amont** : les jets sont alimentés perpendiculairement à l'axe des trous depuis l'entrée du tube. Ceci entraîne un écoulement spécifique d'injection dépendant de l'écoulement interne dans le tube (indice *tube*) et dans les jets (indice *j*). Cet écoulement cisailant est appelée cisaillement amont (figure 1.24).

Le cisaillement amont a fait l'objet de travaux antérieurs (Da Soghe et Andreini, 2013; Gritsch *et al.*, 1998; Martin, 1977) décrits de manière approfondie dans la suite (partie 1.3.2.1). Insistons ici sur le fait qu'il soit nécessaire de déterminer les bons paramètres de similitude afin de caractériser fidèlement le cisaillement amont. Martin (1977) et Florschuetz *et al.* (1981) utilisent le rapport de vitesse  $VR$  (velocity ratio) entre le jet et l'écoulement cisailant. Da Soghe et Andreini (2013) se



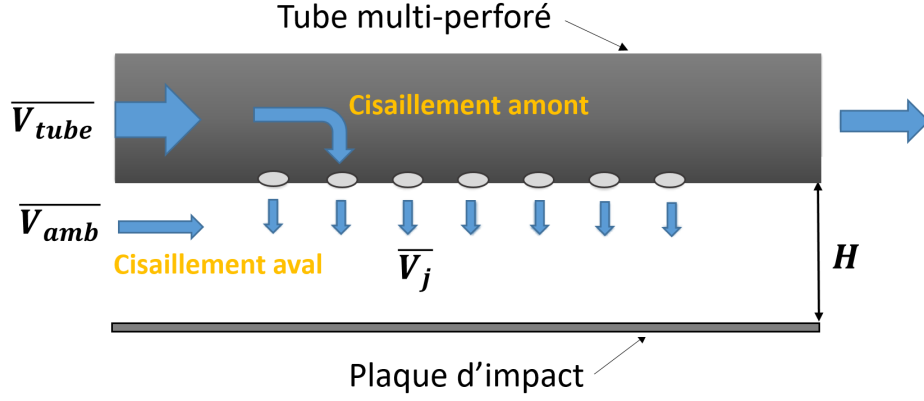


FIGURE 1.24 – Schéma représentant le cisaillement amont et aval.

réfèrent quant à eux au rapport  $MVR$  (mass velocity ratio) de vitesse massique  $\rho\bar{V}$ , et [Gritsch et al. \(1998\)](#) au rapport  $MCR$  (momentum crossflow ratio) de quantité de mouvement  $\rho\bar{V}^2$ .

$$\left\{ \begin{array}{l} VR = \frac{\bar{V}_j}{\bar{V}_{tube}} \\ MVR = \frac{(\rho \cdot \bar{V})_j}{(\rho \cdot \bar{V})_{tube}} \\ MCR = \frac{(\rho \cdot \bar{V}^2)_j}{(\rho \cdot \bar{V}^2)_{tube}} \end{array} \right. \quad (1.11)$$

Lorsque la masse volumique de l'air dans les jets et dans l'écoulement cisailant sont proches, ces rapports réfèrent à la même grandeur physique  $VR$ . Par ailleurs, on note  $VR_i$ ,  $MVR_i$  et  $MCR_i$  le cisaillement amont du jet n<sup>o</sup> $i$ . A noter que les valeurs de  $VR$ ,  $MVR$  et  $MCR$  sont faibles lorsque le cisaillement amont est important (la vitesse dans le tube est élevée devant la vitesse du jet) et augmentent lorsque le cisaillement diminue (la vitesse à l'intérieur du tube diminue par rapport à la vitesse du jet).

### 1.3.1.3 Paramètres thermiques

► **La température du jet et les conditions de chauffe de la plaque**, décrites pour un jet axisymétrique (paragraphe 1.1.1.3), jouent également un rôle dans cette configuration. Une différence majeure est qu'une température importante de la plaque d'impact provoque un rayonnement thermique sur le tube placé en vis-à-vis ([Mao et al., 2018](#)). La température de l'écoulement dans le tube augmente donc progressivement entre l'entrée et l'extrémité, engendrant ainsi une variation de la température du jet le long de la rangée de jets.

Le nombre de Nusselt local à la position  $(x/d, y/d)$  sur la plaque d'impact est noté  $Nu(x/d; y/d)$  (figure 1.25). On note par ailleurs  $\overline{Nu}(y/d)$  le nombre de Nusselt linéique intégré le long de l'axe  $x$  (parallèlement à la rangée des trous). Le nombre de Nusselt surfacique,  $\overline{\overline{Nu}}_{6d}$ , correspond au nombre de Nusselt linéique moyenné sur  $\pm 6d$  dans la direction perpendiculaire à la rangée des jets.

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{Nu}(y/d) = \int_{-\frac{2n+1}{2}p}^{\frac{2n+1}{2}p} Nu(x/d; y/d) dx \\ \overline{\overline{Nu}}_{6d} = \int_{-6d}^{6d} \overline{Nu}(y/d) dy \end{array} \right. \quad (1.12)$$

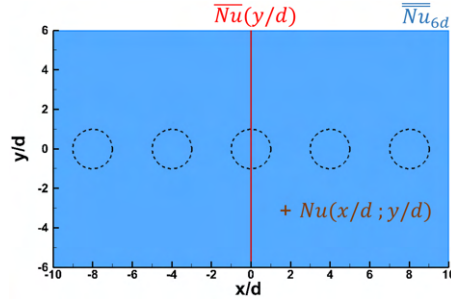


FIGURE 1.25 – Schéma représentant le nombre de Nusselt local, linéique et surfacique.

### 1.3.2 Caractérisation aérodynamique des jets

La structure aérodynamique des jets issus d'un tube multi-perforé dépend de l'écoulement interne du tube. Pour cette raison, nous commencerons par décrire l'évolution des propriétés de l'écoulement à l'intérieur du tube multi-perforé (pertes de charge, cisaillement amont), les conséquences sur les jets en sortie de trous sont ensuite décrites (structure aérodynamique des jets, répartition du débit en sortie de trous, coefficient de débit à travers les trous).

#### 1.3.2.1 Écoulement dans le tube multi-perforé

À l'intérieur du tube multi-perforé, le débit d'air est élevé à l'entrée puis diminue au fur et à mesure qu'une partie est évacuée à travers les perforations, le cisaillement amont devient alors plus faible. On se propose ici d'étudier l'évolution de l'écoulement à l'intérieur du tube multi-perforé, et notamment des pertes de charge (pression) et de l'écoulement cisailant amont ( $MVR$ ).

##### ► Évolution des pertes de charge le long du tube

L'écoulement est soumis à des pertes de charge entre l'entrée du tube et la sortie des perforations. Ces pertes se traduisent par une diminution de la pression. On note  $\beta$  le rapport entre la pression totale à l'entrée du tube  $P_{t,tube}$  et la pression ambiante à l'extérieur du tube  $P_{amb}$ <sup>2</sup> :

$$\beta = \frac{P_{t,tube}}{P_{amb}} \quad (1.13)$$

On note également  $\beta_i$  le rapport entre la pression totale dans le tube au niveau du trou n° $i$  et la pression ambiante. Ce rapport correspond à la perte de charge au niveau du trou n° $i$ . Une estimation des pertes de charge à travers le tube multi-perforé est obtenue en distinguant :

- les pertes linéiques à travers le tube. L'équation de Darcy-Weisbach permet d'exprimer ces pertes de pression :

$$\Delta P = \Lambda \frac{L}{D} \frac{\rho \overline{V}_{tube}^2}{2} \quad (1.14)$$

avec  $\Lambda$  le coefficient de perte de charge de Darcy et  $L$  la longueur du tube. Le diagramme de Moody permet notamment de déterminer le coefficient de perte de charge de Darcy en fonction du régime d'écoulement dans le tube (nombre de Reynolds) et de la rugosité du tube.

- les pertes singulières dues à la déviation de l'écoulement depuis l'intérieur du tube jusqu'à la sortie des trous. Ces pertes de pression sont plus complexes à déterminer. [Idel'chik \(1960\)](#) permet d'estimer ces pertes de charge singulières en se basant sur des corrélations dépendant du débit dans le tube, du débit à travers un trou, des diamètres d'un trou  $d$  et du tube  $D$ . L'étude expérimentale réalisée par [Da Soghe et al. \(2011\)](#) a montré une très bonne capacité des corrélations ([Miller, 1990](#)) à estimer l'évolution de la pression mesurée dans le tube.

2. Le débit total en sortie de trous est contrôlé en fixant le nombre de Reynolds des jets  $Re_j$ . Certaines études portant sur les tubes LPTACC ([Andreini et Da Soghe, 2012](#); [Marzec et Kucaba-Pietal, 2014](#)) se réfèrent au rapport  $\beta$  plutôt qu'à  $Re_j$ . Ceci vient du fait que ce rapport pilote le débit d'air frais dans l'environnement moteur. Toutefois, il ne permet pas de rendre compte de la nature de l'écoulement et dépend de la géométrie du tube multi-perforé.

Da Soghe *et al.* (2011) ont étudié l'évolution de la pression totale et statique le long d'un tube multi-perforé sans plaque d'impact (figure 1.26). Cette étude a été réalisée sur une large plage de débit (caractérisée par  $1.01 < \beta < 1.4$ ) et en faisant varier le nombre de trous ( $17 < N < 133$ ) par l'intermédiaire du pas inter-trous ( $1.5 < p/d < 12$ ). Pour un tube comprenant 133 trous ( $p/d = 1,5$ ), les auteurs montrent que la pression totale au cœur du tube est maximale au niveau du premier trou puis diminue jusqu'au dernier trou. L'évolution de la pression statique est en revanche inverse (Da Soghe *et al.*, 2011; Mao *et al.*, 2018). Ces variations de pression ont des conséquences sur la répartition de débit en sortie de trous le long de la rangée des jets. Cet aspect sera discuté en détail dans le paragraphe 1.3.2.2.

Da Soghe *et al.* (2011) et Mao *et al.* (2018) observent qu'une augmentation de  $\beta$  (ou bien du nombre de Reynolds  $Re_j$ ) entraîne une augmentation des variations de pression entre l'entrée et l'extrémité du tube (figure 1.26a).

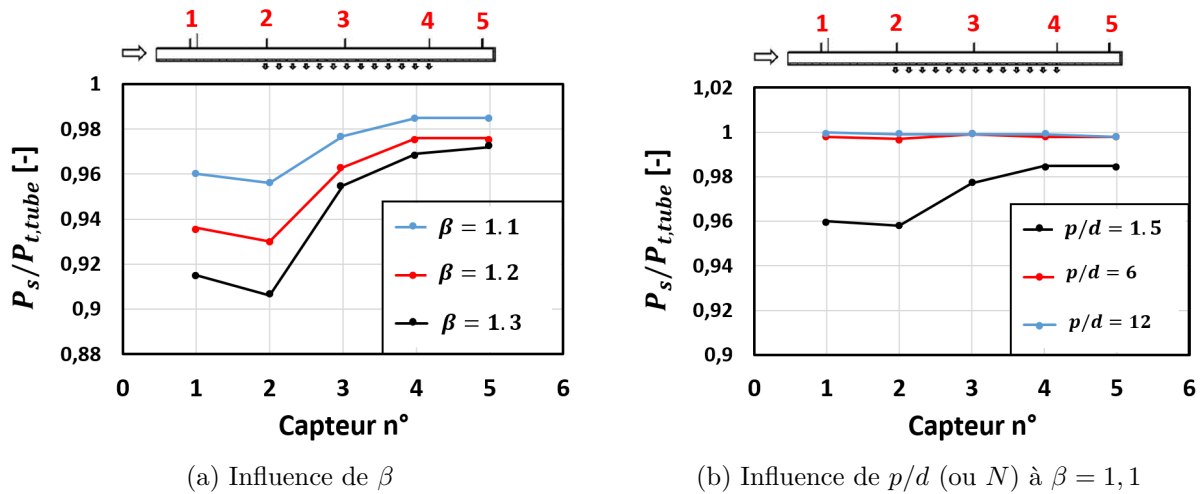


FIGURE 1.26 – Évolution de la pression statique dans le tube :  $d = 1\text{mm}$  -  $D/d = 12$  -  $e/d = 2$  (Da Soghe *et al.*, 2011)

Lorsque le nombre de trous diminue, la variation de pression entre les deux extrémités du tube diminue (figure 1.26b). En particulier, la variation de pression à l'intérieur du tube devient faible quand  $N < 34$ , c'est-à-dire  $p/d > 6$ . Ce nombre dépend de la géométrie du tube. Toutefois, le paragraphe 1.3.2.2 montre que les propriétés de l'écoulement dans un tube multi-perforé fermé à son extrémité peuvent être considérées comme uniformes lorsque le critère suivant est respecté :

$$A_r = \frac{1}{N} \left( \frac{D}{d} \right)^2 \approx 5 \quad (1.15)$$

Ceci est cohérent avec les résultats observés figure 1.26b : la pression statique évolue peu à l'intérieur du tube pour les pas inter-trous  $p/d = 6$  et  $p/d = 12$  correspondant respectivement à  $A_r = 4.2$  et  $A_r = 8.5$ . L'évolution de pression est en revanche plus marquée pour le pas inter-trous  $p/d = 1,5$  correspondant à  $A_r = 1.1$ .

### ► Évolution du cisaillement le long du tube

Le cisaillement est caractérisé par les paramètres  $VR$ ,  $MVR$  ou bien  $MCR$ . A l'entrée du tube multi-perforé, le cisaillement est élevé à cause du débit important : la grandeur  $MVR$  est faible au niveau du premier trou. Progressivement, le débit d'air est évacué à travers les perforations diminuant ainsi la vitesse au cœur du tube : le cisaillement diminue ( $MVR$  augmente). Cette tendance est observée par Andreini et Da Soghe (2012). La figure 1.27 présente l'évolution de  $MVR$  le long du tube multi-perforé. On observe qu'une augmentation plus marquée de  $MVR$  est visible pour les jets situés à l'extrémité du tube. Les auteurs expliquent ceci par l'effet à la fois de l'augmentation de la

vitesse dans les jets  $\overline{V}_j$  à l'extrémité du tube (débit  $Q_{j,i}$  plus important à cause de l'augmentation de la pression statique) et de la diminution de la vitesse  $\overline{V}_{tube}$  dans le tube (débit plus faible).

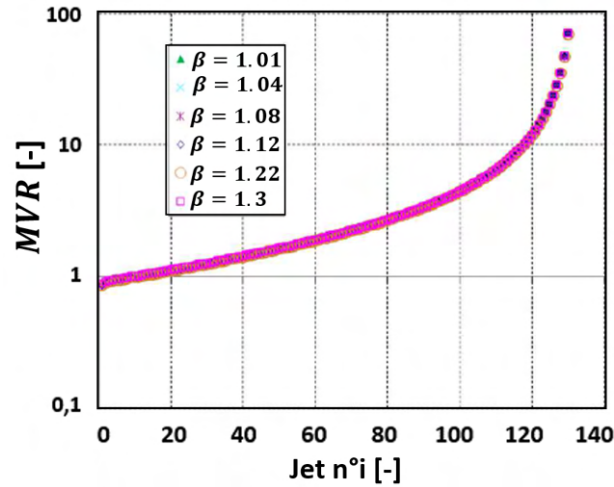


FIGURE 1.27 – Profil de  $MVR$  le long du tube multi-perforé pour  $1.01 < \beta < 1.3$  :  $d = 1\text{mm}$ ,  $D/d = 12$ ,  $N = 133$  et  $p/d = 1.5$  (Andreini et Da Soghe, 2012)

Par ailleurs, les auteurs montrent que l'évolution de  $MVR$  à travers la rangée de trous est identique quelque soit le débit à l'entrée du tube ( $1.01 < \beta < 1.3$ , figure 1.27). L'évolution du cisaillement amont à travers la rangée de trous du tube multi-perforé est donc indépendante du nombre de Reynolds à l'injection  $Re_j$ .

Les études menées sur un tube multi-perforé fermé à son extrémité ont montré que l'évolution du cisaillement amont ne dépend pas du nombre de Reynolds imposé en sortie de trous, mais uniquement de la géométrie du tube. En particulier, lorsque le critère géométrique suivant est respecté :

$$A_r = \frac{1}{N} \left( \frac{D}{d} \right)^2 \gtrsim 5$$

l'évolution de la pression à l'intérieur du tube multi-perforé devient faible.

### 1.3.2.2 Écoulement des jets en sortie de trous

L'évolution des propriétés de l'écoulement à l'intérieur du tube entraîne des disparités sur les conditions d'alimentation des jets. Cette partie vise à décrire l'écoulement des jets en sortie de trous : structure aérodynamique des jets, répartition de débit en sortie de trous, coefficients de débit à travers les trous.

#### ► Structure des jets

Afin de caractériser l'influence du cisaillement amont sur la structure aérodynamique d'un jet, Fénot et Dorignac (2016) ont réalisé des mesures de champs de vitesse par technique PIV d'un jet unique issu d'un tube rectangulaire perforé. Les auteurs observent que le jet est très différent d'un jet axisymétrique issu d'un tube long. En particulier, le jet est fortement dissymétrique et a tendance à émerger avec une section de passage réduite en forme de croissant (figure 1.28a). À la sortie du trou, le jet est caractérisé par des vitesses moyennes élevées et de fortes fluctuations de vitesse dans la section de passage. Fénot et Dorignac notent l'absence de cœur potentiel (zone à fortes vitesses moyennes et faibles taux de turbulence). Par ailleurs, les auteurs observent que la forme en croissant s'estompe rapidement lorsque le jet s'éloigne de l'injecteur.

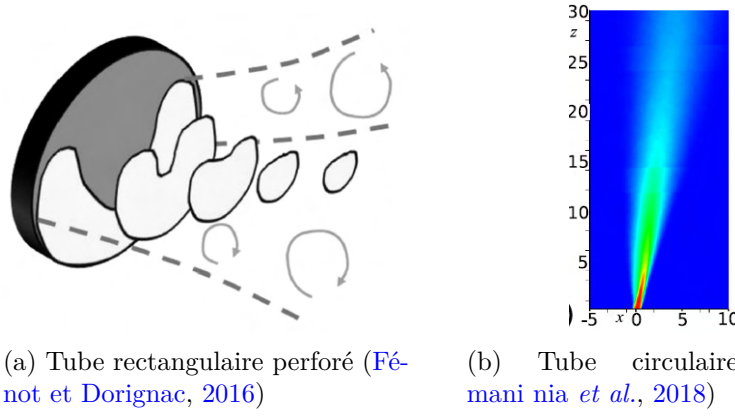


FIGURE 1.28 – Structure d'un jet unique issu d'un tube perforé avec cisaillement amont

Soleimani nia *et al.* (2018, 2020) ont également étudié récemment la structure d'un jet unique issu d'un tube perforé. L'étude se base sur des mesures par technique PIV et une simulation par approche LES. Un jet dissymétrique avec une section de passage réduite est également identifié.

### ► Évolution du nombre de Reynolds des jets le long du tube

#### Sans plaque d'impact

La pression statique augmente à l'intérieur du tube multi-perforé entre le début et le bout du tube (paragraphe 1.3.2.1 : Da Soghe *et al.*, 2011). En conséquence, le rapport de pression entre l'intérieur du tube et la pression ambiante à l'extérieur des trous est plus élevé pour les trous situés en bout de tube comparé aux trous situés au début du tube. Le débit à travers les trous augmente donc progressivement entre le premier et le dernier jet du tube multi-perforé (figure 1.29a) : le nombre de Reynolds  $Re_j$  du premier jet est minimal puis augmente pour les jets situés en aval. Cette augmentation du nombre de Reynolds en sortie de trous dépend de la géométrie du tube multi-perforé. Aussi, Da Soghe *et al.* (2013) ont cherché à déterminer un critère pour lequel la distribution du nombre de Reynolds  $Re_j$  à travers les trous est uniforme. Cette uniformité se traduit par l'égalité des débits sortants par chaque trou  $Q_j$  :

$$\begin{cases} Q_{j,tot} = N \cdot Q_j \\ A \cdot (\rho \bar{V})_{tube} = Na \cdot (\rho \bar{V})_j \end{cases} \quad (1.16)$$

où  $A$  représente la surface intérieure du tube multi-perforé et  $a$  la surface d'un trou. Da Soghe *et al.* (2013) s'appuient notamment sur la grandeur  $MVR$  caractérisant le cisaillement amont en la reliant au rapport de surface  $A_r$  défini ci-dessous :

$$\begin{cases} A_r = \frac{1}{N} \frac{A}{a} \\ MVR = \frac{(\rho \cdot \bar{V})_j}{(\rho \cdot \bar{V})_{tube}} = \frac{1}{N} \frac{A}{a} = A_r \end{cases} \quad (1.17)$$

Le rapport  $A_r$  est donc une grandeur géométrique correspondant au cisaillement amont  $MVR$  du premier jet en supposant une répartition uniforme du débit entre les trous. Les auteurs observent que la répartition est uniforme lorsque le critère suivant est respecté :

$$A_r = \frac{1}{N} \cdot \left(\frac{D}{d}\right)^2 > 5 \quad (1.18)$$

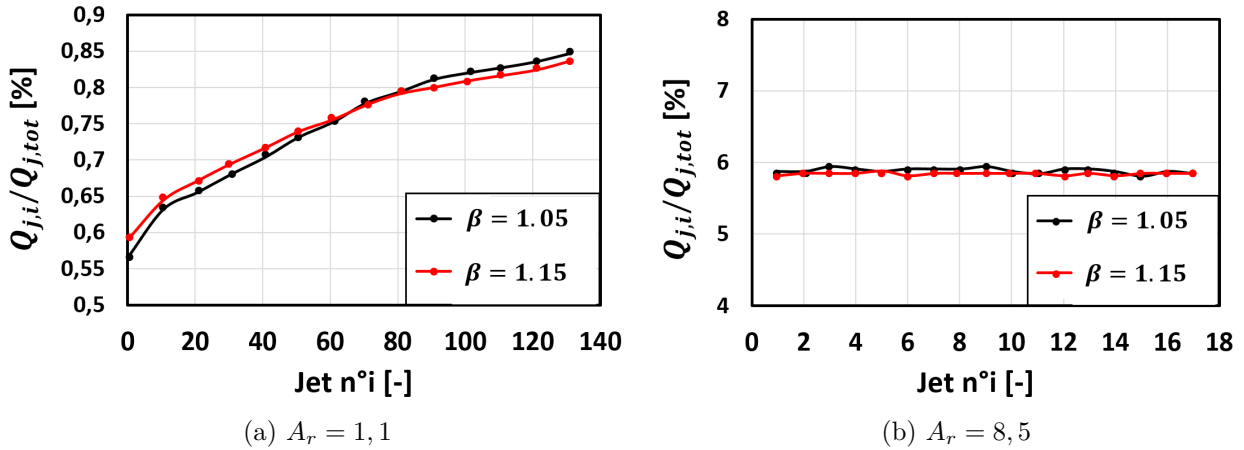


FIGURE 1.29 – Influence de la grandeur  $A_r$  sur la distribution du débit :  $d = 1\text{mm}$  -  $D/d = 12$  (Da Soghe *et al.*, 2013)

Lorsque  $A_r$  est élevé (figure 1.29b), le cisaillement amont est faible dès le premier jet. Pour expliquer l'uniformité entre les trous dans cette configuration, les auteurs avancent que l'écoulement est faiblement dévié à l'entrée des trous et que le tube se comporte comme une chambre de tranquillisation (figure 1.18b). Lorsque  $A_r$  est faible, le cisaillement amont est élevé pour les premiers jets puis diminue fortement (Andreini et Da Soghe, 2012 : figure 1.27). Les auteurs expliquent la disparité de débit entre les trous par des variations trop importantes du cisaillement amont le long de la rangée. Par ailleurs, Da Soghe *et al.* observent que la répartition du débit entre les trous ne dépend pas de  $\beta$  (figures 1.29). Autrement dit, la répartition du nombre de Reynolds  $Re_{j,i}$  entre les trous ne dépend pas du débit à l'entrée du tube multi-perforé mais uniquement de la géométrie du tube.

### Avec plaque d'impact

Les études précédentes réalisées par Andreini et Da Soghe (2012) et Da Soghe *et al.* (2013) ont visé à caractériser la distribution du débit le long du tube multi-perforé sans plaque d'impact. Mao *et al.* (2018) ont étudié numériquement l'influence d'une plaque chauffée sur l'écoulement des jets en faisant varier la température de la plaque entre  $400\text{K} < T_{p,av} < 800\text{K}$  (figure 1.30) :

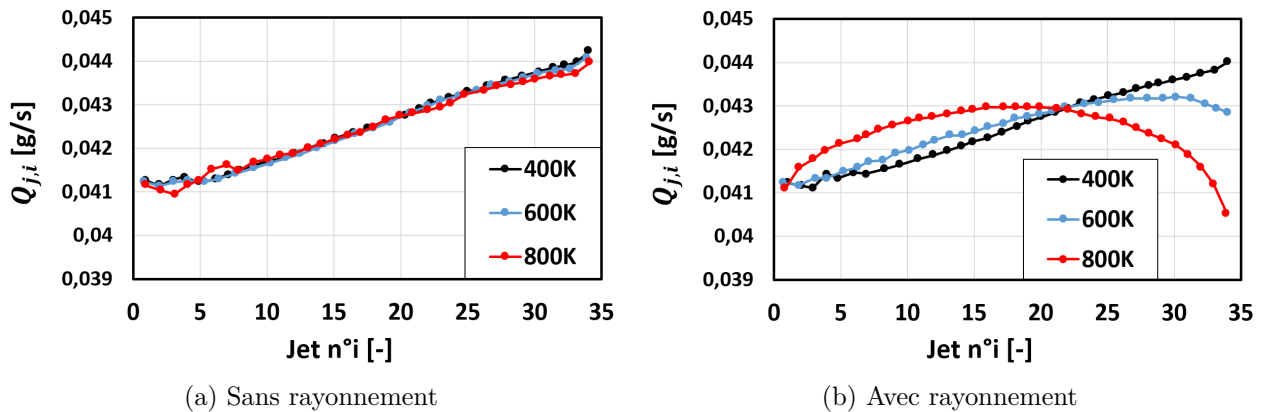


FIGURE 1.30 – Influence du rayonnement sur la répartition du débit sortant des trous d'un tube multi-perforé :  $Re_j = 10000$  -  $d = 1\text{mm}$  -  $D/d = 12$  -  $e/d = 1$  -  $N = 34$  -  $H/d = 4$  (Mao *et al.*, 2018)

Le tube multi-perforé utilisé par Mao *et al.* est caractérisé par un rapport de surface  $A_r = 2,9$  : les auteurs observent que le débit sortant d'un trou augmente progressivement pour les températures de plaque les plus faibles  $T_{p,av} = 400\text{K}$ . Ce résultat est cohérent avec le paragraphe précédent et le critère  $A_r < 5$  (Da Soghe *et al.*, 2013). En considérant le tube multi-perforé adiabatique (figure 1.30a), les auteurs montrent que la répartition de débit sortant des trous est similaire quelque soit

la température de la plaque. En revanche, en prenant en compte le rayonnement (figure 1.30b) et lorsque la température de la plaque est suffisamment élevée  $T_{p,av} > 600K$ , [Mao et al.](#) ont mis en évidence que le débit en sortie de trous à l'extrémité du tube diminue. En effet, le rayonnement de la plaque chaude sur le tube multi-perforé entraîne un échauffement progressif de l'écoulement dans le tube. Les auteurs notent que deux effets jouent parallèlement un rôle : l'augmentation de température entraîne une diminution de la densité de l'air et donc du débit massique sortant des trous tandis que l'augmentation de la pression statique au cœur du tube tend à augmenter le débit dans les trous. Aussi, quand l'échauffement de l'air est suffisamment important en bout de tube, le premier effet prédomine et le débit dans les trous cesse d'augmenter.

[Mao et al.](#) ont étudié l'influence du rayonnement de la plaque d'impact pour différents nombres de Reynolds d'injection  $5000 < Re_j < 20000$  et différentes distances d'impact  $2 < H/d < 8$ . Les auteurs ont mis en évidence que l'augmentation de la température de l'écoulement dans le tube due au rayonnement est plus importante pour des faibles nombre de Reynolds d'injection et des faibles distances d'impact.

### ► Évolution du coefficient de débit le long du tube

Les variations des propriétés de l'écoulement dans le tube multi-perforé entraînent des disparités sur les conditions d'alimentation des jets. Ces disparités sont identifiées aérodynamiquement par le coefficient de débit  $C_d$ . Le coefficient de débit  $C_d$  du trou caractérise les pertes qui limitent le débit réel traversant le trou,  $Q_j$ , par rapport à son équivalent isentropique,  $Q_{j,is}$ . Il représente notamment les pertes de charge sous forme adimensionnée. Il est défini par le rapport :

$$C_d = \frac{Q_j}{Q_{j,is}} = \frac{Q_j}{P_t \left(\frac{P_s}{P_t}\right)^{\frac{\gamma+1}{2\gamma}} \sqrt{\frac{2\gamma}{(\gamma-1)rT_t} \left( \left(\frac{P_t}{P_s}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) \frac{\pi}{4} d^2}} \quad (1.19)$$

où  $T_t$  représente la température totale,  $P_t$  la pression totale en amont du trou,  $P_s$  la pression statique en aval du trou,  $r = 287 Jkg^{-1}K^{-1}$  la constante spécifique de l'air et  $\gamma$  le coefficient de Laplace. Les travaux de [Andreini et Da Soghe \(2012\)](#) et [Da Soghe et Andreini \(2013\)](#) ont visé à déterminer une corrélation du coefficient de débit  $C_{d,i}$  au niveau du trou n° $i$  de la rangée de jets. Les auteurs ont mis en évidence que  $C_{d,i}$  dépend des paramètres aérodynamiques  $MVR_i$  et  $\beta_i$  ainsi que du paramètre géométrique  $e/d$  :

$$\begin{cases} C_{d,i} = C_{d,int} \cdot C_{d,ext} \\ C_{d,ext} = 1 - a_1 \cdot a_2^{(-a_3 MVR_i^{a_4})} \\ C_{d,int} = b_1 \cdot \left( b_2 + b_3 \left(\frac{e}{d}\right) - b_4 \left(\frac{e}{d}\right)^2 \right) \cdot \beta_i^{(b_5 - b_6(\frac{e}{d}) + b_7(\frac{e}{d})^2)} \end{cases} \quad (1.20)$$

---



---

$C_{d,ext}$	$a_1 = 1262$	$a_2 = 3,1$	$a_3 = 8$	$a_4 = 0,1124$	-	-	-
$C_{d,int}$	$b_1 = 0,745$	$b_2 = 0,826$	$b_3 = 0,129$	$b_4 = 0,0204$	$b_5 = 0.379$	$b_6 = 0.117$	$b_7 = 0.0124$

---



---

TABLE 1.2 – Corrélation du coefficient de débit  $C_{d,i}$  ([Da Soghe et Andreini, 2013](#))

Le coefficient de débit  $C_{d,i}$  est composé de deux termes  $C_{d,ext}$  et  $C_{d,int}$  :

- $C_{d,ext}$  caractérise les pertes dues au cisaillement amont. En absence de cisaillement amont, ce terme est égal à  $C_{d,ext} = 1$  ( $MVR$  est très grand).

- $C_{d,int}$  caractérise les pertes à travers le trou (restriction due à un orifice). Il dépend de l'épaisseur du tube et du rapport de pression entre l'amont et l'aval du trou.

Andreini et Da Soghe (2012) et Da Soghe *et al.* (2013) notent que le cisaillement amont a une faible influence sur le coefficient de débit quand  $MVR > 5$  (figure 1.31). Pour expliquer cette tendance, les auteurs avancent que le tube se comporte comme une chambre de tranquillisation à partir de  $MVR > 5$  (faible cisaillement amont), le terme  $C_{d,ext}$  tend alors vers 1. Enfin, les auteurs ont mis en évidence que la corrélation du coefficient de débit reste valable pour un tube multi-perforé rectangulaire (figure 1.31).

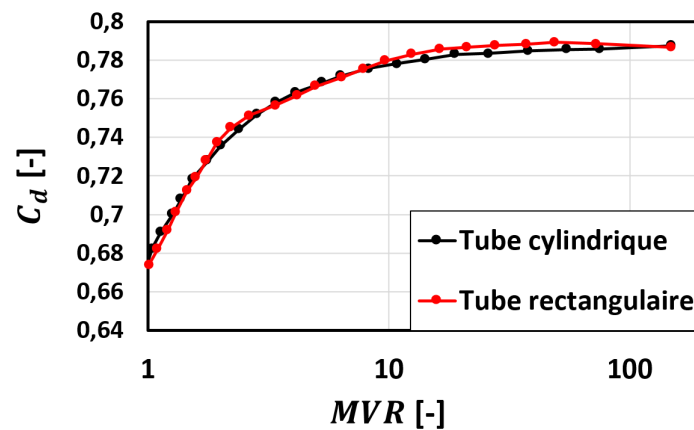


FIGURE 1.31 – Influence du cisaillement amont  $MVR$  sur le coefficient de débit :  $d = 1mm$  -  $D/d = 12$  -  $e/d = 2$  -  $N = 134$  (Da Soghe et Andreini, 2013)

En présence d'un écoulement cisaillant amont, l'étude bibliographique a mis en évidence que le jet émerge avec une surface de passage réduite à un croissant et limitée à la partie aval du trou d'injection. Cette caractérisation a toutefois été étudiée uniquement pour un jet unique, pour des nombres de Reynolds élevés ( $Re_j > 5000$ ) et un fort écoulement cisaillant amont ( $VR < 2$ ).

Par ailleurs, l'écoulement cisaillant amont, quantifié par le rapport  $MVR$ , joue au premier ordre sur le coefficient de débit en sortie de perforations. En particulier, l'influence de l'écoulement cisaillant amont sur le coefficient de débit devient faible lorsque  $MVR > 5$ , le tube multi-perforé semble alors se comporter comme une chambre de tranquillisation. Ceci se traduit par une répartition uniforme du débit d'air à travers la rangée de trous lorsque le critère géométrique  $A_r > 5$  est respecté.

### 1.3.3 Caractérisation des transferts thermiques

Ce paragraphe vise à présenter une étude d'influence des principaux paramètres géométriques et aérodynamiques sur les transferts thermiques associés aux jets issus d'un tube multi-perforé.

#### 1.3.3.1 Influence des paramètres géométriques

► **Épaisseur du tube :** pour un jet unique issu d'un tube rectangulaire perforé ( $Re_j = 23000$ ), Thibault (2009) a étudié l'influence de l'épaisseur dans la plage  $0,8 < e/d < 1,2$ . Il a montré que l'épaisseur du tube a une faible influence sur le nombre de Nusselt. Numériquement, pour une configuration de jets issus d'un tube multi-perforé, Ahmed *et al.* (2011) ont étudié l'influence de l'épaisseur du tube sur le nombre de Nusselt ( $Re_j = 7500$ ). Ils observent quant à eux une influence plus marquée dans la plage  $0,25 < e/d < 1$ . Cette influence semble diminuer entre  $1 < e/d < 2$  et lorsque le nombre de Mach à l'injection augmente.



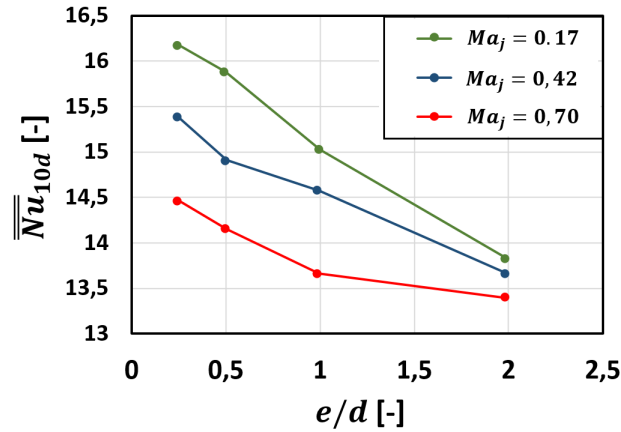


FIGURE 1.32 – Influence de l'épaisseur du tube sur  $\overline{Nu}_{6d}$  :  $Re_j = 7500$  (Ahmed *et al.*, 2011)

Le tableau 1.3 récapitule les travaux scientifiques portant sur l'étude d'influence des principaux paramètres géométriques.

Paramètre d'influence	Publication	$Re_j$	$H/d$
Distance d'impact	Cocchi <i>et al.</i>	$Re_j = 8000$	$3 < H/d < 11$
	Pachpute et Premachandran	$5000 < Re_j < 20000$	$2 < H/d < 12$
	Thibault	$5000 < Re_j < 23000$	$2 < H/d < 10$
Pas inter-trous	Cocchi <i>et al.</i>	$Re_j = 8000$	$3 < H/d < 11$
	Pachpute et Premachandran	$5000 < Re_j < 20000$	$2 < H/d < 12$
Epaisseur du trou	Thibault	$5000 < Re_j < 23000$	$2 < H/d < 10$
	Ahmed <i>et al.</i>	$Re_j = 7500$	$H/d = 9$
Angle d'incidence	Cocchi <i>et al.</i>	$Re_j = 8000$	$3 < H/d < 11$

TABLE 1.3 – Influence des paramètres géométriques : synthèse des publications portant sur les jets issus d'un tube perforé avec écoulement cisailant amont.

### 1.3.3.2 Influence des paramètres aérodynamiques

► **Disparité du nombre de Nusselt** Les variations des propriétés de l'écoulement dans le tube multi-perforé entraînent des disparités sur les conditions d'alimentation des jets. Ces disparités sont caractérisées thermiquement par le nombre de Nusselt. Comme il a été souligné dans le paragraphe 1.3.2.2, la distribution du nombre de Reynolds d'injection  $Re_j$  n'est pas uniforme lorsque  $Ar < 5$  et ceci induit une augmentation du coefficient d'échange dans la zone située à l'extrémité du tube multi-perforé. Cette tendance a été mise en évidence par Da Soghe *et al.* (2013) figure 1.33.

Par ailleurs, lorsque la plaque est chauffée de manière importante, le rayonnement entraîne une augmentation de la température des jets à l'extrémité du tube. Cette augmentation de la température est susceptible de diminuer l'efficacité des transferts thermiques et donc de diminuer le nombre de Nusselt. A notre connaissance, aucune étude n'a été réalisée à ces températures de plaque afin de vérifier la tendance.

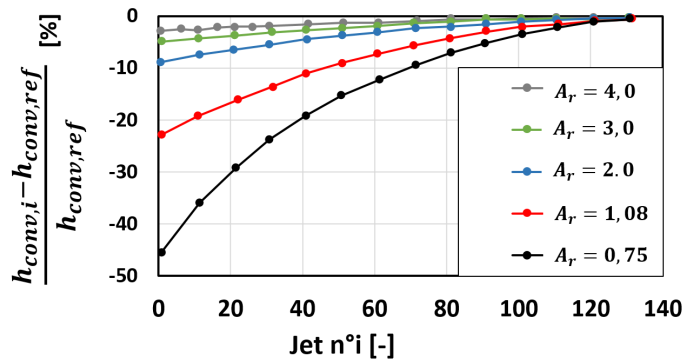


FIGURE 1.33 – Influence du rapport  $A_r$  sur le coefficient d'échange thermique (où  $h_{conv,ref}$  représente le coefficient d'échange du dernier jet) :  $\beta = 1,05$  -  $d = 1mm$  -  $D/d = 12$  -  $e/d = 2$  (Da Soghe *et al.*, 2013)

► **Nombre de Reynolds :** pour une configuration de jets issus d'un tube multi-perforé, Da Soghe *et al.* (2021) ont étudié l'influence du nombre de Reynolds sur le nombre de Nusselt dans la plage  $3800 < Re_j < 8200$ . Les auteurs ont mis évidence une dépendance en loi puissance  $Re_j^n$  ( $0,6 < n < 0,75$ ) similaire à un jet axisymétrique issu d'un tube long (paragraphe 1.1.3.2). Par ailleurs, Da Soghe *et al.* observent, tout comme pour un jet axisymétrique, que  $n$  dépend de la distance d'impact et de la position sur la plaque.

► **Cisaillement amont :** L'effet du cisaillement amont sur les transferts thermiques a été étudié par Thibault (2009) et par Fénot et Dorignac (2016) pour un jet unique issu d'un tube rectangulaire perforé ( $Re_j = 23000$ ). Les auteurs ont montré que les transferts thermiques associés à un jet avec cisaillement amont sont plus faibles par rapport à un jet issu d'un tube long (sans écoulement cisailant).

► **Nombre de Mach :** pour une configuration de jets issus d'un tube multi-perforé, Ben Ahmed *et al.* (2011) ont étudié numériquement l'influence du nombre de Mach à l'injection ( $Re_j = 7500$ ) dans la plage  $0,1 < Ma_j < 0,7$  (figure 1.34). Les auteurs ont mis en évidence que le nombre de Mach a une faible influence sur les transferts thermiques lorsque l'écoulement est incompressible  $Ma_j < 0,3$ . En revanche, lorsque les effets de compressibilité deviennent plus importants ( $Ma_j > 0,3$ ), Ben Ahmed *et al.* observent que les transferts thermiques diminuent en augmentant le nombre de Mach à l'injection. Ceci est en accord avec les résultats de Brevet *et al.* (2001) et Fénot *et al.* (2019) présentés dans le paragraphe 1.1.3.2 pour un jet axisymétrique issu d'un tube long.

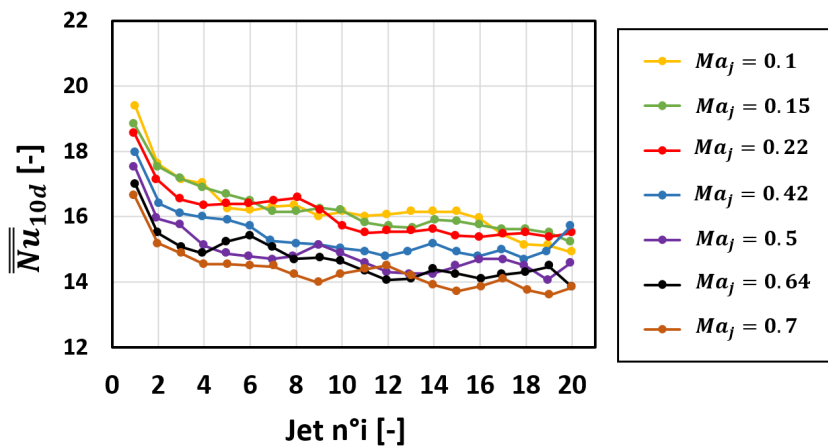


FIGURE 1.34 – Influence du nombre de Mach sur le nombre de Nusselt  $\overline{Nu}_{10d}$  :  $Re = 7500$  (Ben Ahmed *et al.*, 2011)

Le tableau 1.4 récapitule les travaux scientifiques portant sur l'étude d'influence des principaux paramètres aérodynamiques.

Paramètre d'influence	Publication	$Re_j$	$H/d$
Nombre de Reynolds	Da Soghe <i>et al.</i>	$3800 < Re_j < 8200$	$H/d = 5$
	Cocchi <i>et al.</i>	$Re_j = 8000$	$3 < H/d < 11$
	Pachpute et Premachandran	$5000 < Re_j < 20000$	$2 < H/d < 12$
Cisaillement amont	Da Soghe <i>et al.</i>	$3800 < Re_j < 8200$	$H/d = 5$
	Fénot et Dorignac	$5000 < Re_j < 23000$	$2 < H/d < 10$
	Pachpute et Premachandran	$5000 < Re_j < 20000$	$2 < H/d < 12$
Disparité	Andreini et Da Soghe	$2000 < Re_j < 12000$	Jet libre
	Mao <i>et al.</i>	$5000 < Re_j < 20000$	$2 < H/d < 8$
	Da Soghe <i>et al.</i>	$1,05 < \beta < 1,15$	$H/d = 7$
Nombre de Mach	Ben Ahmed <i>et al.</i>	$Re_j = 7500$	$H/d = 9$

TABLE 1.4 – Influence des paramètres aérodynamiques : synthèse des publications portant sur les jets issus d'un tube perforé avec écoulement cisailant amont.

### Bilan de la revue bibliographique

Ce chapitre a permis de montrer l'état de l'art de la littérature portant sur les jets issus d'un tube multi-perforé. Afin de mieux appréhender cette configuration complexe, une revue portant sur un jet isolé et une rangée de jets sans écoulement cisaillant en amont a été présentée :

- Le jet axisymétrique constitue un cas de référence largement étudié. En particulier, la revue a mis en évidence le lien étroit entre distribution du nombre de Nusselt d'une part et structures aérodynamiques stationnaires et structures tourbillonnaires instationnaires d'autre part. Aussi, une meilleure compréhension de l'influence des différents paramètres géométriques, aérodynamiques et thermiques sur les transferts thermiques passe par une étude des champs de vitesse des jets. La revue bibliographique présentée n'a toutefois pas mis en évidence d'étude couplée aérodynamique/thermique pour des jets transitionnels et faiblement turbulents ( $1000 < Re_j < 5000$ ). L'analyse de l'influence des principaux paramètres de similitude pour de tels jets repose ainsi sur des travaux provenant de publications diverses et présentant des conditions expérimentales distinctes.
- L'étude d'une rangée de jets sans écoulement cisaillant amont a montré que les interactions entre jets sont présentes majoritairement pour de faibles pas inter-trous et de faibles distances d'impact. Lorsque les jets sont suffisamment espacés ( $p/d > 4$ ), chaque jet se comporte comme un jet isolé, les observations constatées pour un jet axisymétrique sont alors valables.
- L'étude bibliographique portant sur les jets issus d'un tube multi-perforé a mis en évidence d'une part, l'influence de l'écoulement cisaillant amont sur la structure des jets en sortie de perforations, et d'autre part, les disparités sur les caractéristiques des jets pouvant exister le long de la rangée des jets. Ces études portent principalement sur une caractérisation aéraulique de l'écoulement à travers le tube multi-perforé (pertes de charge, répartition du débit d'air en sortie de trous, coefficient de débit). Les études proposant une étude d'influence des principaux paramètres de similitude sur les transferts thermiques associés aux jets sont rares et limitées à des nombres de Reynolds élevés ( $Re_j > 5000$ ). Enfin, à notre connaissance, il n'existe pas de mesure de champs de vitesses réalisée sur une rangée de jets issus d'un tube multi-perforé.



## 2 | Description du dispositif expérimental

---

<b>2.1 Paramètres d'étude</b>	<b>48</b>
2.1.1 Étude à échelle 5	48
2.1.2 Paramètres de similitude	49
2.1.3 Plan d'expériences	50
<b>2.2 Montage expérimental et instrumentation</b>	<b>53</b>
2.2.1 Alimentation en air	53
2.2.2 Veine d'essais	54
2.2.3 En sortie de tube multi-perforé	55
2.2.4 En sortie de trous d'injection	56
<b>2.3 Techniques de mesures expérimentales</b>	<b>57</b>
2.3.1 Mesures thermiques par thermographie infrarouge	57
2.3.2 Mesures aérodynamiques par technique PIV	63
2.3.3 Estimation des incertitudes de mesure	68

---

L'objectif de ce chapitre est de présenter le banc d'essais ainsi que le dispositif expérimental mis en place afin de caractériser aérodynamiquement et thermiquement une rangée de jets issus d'un tube multi-perforé. Cette étude couplée permet une caractérisation à échelle 5 du refroidissement du carter de turbine basse pression d'un turboréacteur. La première partie vise à présenter les paramètres de similitude retenus. Le montage expérimental est ensuite présenté. Enfin, les techniques de mesure expérimentale sont détaillées.

## 2.1 Paramètres d'étude

### 2.1.1 Étude à échelle 5

La caractérisation aérodynamique des jets issus d'un tube multi-perforé est réalisée par technique PIV. Cette méthode de mesure,<sup>1</sup> permettant d'obtenir un champ de vitesse  $2D$ , repose sur un faisceau de lumière planaire issu d'un laser. La nappe laser éclaire les particules entraînées dans l'écoulement puis deux images successives sont capturées par une caméra haute fréquence (figure 2.1). Le champ de vitesse  $2D$  est alors obtenu par analyse des déplacements des particules entre ces deux images.

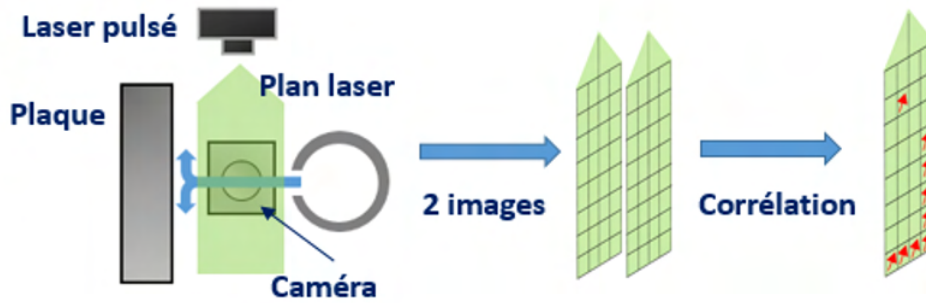


FIGURE 2.1 – Schéma du principe de fonctionnement de la PIV

Les vecteurs de ce champ de vitesse appartiennent au plan laser mais les valeurs restent moyennées dans l'épaisseur de la nappe laser. Par conséquent, le gradient de vitesse dans la direction normale au plan doit être négligeable faute de quoi les mesures ne peuvent pas être considérées comme ponctuelles mais correspondent à une moyenne réalisée dans l'épaisseur du faisceau. Pour notre dispositif, l'épaisseur du plan laser  $\varepsilon_{laser}$  a été mesurée au moyen d'un analyseur de faisceau laser (Beamage-3.0, Gentec-eo) pour différentes distances  $L_{laser}$  entre la source laser et le capteur (figure 2.2a). L'épaisseur minimale du plan laser est comprise entre  $0,4mm < \varepsilon_{laser} < 0,5mm$  pour une distance optimale  $L_{laser}$  (figure 2.2b).

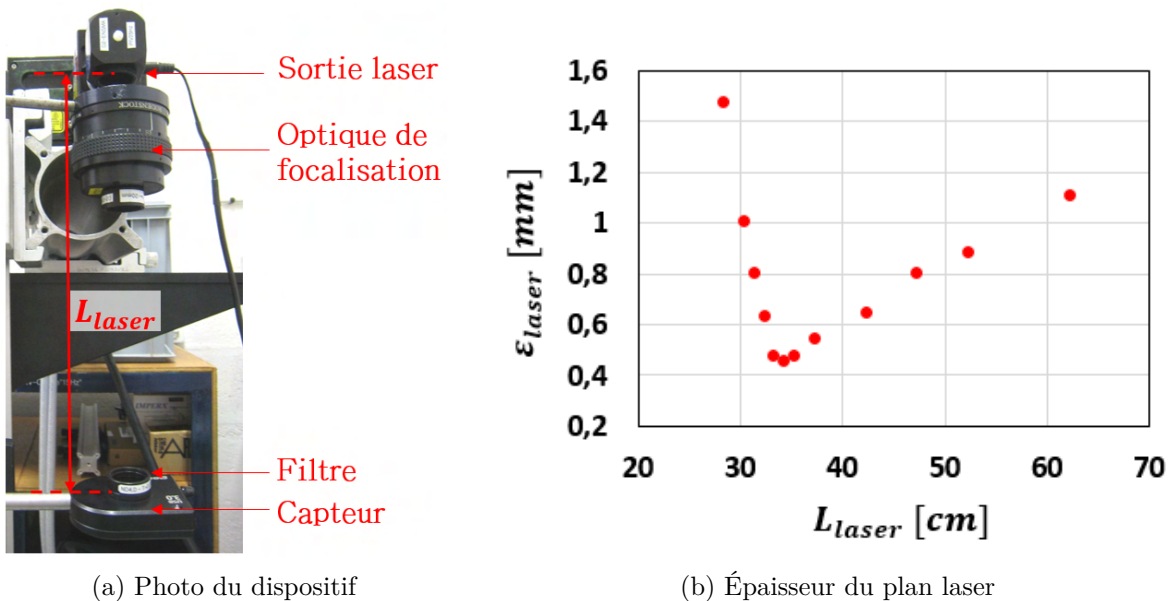


FIGURE 2.2 – Mesure de l'épaisseur du plan laser

Le diamètre des trous d'injection d'un tube LPTACC est égal à  $d = 0,8mm$ . L'épaisseur du plan laser est ainsi trop importante devant le diamètre de référence  $d$  pour permettre des mesures

1. La technique PIV est présentée en détail dans le paragraphe 2.3.2

satisfaisantes considérées comme non moyennées. Aussi, le diamètre des trous d'injection dans notre étude est fixé à  $d = 4\text{mm}$ . Ceci permet d'assurer un rapport entre le diamètre des trous et l'épaisseur du plan laser suffisamment grand pour éviter de moyennner les composantes de vitesses du jet sur la largeur du plan :  $8 < d/\varepsilon_{\text{laser}} < 10$ .

### 2.1.2 Paramètres de similitude

Le banc d'essais mis en œuvre permet une modélisation à plus grande échelle du refroidissement par impact de jets d'air du carter de turbine basse pression d'un turboréacteur. Cela suppose qu'il existe une similitude suffisante des phénomènes physiques entre la configuration moteur et la maquette afin d'extrapoler au cas de référence les résultats obtenus sur le banc d'essais. Aussi, cette analyse de similitude s'est appuyée sur les travaux scientifiques déjà existants pour des configurations très semblables d'une rangée de jets en impact (chapitre 1, paragraphe 1.3), mais aussi pour des configurations plus académiques correspondant à un jet d'air isolé (chapitre 1, paragraphe 1.1). Le chapitre 1 a montré que les grandeurs géométriques (distance d'impact  $H$ , pas inter-trous  $p$ , épaisseur des trous  $e$ ), aérodynamique (nombre de Reynolds  $Re_j$ ), et thermique (nombre de Nusselt  $Nu$ ) sont adimensionnées par le diamètre  $d$  des trous afin d'assurer une similitude entre des configurations géométriques différentes. Nous présentons ici les paramètres de similitude étudiés et retenus pour le banc d'essais en distinguant paramètres géométriques et aérodynamiques.

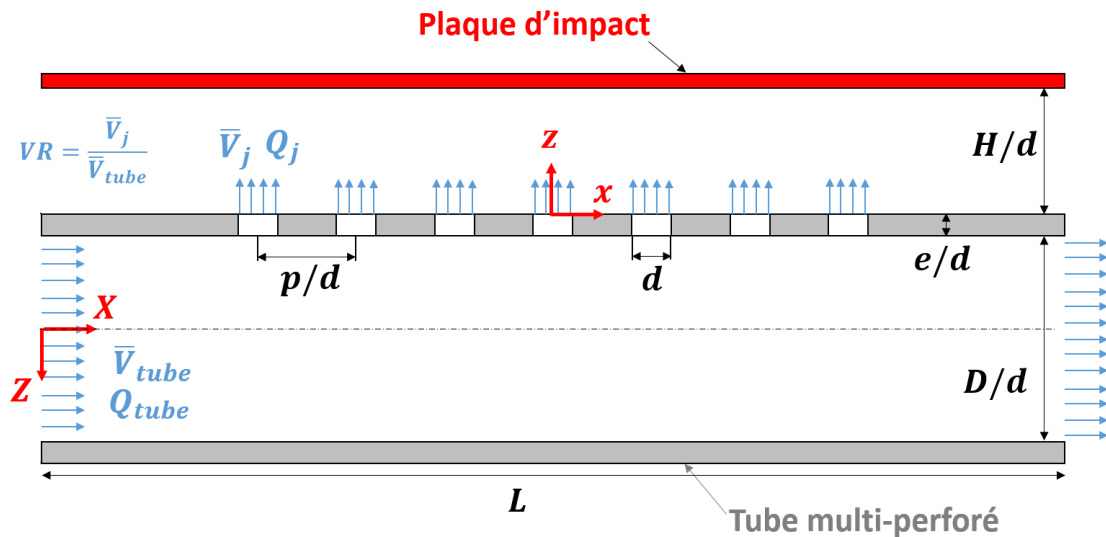


FIGURE 2.3 – Schéma d'un tube multi-perforé.

#### ► Paramètres géométriques<sup>2</sup>

- ▷ **Distance d'impact  $H/d$**  : L'influence de la distance d'impact est étudiée pour  $H/d = 3 - 5 - 7$ . Cette plage d'influence correspond à la plage possible dans l'environnement moteur. Aussi, les travaux scientifiques portant sur un jet axisymétrique (paragraphe 1.1.3.1) ont montré la position d'un optimum des transferts thermiques lorsque la plaque d'impact est située au bout du cœur potentiel  $4 < H/d < 7$ . Cette zone constitue ainsi une plage d'étude privilégiée.
- ▷ **Pas inter-trous  $p/d$**  : L'influence du pas inter-trous est étudiée pour  $p/d = 2, 25 - 3, 5 - 5, 8$ . A chaque pas inter-trous correspond un tube multi-perforé. Les trois valeurs de pas inter-trous correspondent à la plage rencontrée dans l'environnement moteur. Par ailleurs, les travaux scientifiques portant sur une rangée de jets sans écoulement cisailant (paragraphe 1.2.3) ont montré que l'interaction entre les jets devient négligeable à partir de  $p/d = 4$ . Les valeurs des pas inter-trous correspondent ainsi à une zone de forte influence  $p/d = 2, 25$ , une zone de faible influence  $p/d = 5, 8$  et une zone intermédiaire  $p/d = 3, 5$ . Sur chacun des tubes multi-perforés testés, la rangée de trous est composée de 7 perforations cylindriques. Le faible nombre de trous

2. Les notations sont identiques à celles du paragraphe 1.3.1.1



permet de contrôler précisément leur forme ainsi que le débit à leur sortie. On désire étudier l'interaction des trois jets centraux : augmenter le nombre de trous à 7 permet ainsi d'éviter les effets de bord présents pour les trous situés aux extrémités.

- ▷ **Épaisseur des trous  $e/d$**  : L'épaisseur des trous est égale à  $e/d = 0,9$  et correspond au cas de référence d'un tube LPTACC. Ce paramètre est fixé. L'étude d'influence réalisée par [Thibault \(2009\)](#) a notamment montré que  $e/d$  a une faible influence sur les transferts thermiques dans la plage  $0,8 < e/d < 1,2$  dans une configuration très similaire avec un écoulement cisailant en amont (paragraphe [1.3.3.1](#)).
- ▷ **Diamètre du tube  $D_{ext}/d$**  : Le diamètre extérieur du tube est fixé et vaut  $D_{ext}/d = 10$ . Un tube LPTACC est caractérisé par  $D_{ext}/d \approx 20$ . La similitude n'est pas conservée pour cette grandeur. Le débit d'air à travers le tube serait alors trop important en conservant les paramètres de similitude aérodynamiques ( $Re_j$  et  $VR = \overline{V}_j/\overline{V}_{tube}$ ). A notre connaissance, il n'existe pas, dans la littérature, d'étude d'influence sur la grandeur  $D_{ext}/d$ . Le paragraphe [1.3.2.2](#), à travers l'étude de [Da Soghe et al. \(2013\)](#), a toutefois mis en évidence que le coefficient de débit en sortie de trous ne dépend ni de la forme du tube (circulaire ou rectangulaire), ni de son diamètre. Ceci peut laisser supposer une influence minime du diamètre du tube par rapport aux autres grandeurs géométriques étudiées. En particulier, cet aspect sera discuté dans l'étude numérique chapitre [6](#).

### ► Paramètres aérodynamiques<sup>3</sup>

- ▷ **Nombre de Reynolds d'injection  $Re_j$**  : L'influence du nombre de Reynolds d'injection est étudiée pour  $Re_j = 1500 - 3000 - 5000$ . Cette plage de variation répond aux conditions rencontrées dans l'environnement moteur. Par ailleurs, les nombres de Reynolds  $Re_j = 1500$  et  $3000$  correspondent à des jets transitionnels peu étudiés dans la littérature (chapitre [1](#)) tandis que  $Re_j = 5000$  correspond à un jet faiblement turbulent plus étudié et permettant de comparer les résultats obtenus avec la littérature.
- ▷ **Cisaillement amont  $VR$**  : L'intensité de l'écoulement cisailant amont est étudiée pour  $VR = 1,5 - 2 - 4 - 9,7$ . Les faibles valeurs de  $VR$ <sup>4</sup> correspondent à l'intensité de l'écoulement cisailant pour les jets situés près de l'entrée du tube LPTACC. Lorsque l'écoulement progresse vers l'extrémité du tube, l'intensité de l'écoulement cisailant diminue ( $VR$  augmente). Le paragraphe [1.3.2.2](#), à travers l'étude de [Da Soghe et al. \(2013\)](#), montre que l'influence du cisaillement amont sur le coefficient de débit devient faible lorsque  $VR > 5$ . Les valeurs de  $VR$  correspondent ainsi à un fort cisaillement amont pour  $VR = 1,5$  et  $2$ , un faible cisaillement amont pour  $VR = 9,7$  et un cisaillement amont intermédiaire pour  $VR = 4$ .

### 2.1.3 Plan d'expériences

Les mesures réalisées consistent en une étude d'influence des paramètres de similitude géométriques et aérodynamiques présentés précédemment. Le tableau [2.1](#) synthétise les mesures thermiques par thermographie infrarouge. Les mesures correspondant à un pas inter-trous  $p/d = 3,5$  ont été réalisées pour trois nombres de Reynolds, trois distances d'impact et trois intensités de l'écoulement cisailant amont. Les résultats ayant montré que l'influence de l'écoulement caillant amont est limitée, la plage de variation a ensuite été réduite pour les pas inter-trous  $p/d = 2,25$  et  $p/d = 5,8$ .

3. Les notations sont identiques à celles du paragraphe [1.1.1.2](#)

4. Plus  $VR$  est faible, plus l'intensité de l'écoulement cisailant est important.

$p/d = 3,5$			$p/d = 2,25$			$p/d = 5,8$				
$Re_j$	$H/d$	$VR$	$Re_j$	$H/d$	$VR$	$Re_j$	$H/d$	$VR$		
5000	3	2	5000	3	2	5000	3	/		
		4			/			/		
		9,7			9,7			9,7		
	5	2		5	2		5	2	5	/
		4			/			/		
		9,7			9,7			9,7		
	7	2		7	2		7	2	7	/
		4			/			/		
		9,7			9,7			9,7		
3000	3	1,5	3000	3	1,5	3000	3	/		
		4			/			/		
		9,7			9,7			9,7		
	5	1,5		5	1,5		5	1,5	5	/
		4			/			/		
		9,7			9,7			9,7		
	7	1,5		7	1,5		7	1,5	7	/
		4			/			/		
		9,7			9,7			9,7		
1500	3	1,5	1500	3	1,5	1500	3	/		
		4			/			/		
		9,7			9,7			9,7		
	5	1,5		5	1,5		5	1,5	5	/
		4			/			/		
		9,7			9,7			9,7		
	7	1,5		7	1,5		7	1,5	7	/
		4			/			/		
		9,7			9,7			9,7		

TABLE 2.1 – Matrice des mesures thermiques

Le tableau 2.2 synthétise les mesures aérodynamiques par technique PIV. Pour chaque configuration, les mesures sont réalisées sur 6 plans (cf paragraphe 2.3.2.1) afin de caractériser le jet de manière 3D.

$p/d = 3,5$			$p/d = 2,25$				
$Re_j$	$H/d$	$VR$	$Re_j$	$H/d$	$VR$		
5000	3	/	5000	3	2		
		4			/		
		9,7			9,7		
	5	2		5	2	5	/
		4			/		
		9,7			9,7		
	7	2		7	2	7	/
		4			/		
		9,7			9,7		
3000	3	/	3000	3	1,5		
		4			/		
		9,7			9,7		
	5	1,5		5	1,5	5	/
		4			/		
		9,7			9,7		
	7	1,5		7	1,5	7	/
		4			/		
		9,7			9,7		
1500	3	1,5	1500	3	1,5		
		4			/		
		9,7			9,7		
	5	1,5		5	1,5	5	/
		4			/		
		9,7			9,7		
	7	1,5		7	1,5	7	/
		4			/		
		9,7			9,7		

TABLE 2.2 – Matrice des mesures PIV

L'étude expérimentale a également pour but de comparer les jets issus d'un tube multi-perforé avec un jet axisymétrique issu d'un tube long, cette configuration de référence étant rencontrée plus largement dans la littérature et permettant ainsi de mieux appréhender la configuration moteur plus complexe. L'état de l'art (chapitre 1, parties 1.1.2 et 1.1.3) a toutefois montré que les études aérodynamiques et thermiques pour des faibles nombres de Reynolds ( $Re_j < 5000$ ) menées sur un jet axisymétrique issu d'un tube long sont plus rares. Aussi, afin de comparer plus directement les jets issus d'un tube multi-perforé et un jet de référence issu d'une injection tubulaire, des mesures expérimentales sur un jet d'air issu d'un tube long ont été réalisées dans les plages de nombre de Reynolds ( $3000 < Re_j < 5000$ ) et les plages géométriques ( $3 < H/d < 7$ ) adaptées à nos travaux. L'injecteur tubulaire long est caractérisé par un diamètre  $d = 6mm$ , une longueur  $28d$  et une épaisseur de  $1mm$ . Les mesures expérimentales sont réalisées à partir d'un banc d'essais développé dans le cadre des travaux de thèse de [Trinh \(2015\)](#), une description détaillée du banc y est présentée. Le tableau 2.3 indique les mesures thermiques par thermographie infrarouge, et les mesures aérodynamiques par technique PIV réalisées dans le cadre de nos travaux :

$Re_j$	$H/d$	$Re_j$	$H/d$
5000	3	3000	3
	5		5
	7		7

TABLE 2.3 – Matrice des mesures par thechnique PIV et par thermographie infrarouge sur un jet axisymétrique issu d'un tube long.

## 2.2 Montage expérimental et instrumentation

La figure 2.4 présente une vue schématique du dispositif expérimental. Le banc se compose de quatre parties principales : l'alimentation en air, la veine d'essais, l'évacuation de l'air en sortie de la veine d'essais et à l'extrémité du tube. Chaque partie du montage est détaillée de manière plus précise dans la suite.

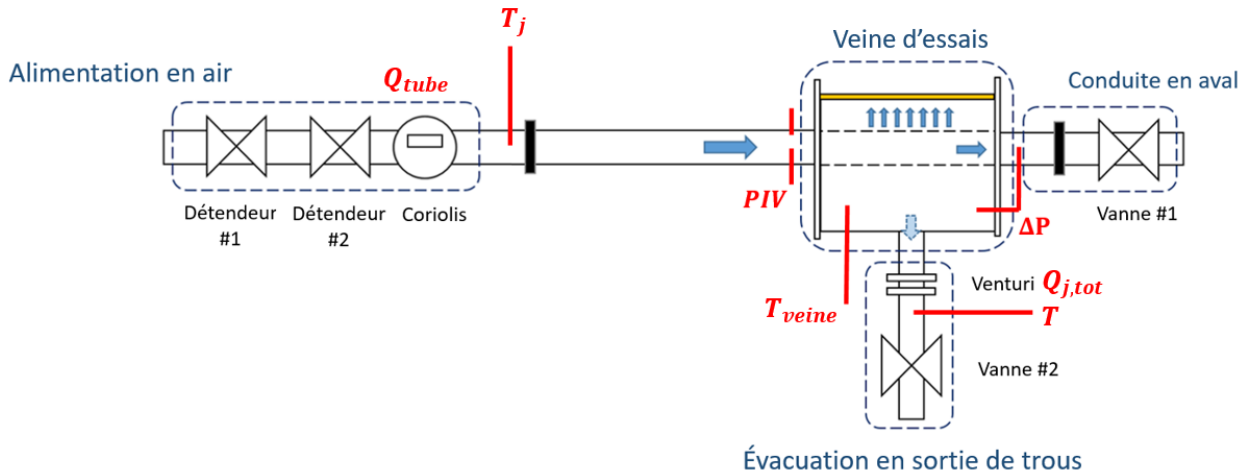


FIGURE 2.4 – Schéma du banc d'essais

### 2.2.1 Alimentation en air

Le débit d'air dans le banc est alimenté par le réseau d'air comprimé du laboratoire. Un premier détendeur permet de fixer la pression génératrice constante en sortie du réseau d'air (Figure 2.5a) ; tandis qu'un second détendeur, monté en série, permet de modifier la pression en aval et contrôler ainsi finement le débit dans le tube. L'alimentation en air permet de monter à des débits de  $10g/s$  dans le tube. Ce débit,  $Q_{tube}$ , est mesuré par un débitmètre à effet Coriolis avec une incertitude sur le débit massique de 0,25% de la mesure et une répétabilité de 0,20% de la mesure. Aussi, une mesure de la température est également réalisée par le débitmètre à effet Coriolis avec une incertitude sur la mesure de  $1^{\circ}C$  et une incertitude sur la répétabilité de  $0,2^{\circ}C$ .

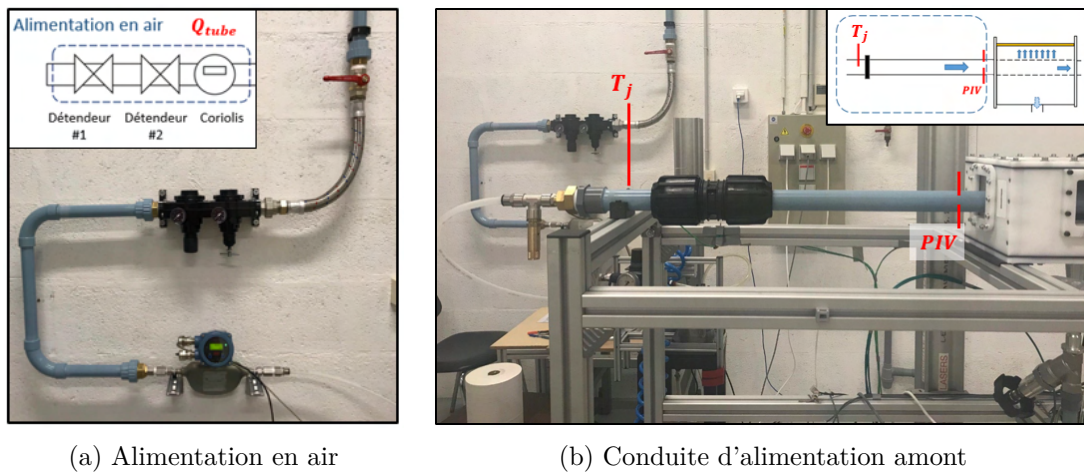


FIGURE 2.5 – Photographies de l'alimentation en air du montage en amont de la veine d'essais

Un tube, de diamètre intérieur  $D$ , est relié à l'alimentation en air au moyen d'un raccord étanche situé à une distance de  $15D$  en amont de la veine (Figure 2.5b). Un thermocouple type K est placé au cœur de l'écoulement dans le tube afin de mesurer la température de l'air  $T_j$  dans le tube (Figure 2.5b).

Cette mesure de température permet d'évaluer les propriétés des jets  $Re_j$  et  $Ma_j$ . Des mesures PIV ont également été réalisées pour caractériser l'écoulement dans le tube à l'entrée de la veine d'essais (Figure 2.5b). Les mesures ont été faites sur un tube identique de longueur  $15D$  afin de reproduire l'écoulement dans le tube à l'entrée de la veine (figure 6.5a, chapitre 6). Ces mesures permettent d'une part de vérifier que l'écoulement est pleinement développé à l'entrée de la veine. Elles constituent d'autre part une base de données pour les conditions limites du modèle numérique.

### 2.2.2 Veine d'essais

La veine d'essais (Figure 2.6) a été conçue de manière à limiter les effets de bord : les dimensions de l'enceinte sont grandes devant la longueur caractéristique  $d = 4mm$ . Il s'agit d'une enceinte parallélépipédique de longueur  $L_X = 75d$ , de largeur  $L_Y = 40d$ . La hauteur de l'enceinte dépend de la distance d'impact entre le tube et la plaque d'impact, elle est de  $L_Z = 28d$  pour  $H/d = 3$ . Les bords de la veine d'essais dans la direction  $Y$  sont situés à une distance de  $20d$  des trous d'injection. Dans la direction  $X$ , la distance entre les bords de l'enceinte et les trous extrêmes dépend du pas inter-trous, cette distance est supérieure à  $27d$  (correspondant au pas inter-trous le plus grand  $p/d = 5, 8$ ).

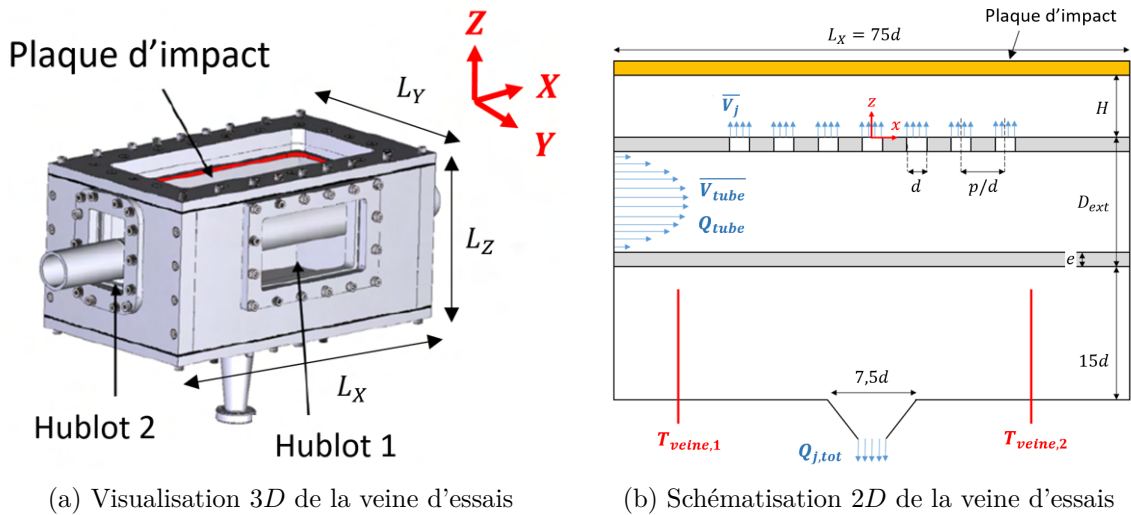


FIGURE 2.6 – Veine d'essais

La veine d'essais comporte deux hublots latéraux (figure 2.6a) en verre traité optiquement afin de permettre un accès visuel sur les jets et de réaliser les mesures PIV en sortie de trous d'injection.<sup>5</sup> Par ailleurs, le débit d'air sortant des trous est évacué par un convergent de diamètre  $7,5d$  situé sur la face inférieure de l'enceinte (figure 2.6). La plaque d'impact de la veine d'essais est amovible afin de s'adapter aux mesures souhaitées. Pour les mesures aérodynamiques par technique PIV (figure 2.7a), la plaque d'impact est un hublot transparent en verre d'épaisseur  $6mm$ . Pour les mesures thermiques par thermographie infrarouge (figure 2.7b), la plaque d'impact est une plaque chauffante en epoxy d'épaisseur  $0,8mm$ . La veine d'essais est conçue de manière à pouvoir aisément :

- modifier la distance d'injection  $H$  : trois cadres différents d'épaisseur variable (figure 2.7) ont été conçus afin de régler la distance entre les trous d'injection et la plaque aux positions  $H/d = 3 - 5 - 7$ .
- modifier le pas inter-trous  $p$  en retirant et en changeant le tube multi-perforé.
- modifier l'angle d'inclinaison en inclinant l'axe des trous par rapport à la plaque d'impact.
- modifier la plaque d'impact afin de permettre à la fois des mesures thermiques par thermographie infrarouge et aérodynamiques par technique PIV.

5. Les plans de mesures sont présentés dans le paragraphe 2.3.2, figure 2.18.

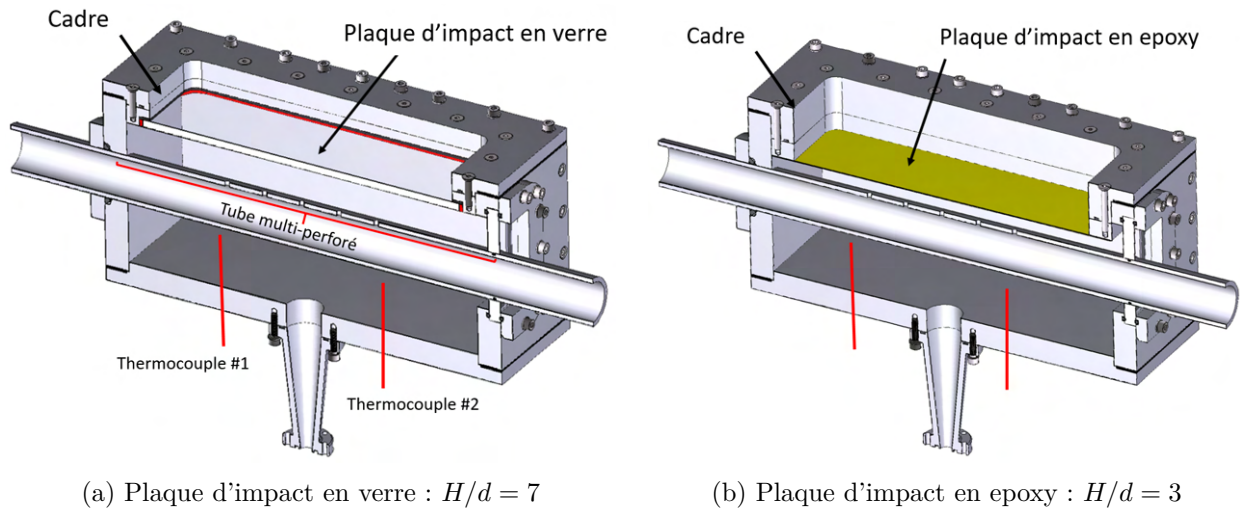


FIGURE 2.7 – Visualisation 3D d'une vue transversale de la veine d'essais

Enfin, deux thermocouples de type K sont placés dans la veine d'essais en-dessous du tube multi-perforé pour éviter le rayonnement de la plaque lorsque celle-ci est chauffée. La moyenne des températures mesurées par les thermocouples est prise comme température à l'intérieur de la veine d'essais  $T_{veine}$ .

Les dispositifs en aval de la veine d'essais permettent de contrôler les différents débits dans le tube et à travers les trous (figure 2.8) :

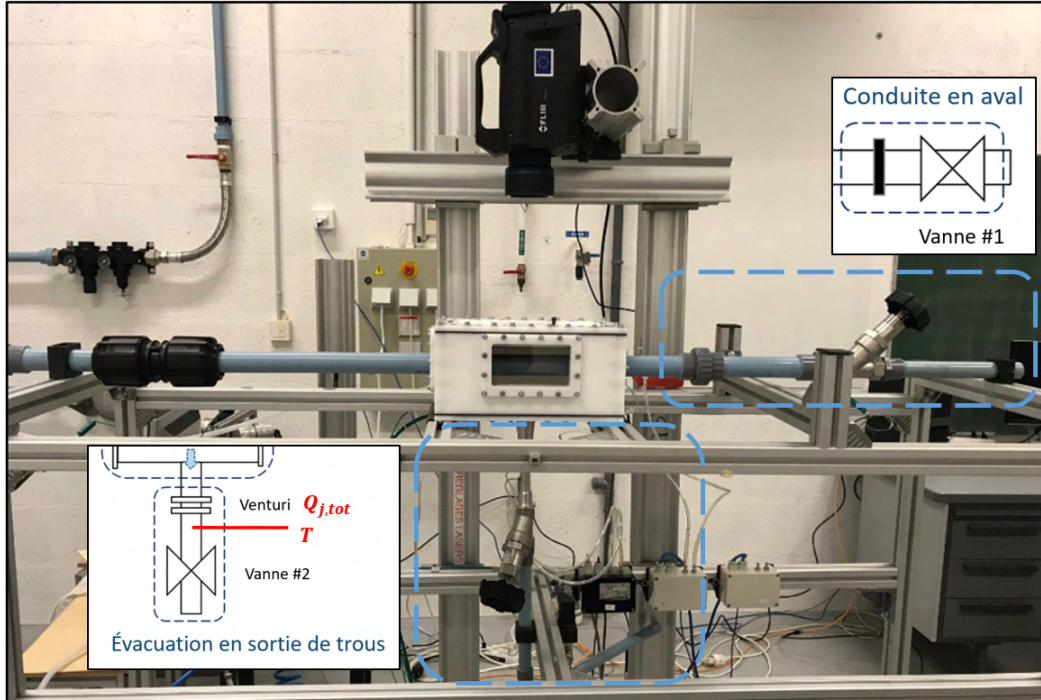


FIGURE 2.8 – Dispositifs de régulation du débit en aval de la veine d'essais

### 2.2.3 En sortie de tube multi-perforé

Une vanne, notée vanne 1 sur la figure 2.8, est placée à l'extrémité du tube afin de contrôler le débit à la sortie du tube multi-perforé. Un capteur de pression (figure 2.9) permet également une mesure de pression différentielle  $\Delta P$  entre la pression statique dans le tube ① et la pression statique

dans la veine d'essais (2).

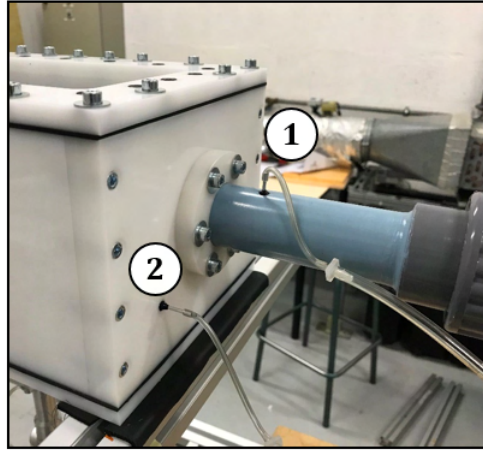


FIGURE 2.9 – Prise de pression différentielle

#### 2.2.4 En sortie de trous d'injection

Le débit d'air qui traverse les trous est évacué en dehors de l'enceinte par un convergent situé sur la face inférieure. La mesure de ce débit se fait au moyen d'un venturi relié à un capteur de pression différentielle et un thermocouple type K. Une vanne placée en aval du venturi, notée vanne 2 sur la figure 2.8, permet de contrôler le débit en sortie de trous  $Q_{j,tot}$ . Le débit à travers un trou,  $Q_j$ , est déduit du débit total des 7 trous en faisant l'hypothèse d'une répartition de débit uniforme<sup>6</sup> :

$$\begin{cases} Q_j = \frac{Q_{j,tot}}{N} \\ \bar{V}_j = \frac{Q_j}{\rho \cdot a} \\ Re_j = \frac{\bar{V}_j \cdot d}{\nu} = \frac{Q_{j,tot} \cdot d}{Na\mu} \end{cases} \quad (2.1)$$

Lorsque la vanne 1 à l'extrémité du tube est fermée, tout le débit d'air à l'entrée du tube sort à travers les trous et est évacué par le convergent situé sur la face inférieure de l'enceinte. Le débit d'air mesuré par le venturi est alors égal au débit mesuré par le débitmètre à effet Coriolis. Le venturi est ainsi étalonné à partir du débitmètre à effet Coriolis en fermant la vanne 1. Un premier capteur de pression relié au venturi est étalonné sur la plage de débit compris entre  $0,2g/s < Q_{j,tot} < 0,8g/s$ , ces débits correspondent à un nombre de Reynolds en sortie de trous compris entre  $500 < Re_j < 2000$ . Un deuxième capteur de pression est étalonné pour une plage comprise entre  $0,73g/s < Q_{j,tot} < 2,1g/s$  (entre  $1800 < Re_j < 5200$ ). L'incertitude sur le débit mesuré par le venturi est estimée à 1,5% du débit total traversant les trous. Les vannes 1 et 2 permettent ainsi un contrôle précis et indépendant des débits dans le tube et à la sortie des trous, assurant ainsi le contrôle de l'intensité de l'écoulement cisailant amont  $VR$  :

$$\begin{cases} \bar{V}_{tube} = \frac{Q_{tube}}{\rho \cdot A} \\ VR = \frac{\bar{V}_j}{\bar{V}_{tube}} \end{cases} \quad (2.2)$$

6. Cette hypothèse sera discutée chapitre 3.

## 2.3 Techniques de mesures expérimentales

Deux techniques de mesure sont présentées : une première technique de thermographie infrarouge permettant de caractériser les transferts thermiques entre les jets et la plaque d'impact ; puis la technique PIV visant à caractériser aérodynamiquement les jets en sortie des trous d'injection.

### 2.3.1 Mesures thermiques par thermographie infrarouge

Le principe de la technique de mesure par thermographie infrarouge se base sur la mesure de la cartographie de température (figure 2.10) sur la face de la plaque d'impact non exposée aux jets (face arrière). Aussi, un flux de chaleur uniforme et connu est imposé sur la face avant de la plaque. Les déterminations de la distribution du nombre de Nusselt et de la température adiabatique de paroi sont ensuite calculées par bilan de flux sur la plaque.

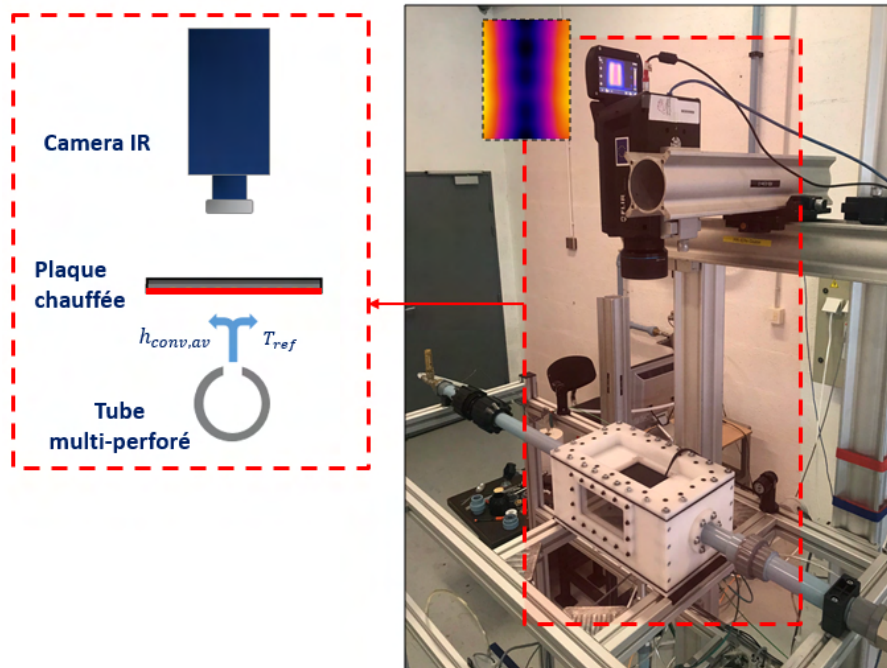


FIGURE 2.10 – Position de la caméra

#### 2.3.1.1 Dispositifs spécifiques aux mesures thermiques

Ce paragraphe vise à décrire plus précisément le type de plaque et la caméra infrarouge utilisés lors des mesures thermiques.

##### ► Plaque d'impact chauffante

La plaque d'impact est une plaque en epoxy de largeur  $158\text{mm}$ , de longueur  $298\text{mm}$  et d'épaisseur  $e_{\text{epoxy}} = 0,8\text{mm}$ . Elle est recouverte d'une fine couche de cuivre d'épaisseur  $e_{\text{cuivre}} = 17,5\mu\text{m}$ . La plaque est prise la plus fine possible afin de pouvoir considérer une température uniforme dans l'épaisseur. La variation de température à travers la plaque est négligeable lorsque le nombre de Biot  $Bi$  est très inférieur à 1. Ce nombre adimensionné s'exprime sous la forme :

$$Bi = \frac{h_{\text{conv,av}} \cdot e_{\text{plaque}}}{\lambda_{\text{plaque}}} \quad (2.3)$$

Le nombre de Biot calculé sur la face avant à partir du coefficient d'échange d'impact varie entre 0,14 et jusqu'à 0,33 pour la configuration géométrique et aérodynamique présentant les transferts



thermiques les plus importants. Le nombre de Biot sur la face arrière calculé à partir du coefficient d'échange de convection naturelle est égal à 0,015.

Un circuit imprimé de largeur  $15d$  et de longueur  $20d$  est gravé sur la fine couche de cuivre en son centre (figure 2.11). Un flux de chaleur est ainsi imposé par effet Joule afin de chauffer la plaque jusqu'à une température maximale de  $100^{\circ}\text{C}$ . Les jets en sortie du tube multi-perforé viennent impacter la plaque du côté de la face chauffée (face avant).

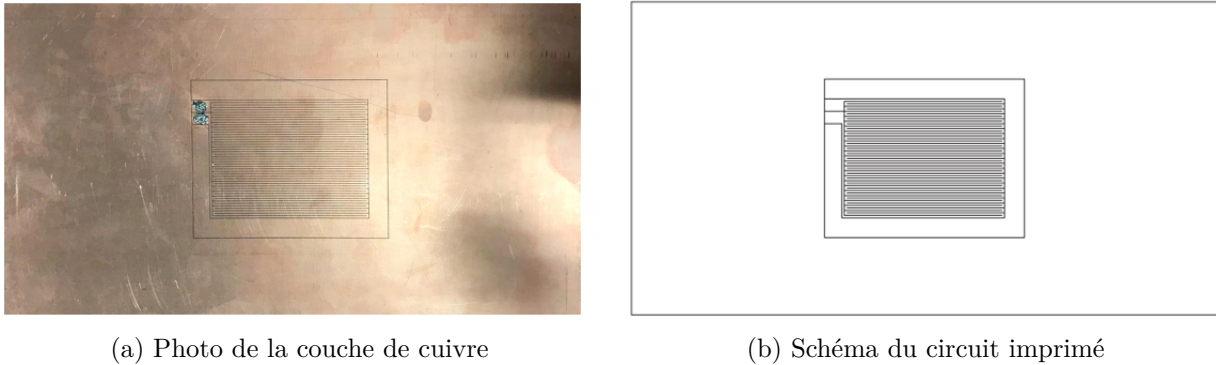


FIGURE 2.11 – Face avant de la plaque d'impact

Lorsque la température de la plaque est importante et en particulier pour des écoulements avec une faible vitesse, le risque est de voir des mouvements de convection naturelle dus au gradient de masse volumique se superposer au mouvement de transferts "forcés" des jets, entraînant en conséquence une convection mixte. Aussi, la plaque est chauffée uniquement en son centre, là où le refroidissement par les jets a lieu, afin d'éviter de monter trop haut en température. La température de la plaque ne dépasse pas  $100^{\circ}\text{C}$  localement ce qui réduit les effets de convection naturelle (nombre de Grashof limité). Par ailleurs, la plaque est positionnée de manière horizontale afin de réduire les effets de convection naturelle (Figure 2.12) : l'écoulement de convection naturelle sous une paroi chauffée horizontalement est très limité en particulier lorsque seule la partie centrale est chauffée.

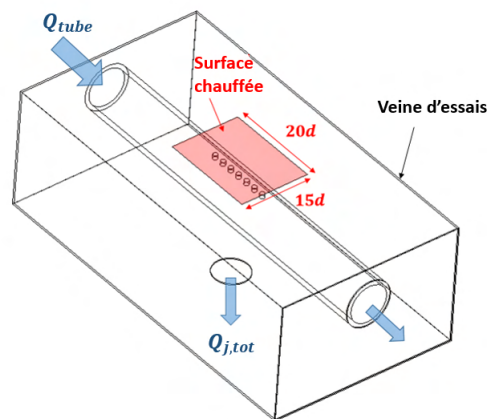


FIGURE 2.12 – Zone chauffée

Le circuit est alimenté par une alimentation stabilisée permettant de mesurer l'intensité électrique qui traverse la piste de cuivre ainsi que la tension aux bornes du circuit. Elle peut fournir une tension maximale de  $30\text{V}$  et permet ainsi de déterminer le flux dissipé par effet Joule dans la plaque d'impact. La plaque d'impact en epoxy est faiblement conductrice afin de limiter les pertes de chaleur par conduction. La conductivité thermique de l'epoxy est connue et vaut :

$$\lambda_{epoxy} = 0,32 \pm 0,01 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \quad (2.4)$$

La plaque est recouverte sur les deux faces d'une peinture noire d'émissivité connue et mesurée :

$$\varepsilon_{\text{plaque}} = 0,95 \pm 0,01 \quad (2.5)$$

### ► Caméra infrarouge

La figure 2.10 représente une vue schématique du dispositif de mesure de température de la plaque d'impact. La mesure se fait au moyen d'une caméra infrarouge (FLIR X6580sc) positionnée en vis-à-vis de la face arrière de la plaque. Les températures sont mesurées avec une précision absolue de  $\pm 1^\circ C$  ou  $\pm 1\%$  de la valeur affichée et une sensibilité inférieure à  $0,025K$  (valeur typique de  $0,018mK$  à  $300K$ ).

La résolution de la caméra est de  $640px \times 512px$ . Chaque cartographie de température est obtenue en moyennant 375 images prises sur un laps de temps de 15s avec une fréquence de  $25Hz$  afin de réduire les bruits de mesure. Les mesures sont effectuées en régime stabilisé après avoir réalisé le focus de la caméra. L'échelle est obtenue au moyen d'un régleur et est calculée lorsque la distance entre la plaque et la caméra est modifiée.

#### 2.3.1.2 Méthodologie de calcul

La détermination de la distribution du nombre de Nusselt  $Nu(x, y)$  et de la température adiabatique  $T_{ad}(x, y)$  de paroi reposent sur un bilan de flux sur la plaque. Le bilan est réalisé en tout point  $(x, y)$  de la plaque, ce point correspond à un pixel de la caméra. La figure 2.13 schématise le bilan des flux de chaleur intervenant :

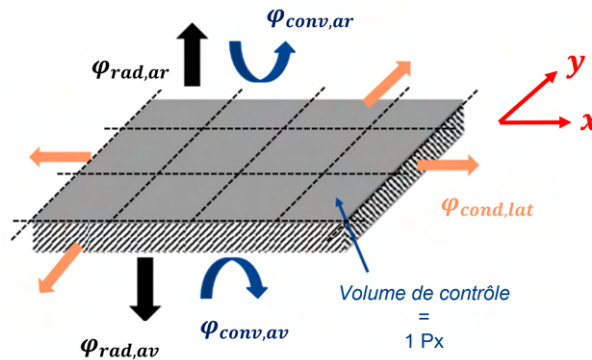


FIGURE 2.13 – Bilan de flux de chaleur sur la plaque

L'objectif est ainsi de déterminer la densité de flux convectif sur la face exposée aux jets  $\varphi_{conv,av}$  afin de calculer le coefficient d'échange entre les jets et la plaque d'impact  $h_{conv,av}$  grâce à la loi de Newton :

$$\varphi_{conv,av} = h_{conv,av}(T_{p,av} - T_{ref}) \quad (2.6)$$

Avec :

$h_{conv,av}$  : Coefficient d'échange convectif en face avant ( $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ )

$T_{p,av}$  : Température de la plaque en face avant ( $K$ )

$T_{ref}$  : Température de référence du fluide ( $K$ )

► Sur la face avant, la plaque est soumise au flux électrique imposé par effet Joule, au flux convectif et au flux de rayonnement.

$$\varphi_{\text{face,av}} = \varphi_{\text{elec}} + \varphi_{\text{conv,av}} + \varphi_{\text{rad,av}} \quad (2.7)$$

▷ Sur la face arrière, la plaque est soumise à un flux de convection naturelle et un flux de rayonnement.

$$\varphi_{face,ar} = \varphi_{conv,ar} + \varphi_{rad,ar} \quad (2.8)$$

▷ Les pertes de chaleur latérales par conduction  $\varphi_{cond,lat}$  sont également prises en compte.

Nous avons par conséquent l'égalité :

$$\varphi_{conv,av} = \varphi_{elec} - \varphi_{rad,av} - \varphi_{conv,ar} - \varphi_{rad,ar} - \varphi_{cond,lat} \quad (2.9)$$

▷ On fait l'hypothèse que la température de la plaque est uniforme dans l'épaisseur :  $T_{p,ar} = T_{p,av}$ , le nombre de Biot variant entre 0,14 et 0,33 pour les configurations les plus sévères, et du fait du faible flux évacué en face arrière.

### ► Densité de flux électrique généré par le circuit imprimé

La plaque d'impact est chauffée par l'intermédiaire du circuit électrique gravé sur sa face avant. L'intensité du courant dissipée dans le circuit est imposée et mesurée sur l'alimentation. La densité de flux électrique  $\varphi_{elec}$  est ainsi déterminée grâce aux équations :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi_{elec} = \frac{R \cdot I^2}{S} \\ R = \frac{r_e \cdot l_{circuit}}{e_{cuivre} \cdot l_{piste}} \\ S = l_{circuit}(l_{piste} + l_{inter-piste}) \end{array} \right. \quad (2.10)$$

Avec :

- $R$  : Résistance du circuit imprimé ( $\Omega$ )
- $I$  : Intensité du courant dans le circuit ( $A$ )
- $S$  : Surface chauffante de la plaque ( $m^2$ )
- $r_e$  : Résistivité électrique du circuit de cuivre ( $\Omega \cdot m$ )
- $e_{cuivre}$  : Epaisseur du circuit en cuivre ( $m$ )
- $l_{circuit}$  : Longueur du circuit ( $m$ )
- $l_{piste}$  : Largeur de la piste ( $m$ )
- $l_{inter-piste}$  : Largeur de l'inter-piste ( $m$ )

Il reste toutefois à prendre en compte l'évolution de la résistivité du cuivre selon la température de la plaque. La loi reliant la résistivité à la température est obtenue en chauffant progressivement la plaque jusqu'à  $100^\circ C$  et en mesurant la résistance lors de chaque chauffage. La résistivité en est déduite à partir de l'équation :

$$R = \frac{r_e \cdot l_{circuit}}{e_{cuivre} \cdot l_{piste}} \quad (2.11)$$

La loi est valable jusqu'à une température de  $100^\circ C$  :

$$r_e = 1,72 \cdot 10^{-8} (3,43 \cdot 10^{-3} \times T_{p,av} - 4,68 \cdot 10^{-3}) \quad (2.12)$$

### ► Densité de flux convectif en face arrière de la plaque d'impact

Le flux convectif évacué en face arrière correspond à la convection naturelle entre la plaque et l'air ambiant. La densité de flux est donc obtenue grâce à la loi de Newton :

$$\varphi_{conv,ar} = h_{conv,ar}(T_{p,ar} - T_{amb}) \quad (2.13)$$

Avec :

$h_{conv,ar}$  : Coefficient d'échange convectif en face arrière ( $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ )

$T_{p,ar}$  : Température de la plaque en face arrière ( $K$ )

$T_{amb}$  : Température de l'air ambiant ( $K$ )

La distribution de température en face arrière  $T_{p,ar}$  est mesurée en tout point  $(x, y)$  de la plaque par caméra infrarouge. La température ambiante  $T_{amb}$  est mesurée en faisant la moyenne de deux thermocouples placés à l'extérieur de la veine d'essais. Enfin, le coefficient d'échange en face arrière a été mesuré pour une configuration sans jet d'air impactant la plaque. La face avant est isolé au moyen d'un isolant styrodur d'épaisseur 20mm, tout le flux de chauffe  $\varphi_{elec}$  est ainsi évacué sur la face arrière de la plaque. L'égalité  $\varphi_{elec} = \varphi_{conv,ar} + \varphi_{rad,ar} + \varphi_{cond,lat}$  permet de déterminer  $h_{conv,ar}$ . Le coefficient d'échange en face arrière est estimé à  $h_{conv,ar} = 6W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ .

### ► Densité de flux radiatif en face avant et arrière de la plaque d'impact

Les densités de flux radiatif en face avant et en face arrière sont calculées à partir des équations :

$$\begin{cases} \varphi_{conv,ar} = \sigma \varepsilon_{plaque}(T_{p,ar}^4 - T_{amb}^4) \\ \varphi_{conv,av} = \sigma \varepsilon_{plaque}(T_{p,av}^4 - T_{veine}^4) \end{cases} \quad (2.14)$$

Avec :

$\sigma$  : Constante de Stefan-Boltzmann égale à  $5,67 \cdot 10^{-8}$  ( $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$ )

$\varepsilon_{plaque}$  : Emissivité de la plaque d'impact égale à  $0,95 \pm 0,02$

$T_{p,av}$  : Température de la plaque en face avant ( $K$ )

$T_{p,ar}$  : Température de la plaque en face arrière ( $K$ )

$T_{amb}$  : Température de l'air ambiant ( $K$ )

$T_{veine}$  : Température dans la veine d'essais ( $K$ )

La température ambiante  $T_{amb}$  est mesurée en faisant la moyenne de deux thermocouples placés à l'extérieur de la veine d'essais. De la même manière, la température dans la veine d'essais  $T_{veine}$  est mesurée en faisant la moyenne de deux thermocouples placés en-dessous du tube multi-perforé, à l'abri du rayonnement de la plaque d'impact.

### ► Densité de flux conductif perdu latéralement

Les pertes de chaleur latérales dans la plaque  $\varphi_{cond,lat,X}$  selon l'axe  $x$  et  $\varphi_{cond,lat,Y}$  selon l'axe  $y$  sont à prendre en compte et sont obtenues grâce à la loi de Fourier entre pixels adjacents. La plaque d'impact est quadrillée en une grille. Chaque cellule de la grille correspond à un pixel de la caméra infrarouge et est repérée par ses coordonnées  $(x_i, y_j)$  (figure 2.14) :

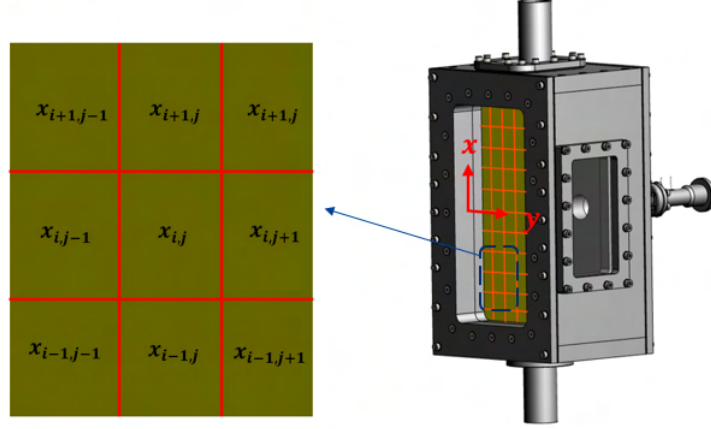


FIGURE 2.14 – Notations : position de la cellule  $(x_i, y_j)$  sur la plaque

L'expression des pertes de chaleur latérales dans la plaque  $\varphi_{cond,lat,X}$  selon l'axe  $x$  s'écrit :

$$\begin{aligned} \varphi_{cond,lat,X}(x_i, y_j) &= \lambda_{plaque,X} \frac{e_{plaque}}{\Delta x^2} (T_{p,ar}(x_{i+1}, y_j) - T_{p,ar}(x_i, y_j)) \\ &+ \lambda_{plaque,X} \frac{e_{plaque}}{\Delta x^2} (T_{p,ar}(x_{i-1}, y_j) - T_{p,ar}(x_i, y_j)) \end{aligned} \quad (2.15)$$

Avec :

$\lambda_{plaque,X}$  : Conductivité thermique de la plaque selon l'axe  $x$  ( $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ )

$e_{plaque}$  : Epaisseur de la plaque ( $m$ )

$\Delta x$  : Taille d'un pixel de la caméra ( $m$ )

$T_{p,ar}$  : Température de la plaque en face arrière ( $K$ )

L'expression de  $\varphi_{cond,lat,X}$  s'exprime de manière simplifiée sous la forme :

$$\varphi_{cond,lat,X}(x_i, y_j) = \lambda_{plaque,X} \frac{e_{plaque}}{\Delta x^2} (T_{p,ar}(x_{i+1}, y_j) + T_{p,ar}(x_{i-1}, y_j) - 2T_{p,ar}(x_i, y_j)) \quad (2.16)$$

De la même manière, les pertes de chaleur latérales dans la plaque  $\varphi_{cond,lat,Y}$  selon l'axe  $y$  s'écrit :

$$\varphi_{cond,lat,Y}(x_i, y_j) = \lambda_{plaque,Y} \frac{e_{plaque}}{\Delta y^2} (T_{p,ar}(x_i, y_{j+1}) + T_{p,ar}(x_i, y_{j-1}) - 2T_{p,ar}(x_i, y_j)) \quad (2.17)$$

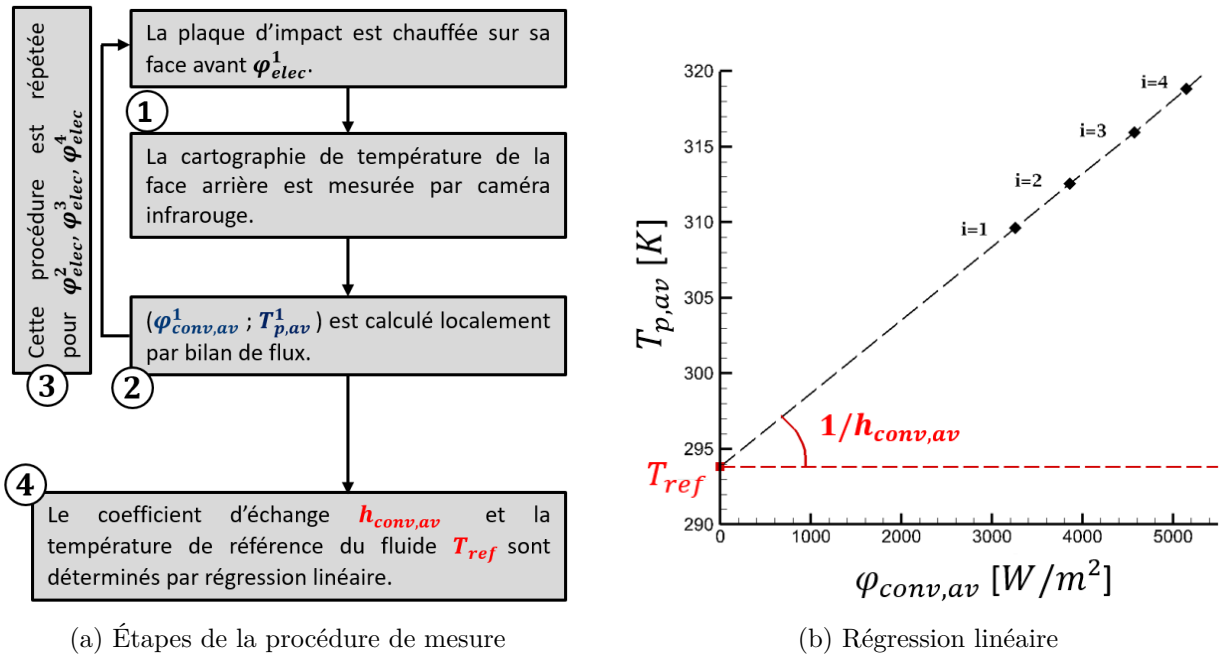
Avec :

$\lambda_{plaque,Y}$  : Conductivité thermique de la plaque selon l'axe  $y$  ( $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ )

### ► Détermination du coefficient d'échange en face avant $h_{conv,av}$ et de la température adiabatique de paroi $T_{ad}$

Le coefficient d'échange en face avant  $h_{conv,av}$  et de la température adiabatique de paroi  $T_{ad}$  sont obtenus par une série de mesures de la cartographie de température en face arrière à plusieurs flux électriques. La distribution de ces grandeurs en tout point de la plaque  $(x, y)$  est ensuite déterminée par méthode de régression linéaire (figure 2.15) et en se basant sur le loi de Newton :

$$\varphi_{conv,av} = h_{conv,av}(T_{p,av} - T_{ref}) \quad (2.18)$$

FIGURE 2.15 – Méthode de détermination de la distribution de  $h_{conv,av}$ 

- ① La cartographie de température en face arrière de la plaque d'impact  $T_{p,ar}^{(1)}$  est mesurée en régime stabilisé et en imposant un premier flux électrique  $\varphi_{elec}^{(1)}$  connu.
- ② Le flux convectif en face avant  $\varphi_{conv,av}$  est ensuite calculé en tout point  $(x, y)$  par bilan de flux et en faisant l'hypothèse  $T_{p,ar}^{(1)} = T_{p,av}^{(1)}$ . Le couple  $(\varphi_{conv,av}^{(1)} ; T_{p,av}^{(1)})$  est connu en tout point de la plaque.
- ③ De la même manière, on calcule les couples  $(\varphi_{conv,av}^{(2)} ; T_{p,av}^{(2)})$  et  $(\varphi_{conv,av}^{(3)} ; T_{p,av}^{(3)})$  en imposant un deuxième flux électrique  $\varphi_{elec}^{(2)}$  et un troisième  $\varphi_{elec}^{(3)}$ .
- ④ Le coefficient d'échange en face avant  $h_{conv,av}$  et la température adiabatique de paroi  $T_{ad}$  prise comme température de référence du fluide sont ainsi obtenus par régression linéaire d'après la loi de Newton :

$$T_{p,av} = \frac{\varphi_{conv,av}}{h_{conv,av}} + T_{ad} \quad (2.19)$$

La pente de la courbe correspond à  $\frac{1}{h_{conv,av}}$ , l'ordonnée à l'origine correspond quant à elle à la température adiabatique de paroi à la position  $(x, y)$  de la plaque d'impact.

Aussi, le coefficient de régression, toujours compris entre 0,99 et 1, permet de s'assurer de la linéarité de la régression linéaire et de la validité de la méthode.

### 2.3.2 Mesures aérodynamiques par technique PIV

Des mesures de champs de vitesse par PIV 2D (Particle Image Velocimetry) visent à caractériser aérodynamiquement les jets de manière non-intrusive. La méthode repose sur un faisceau de lumière planaire (issu d'un laser dans notre étude). La nappe laser éclaire les particules entraînées dans l'écoulement puis deux images successives sont capturées par une caméra haute fréquence. Le champ de vitesse 2D est enfin obtenu par analyse des déplacements des particules entre ces deux images (Figure 2.16).

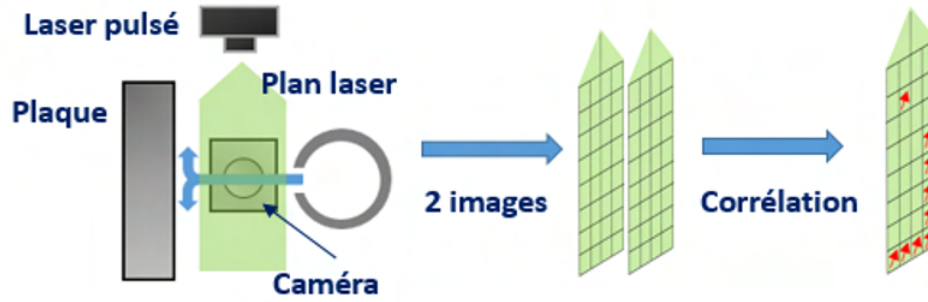


FIGURE 2.16 – Schéma du principe de fonctionnement de la PIV

### 2.3.2.1 Dispositifs spécifiques aux mesures aérodynamiques

Le montage expérimental pour les mesures PIV est présenté en figure 2.17. Quelques différences sont à noter par rapport au dispositif expérimental utilisé pour les mesures thermiques : la veine d'essais possède une plaque d'impact en verre afin de permettre un accès visuel aux trous d'injection, la caméra infrarouge est remplacée par une chaîne de mesure PIV comportant un laser pulsé, une caméra ainsi qu'un système d'ensemencement placé directement en aval de l'alimentation en air.

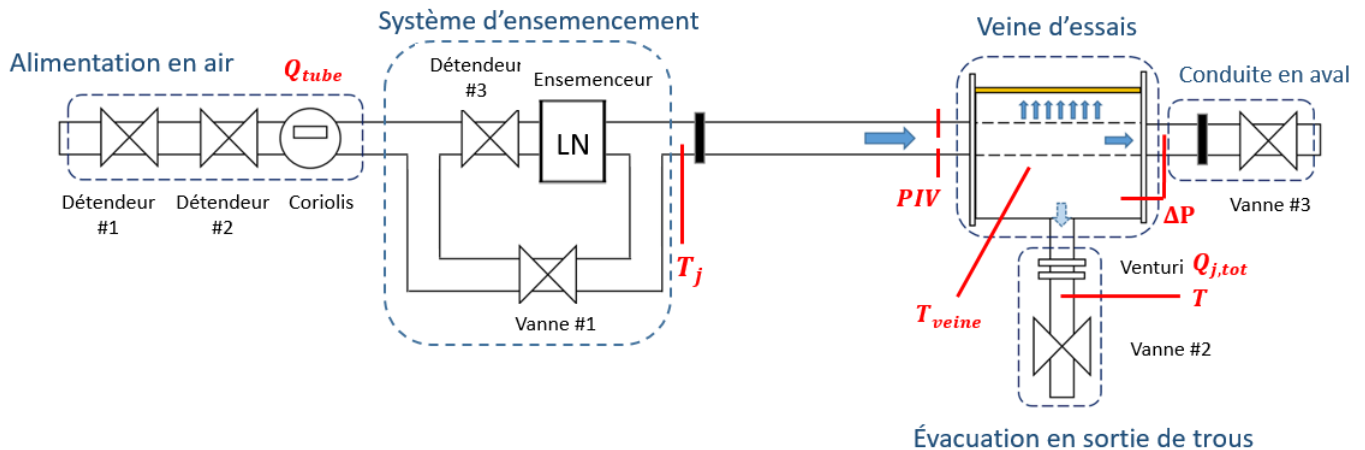


FIGURE 2.17 – Schéma du banc d'essai - Montage PIV

#### ► Accès visuel en sortie de trous

La plaque d'impact est en verre traité optiquement afin de limiter les reflets du plan laser. Des hublots placés sur les faces latérales de la veine permettent également d'avoir un accès visuel sur les jets en sortie de trous d'injection. Les mesures de champs de vitesse sont ainsi réalisées sur 6 plans différents :

- Une première série de trois plans de mesure (figures 2.18a et 2.19) est faite dans le plan  $XZ$  à  $y/d = 0$  (dans l'axe central des trous), à  $y/d = 0,25$  et à  $y/d = -0,25$ .
- Une seconde série de trois plans de mesure (figures 2.18b et 2.19) permet de caractériser l'écoulement sur le trou central du tube multi-perforé dans le plan  $YZ$ . Ces plans sont situés à  $x/d = 0$ , à  $x/d = 0,25$  et à  $x/d = -0,25$ . Du fait de la conduite en amont du tube multi-perforé, il n'est pas possible de placer la caméra en face du plan laser, un miroir est ainsi positionné avec un angle de  $45^\circ$  par rapport au plan de mesure.

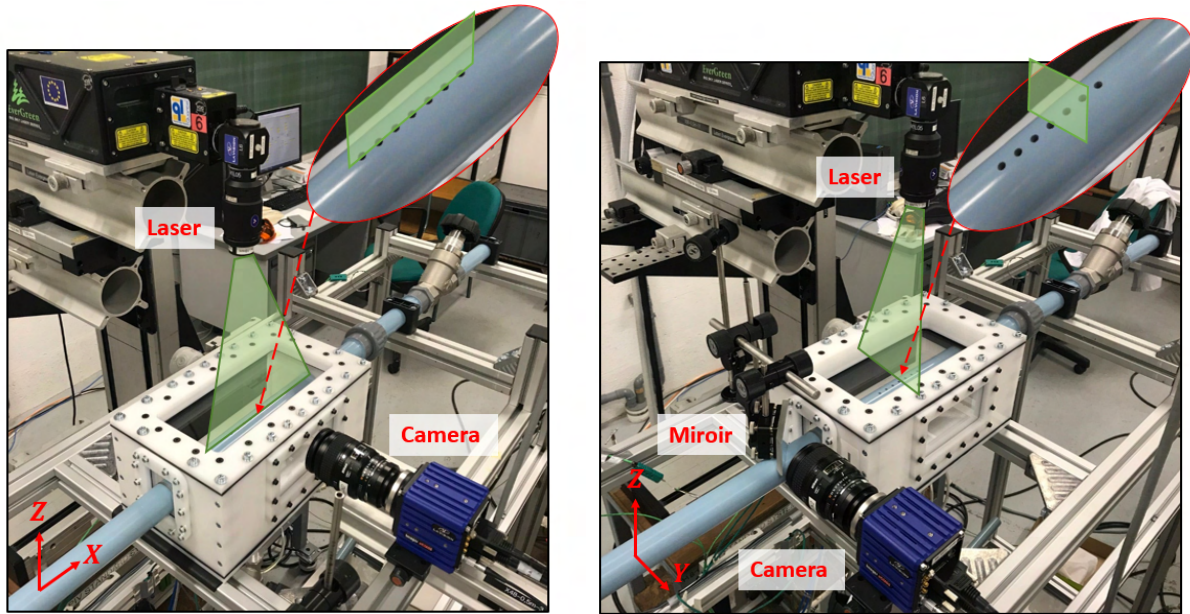
(a) Mesures dans le plan  $XZ$ (b) Mesures dans le plan  $YZ$ 

FIGURE 2.18 – Photographies du banc d'essais : montage PIV

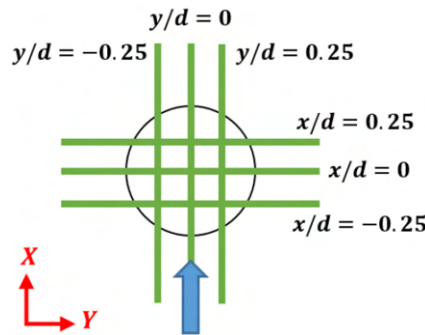


FIGURE 2.19 – Plans de mesure

### ► Chaîne de mesures PIV

La chaîne de mesure PIV se compose de trois éléments principaux : le laser, la caméra et l'ensemencement :

- ▷ Le laser utilisé est un LASER Nd-Yag double cavité avec une longueur d'onde de  $532nm$ . Le laser a une fréquence de pulsation à  $25Hz$ . Ce laser génère deux impulsions de durée décalées d'un court intervalle de temps  $\Delta t$ . Le système optique permet de transformer le faisceau laser en une nappe pour obtenir un plan lumineux éclairant les particules sur une épaisseur fine devant la largeur des trous d'injection.
- ▷ La caméra Imager sCMOS (LaVision) possède une résolution spatiale de  $2560 \times 2160$  pixels et permet de recueillir le déplacement des particules dans un intervalle de temps  $\Delta t$  entre deux images successives. Un filtre optique, placé devant l'objectif, permet par ailleurs de capter uniquement la longueur d'onde  $532nm$  du plan laser.
- ▷ Un générateur de particules d'ensemencement est utilisé afin de pulvériser de fines gouttelettes d'huile dans l'écoulement avec un ensemencement uniforme, dense et ne perturbant pas l'écoulement. Le diamètre moyen des gouttelettes d'huile a été mesuré à approximativement  $2\mu m$ .



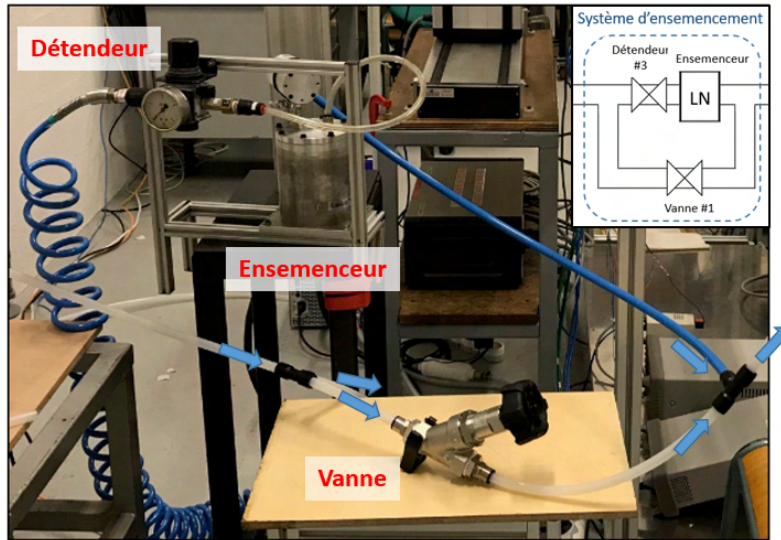


FIGURE 2.20 – Photographie du système d'ensemencement

Un détendeur placé en amont du générateur de particules (Figure 2.20) permet de régler la pression d'entrée d'air tandis qu'une vanne placée en parallèle permet de contrôler précisément le taux d'ensemencement de l'écoulement.

### 2.3.2.2 Méthodologie de calcul

Les mesures PIV sont réalisées sur une durée de 15s à une fréquence de 25Hz. Pour chaque mesure, 375 couples d'images sont enregistrés afin d'obtenir un champ de vitesse moyenne et de vitesse rms. La convergence de ces grandeurs statistiques a été vérifiée en réalisant des mesures sur une durée de 30s puis de 45s. Le principe de la mesure PIV consiste à obtenir le champ de vitesse 2D par analyse des déplacements  $\Delta \vec{d}$  des particules dans un intervalle de temps  $\Delta t$  très court sur deux images successives (doublet d'images). Le vecteur vitesse instantanée  $\mathbf{u}^i = (u^i, v^i, w^i)$  est ainsi déduit à partir du déplacement  $\Delta \vec{d}$  :

$$\mathbf{u}^i = \frac{\Delta \vec{d}}{\Delta t} \quad (2.20)$$

La détermination des champs de vitesses instantanées est obtenue à partir du programme DaVis<sup>7</sup>. Le bruit de fond est d'abord réduit en retirant le fond immobile des images. Les images de l'écoulement sont ensuite divisées en fenêtres d'interrogation (figure 2.21). Pour chaque fenêtre, on détermine le déplacement moyen des particules par inter-corrélation entre la première et la seconde image de chaque doublet, ce déplacement correspond à la position du pic de corrélation. Plusieurs passes sont effectuées en débutant à partir de fenêtres de tailles  $64 \times 64$  pixels jusqu'à des fenêtres de taille  $32 \times 32$  pixels. Sur chaque fenêtre d'interrogation, la densité des particules doit être suffisante. La taille de la fenêtre ne doit donc pas être trop petite. On se limite ainsi à une fenêtre de taille  $32 \times 32$  pixels. Par ailleurs, le taux de recouvrement correspond à la fraction de la fenêtre d'interrogation qui se superpose à la fenêtre adjacente. Ce taux de recouvrement permet de tenir compte des particules qui entrent et sortent d'une fenêtre d'interrogation, il est égal à  $50\% \times 50\%$ .

Les vitesses instantanées sont ainsi obtenues sur chaque fenêtre d'interrogation et sur une durée de 15s composée de  $N_e = 375$  temps d'enregistrement. Les mesures PIV donnent accès aux composantes  $u$  et  $w$  des vitesses instantanées lorsque le plan de mesure est le plan  $XZ$ , et aux composantes  $v$  et  $w$  lorsque le plan de mesure est le plan  $YZ$ . Par ailleurs, le champ de vitesse instantanée  $\mathbf{u}^i$  est

7. Version DaVis 8.4 de LaVison.

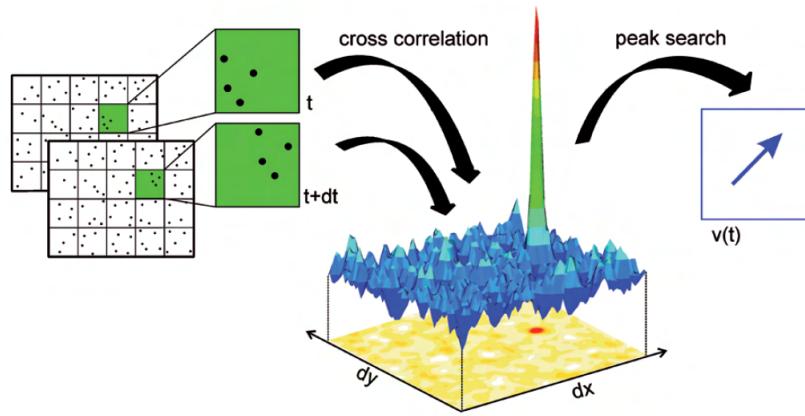


FIGURE 2.21 – Principe du calcul des déplacements des particules sur une fenêtre d’interrogation (source : [LaVision](#)).

décomposé en un champs moyen  $\mathbf{u}$  et un champ fluctuant  $\mathbf{u}'$  :

$$\mathbf{u}^i = \mathbf{u} + \mathbf{u}' \quad (2.21)$$

Avec :

$\mathbf{u}^i = (u^i, v^i, w^i)$  : Vecteur vitesse instantanée ( $m/s$ )

$\mathbf{u} = (u, v, w)$  : Vecteur vitesse moyenne ( $m/s$ )

$\mathbf{u}' = (u', v', w')$  : Fluctuation de vitesse ( $m/s$ )

### ► Vitesses moyennes

Les composantes moyennes de la vitesse dans la section du plan laser sont calculées en réalisant la moyenne sur les  $N_e = 375$  temps d’enregistrement :

$$\begin{cases} u = \frac{\sum_{i=1}^{N_e} u^i}{N_e} \\ v = \frac{\sum_{i=1}^{N_e} v^i}{N_e} \\ w = \frac{\sum_{i=1}^{N_e} w^i}{N_e} \end{cases} \quad (2.22)$$

La norme de la vitesse moyenne est notée  $|\mathbf{u}|$  et s’exprime pour chaque plan laser sous la forme :

$$\begin{cases} |\mathbf{u}| = \sqrt{u^2 + w^2} & \text{dans le plan (XZ)} \\ |\mathbf{u}| = \sqrt{v^2 + w^2} & \text{dans le plan (YZ)} \\ |\mathbf{u}| = \sqrt{u^2 + v^2} & \text{dans le plan (XY)} \end{cases} \quad (2.23)$$

Dans la suite du manuscrit, on se référera également à la norme des vitesses moyennes adimensionnée par  $\bar{V}_j$  :  $|\mathbf{u}|/\bar{V}_j$ .

### ► Fluctuations de vitesse

Le champs de vitesse rms, correspondant au champs de vitesse quadratique, est également calculé à partir de l'écart entre les vitesses moyennes  $u$ ,  $v$ ,  $w$  et les vitesses instantanées  $u^i$ ,  $v^i$ ,  $w^i$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_{rms} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_e} (u^i - u)^2}{N_e - 1}} \\ v_{rms} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_e} (v^i - v)^2}{N_e - 1}} \\ w_{rms} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_e} (w^i - w)^2}{N_e - 1}} \end{array} \right. \quad (2.24)$$

La norme du vecteur vitesse rms  $\mathbf{u}_{rms} = (u_{rms}, v_{rms}, w_{rms})$  est notée  $|\mathbf{u}_{rms}|$  et s'exprime sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} |\mathbf{u}_{rms}| = \sqrt{u_{rms}^2 + w_{rms}^2} \quad \text{dans le plan (XZ)} \\ |\mathbf{u}_{rms}| = \sqrt{v_{rms}^2 + w_{rms}^2} \quad \text{dans le plan (YZ)} \\ |\mathbf{u}_{rms}| = \sqrt{u_{rms}^2 + v_{rms}^2} \quad \text{dans le plan (XY)} \end{array} \right. \quad (2.25)$$

Dans la suite du manuscrit, on se référera également au taux de turbulence (ou intensité turbulente) :  $|\mathbf{u}_{rms}|/\overline{V_j}$ .

### 2.3.3 Estimation des incertitudes de mesure

On distingue dans un premier temps les incertitudes sur les paramètres géométriques et aérodynamiques définissant une configuration d'essai. Les incertitudes sur la distribution du nombre de Nusselt obtenue par thermographie infrarouge et sur les champs de vitesse mesurés par technique PIV sont ensuite détaillées.

#### 2.3.3.1 Incertitudes sur les paramètres de similitude

Les grandeurs géométriques, aérodynamiques et thermiques sont adimensionnées par le diamètre  $d$  des trous :  $d = 4 \pm 0,01mm$ . L'incertitude sur le diamètre des trous est  $\frac{\Delta d}{d} = 0,25\%$  :

- **Paramètres géométriques** : les incertitudes sur le pas inter-trous,  $p/d$ , et la distance d'impact,  $H/d$ , dépendent de la tolérance d'usinage sur le plan de perçage des trous et sur les dimensions de l'enceinte (équation 2.26) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\Delta(p/d)}{p/d} = \frac{\Delta p}{p} + \frac{\Delta d}{d} \\ \frac{\Delta(H/d)}{H/d} = \frac{\Delta H}{H} + \frac{\Delta d}{d} \end{array} \right. \quad (2.26)$$

Ces incertitudes sont inférieures à 0,4% pour  $p/d$  et inférieures à 2% pour la distance d'impact.

- **Nombre de Reynolds à l'injection** :  $Re_j$  est calculé à partir du débit mesuré par le venturi à la sortie de l'enceinte  $Q_{j,tot}$  (incertitude de 1,5%) et du diamètre des trous (incertitude de 0,25%) :

$$Re_j = \frac{Q_{j,tot} \cdot d}{Na\mu} \quad (2.27)$$

L'incertitude sur le nombre de Reynolds à l'injection (2.28) est inférieur à 2%. Cette estimation est faite en supposant une répartition de débit uniforme entre les trous.<sup>8</sup>

$$\frac{\Delta Re_j}{Re_j} = \frac{\Delta Q_{j,tot}}{Q_{j,tot}} + \frac{\Delta d}{d} \quad (2.28)$$

- **Paramètre  $VR$**  : le cisaillement amont est mesuré à partir du débit à l'entrée du tube  $Q_{tube}$  (débitmètre à effet Coriolis), et du débit à la sortie de l'enceinte  $Q_{j,tot}$  (venturi) :

$$VR = \frac{\bar{V}_j}{\bar{V}_{tube}} = \frac{1}{N} \cdot \frac{A}{a} \cdot \frac{Q_{j,tot}}{Q_{tube}} \quad (2.29)$$

L'incertitude sur le paramètre  $VR$  (équation 2.30) s'exprime donc en fonction de l'incertitude sur le débitmètre à effet Coriolis (0,25%), le venturi (1,5%) et sur les diamètres des trous (0,25%) et du tube (0,30%). Elle est inférieure à 3%.

$$\frac{\Delta VR}{VR} = \frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta a}{a} + \frac{\Delta Q_{j,tot}}{Q_{j,tot}} + \frac{\Delta Q_{tube}}{Q_{tube}} \quad (2.30)$$

Le tableau 2.4 résume les incertitudes sur les grandeurs géométriques et aérodynamiques.

Paramètres	Incertitudes
Distance d'impact $H/d$	< 2%
Pas inter-trous $p/d$	< 0,4%
Nombre de Reynolds $Re_j$	< 2%
Cisaillement amont $VR$	< 3%

TABLE 2.4 – Incertitudes sur les grandeurs géométriques et aérodynamiques

### 2.3.3.2 Incertitudes sur les mesures par thermographie infrarouge

Les incertitudes sont résumées dans le tableau 2.5, les incertitudes aléatoires correspondent aux erreurs relatives entre plusieurs mesures (répétabilité de la mesure) :

Paramètres	Incertitudes globales	Incertitudes aléatoires
Température ambiante $T_{amb}$	1 K	0,15 K
Température veine $T_{veine}$	1 K	0,15 K
Température conduite $T_j$	1 K	0,15 K
Intensité électrique $I$	0,01 A	0,001 A
Résistance électrique $R$	5 %	-
Épaisseur de la plaque $e_{plaque}$	50 $\mu\text{m}$	-
Émissivité de la peinture $\varepsilon_{plaque}$	0,02	-
Conductivité thermique epoxy $\lambda_{epoxy}$	0,01 $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	-

TABLE 2.5 – Incertitudes sur différents paramètres du banc

8. La disparité des débits et des profils de vitesse à l'injection entre les jets est analysée dans le chapitre 6, paragraphe 6.3.2, en s'appuyant sur une étude numérique par simulation aux grandes échelles.

Le coefficient d'échange  $h_{conv,av}$  est déterminé par régression linéaire (figure 2.15b). Le calcul de l'incertitude sur  $h_{conv,av}$  nécessite d'abord d'estimer les incertitudes sur la densité de flux convectif  $\varphi_{conv,av}$  et de la température de paroi  $T_{p,av}$  :

- L'incertitude sur  $T_{p,av}$  correspond à celle de la caméra infrarouge.
- L'incertitude sur  $\varphi_{conv,av}$  est calculée à l'aide de l'équation 2.9 en propageant les incertitudes (tableau 2.5) sur chaque terme.

L'incertitude sur le coefficient d'échange  $h_{conv,av}$  est ensuite déterminée par la méthode de Monte Carlo (Robert et Casella, 2004). Elle consiste à répéter un échantillonnage aléatoire pour  $T_{p,av}$  et  $\varphi_{conv,av}$  afin de calculer l'incertitude pour ces valeurs spécifiques. Les paramètres d'échantillon de  $T_{p,av}$  et  $\varphi_{conv,av}$  ont été choisis dans une distribution gaussienne. Les valeurs d'incertitude globale sur le nombre de Nusselt sont alors déduites et rapportées à un niveau de confiance de 95%.

Les incertitudes sur le nombre de Nusselt sont estimées entre 6% et 12%. La région d'erreur maximale se trouve dans la zone de la ligne centrale, entre les points de stagnation. Les valeurs d'incertitude relative entre les mesures (répétabilité des mesures) sont estimées à moins de 5%.

### 2.3.3.3 Incertitudes sur les mesures par technique PIV

Les incertitudes sur les mesures PIV sont relativement difficiles à estimer précisément en raison de sources d'erreurs diverses à prendre en compte lors des différentes étapes de la mesure :

- Un contraste élevé entre les particules éclairées et le fond arrière permet de limiter les incertitudes des algorithmes de corrélation lors du post-traitement. Aussi, un filtre bloquant la lumière visible est placé sur la caméra afin de réduire les réflexions de la lumière. Une réduction du bruit de fond est également obtenue par la soustraction de deux images consécutives (figure 2.22). Cette méthode permet de soustraire les réflexions stationnaires présentes à la fois dans la première et la seconde image.

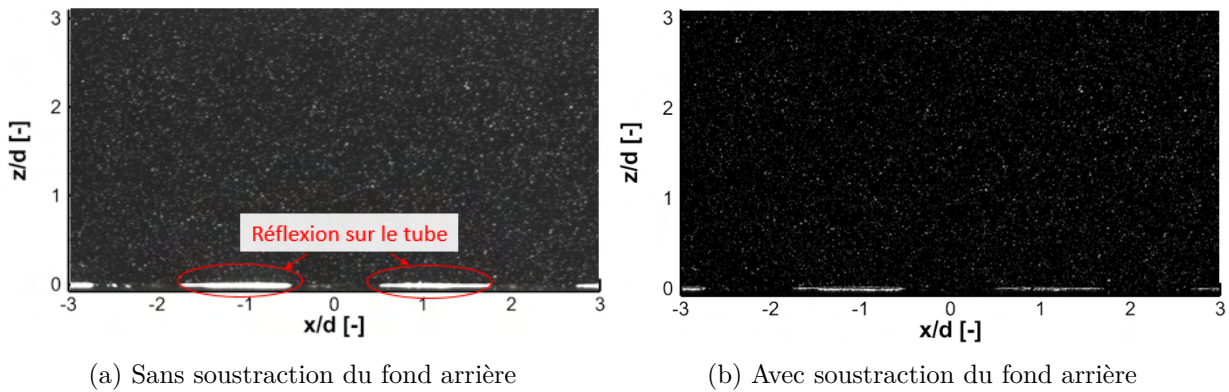


FIGURE 2.22 – Images des particules éclairées

- La mesure des champs de vitesse près des parois peut être imprécise en raison de la réflexion du plan laser sur une surface solide. Ces réflexions provoquent des zones saturées en lumière non exploitables, en particulier à l'injection du fait des réflexions sur le tube multi-perforé et en proche paroi du fait de la paroi d'impact (figure 2.22a). Afin de limiter ces sources d'erreur, la paroi d'impact est un verre traité optiquement afin de limiter les réflexions. Le tube multi-perforé est localement peint en noir. Malgré ces précautions, les zones proches des interfaces présentent les incertitudes les plus importantes : les profils des champs de vitesse sont ainsi présentés à une distance supérieure à  $z/d = 0,2$  des parois (entre  $z/d = 0,2$  et  $z/d = 6,8$  pour une configuration à  $H/d = 7$  par exemple).
- Les incertitudes liées aux algorithmes de corrélation lors du post-traitement ont fait l'objet d'un certain nombre d'études ces dernières années (Neal *et al.*, 2015; Sciacchitano *et al.*, 2015).

Wieneke (2015) a tenté de calculer une incertitude sur les champs de vitesses instantanées. Sciacchitano et Wieneke (2016) ont également étudié les incertitudes pour les quantités de second ordre (vitesse rms, contraintes de Reynolds, vorticité...). L'incertitude des vitesses moyennes a été estimée de l'ordre de 5%, celle sur les vitesses rms de l'ordre de 10%.

### Bilan du chapitre 2

Un banc d'essais a été mis en place afin de caractériser, par technique PIV, la structure aérodynamique des jets issus d'un tube multi-perforé. Les mesures de champs de vitesse sont réalisées sur 6 plans différents afin de décrire les jets de manière 3D. Cette étude est effectuée sur les trois jets centraux d'une rangée composée de sept jets. Des mesures par thermographie infrarouge permettent par ailleurs de caractériser les transferts thermiques à la paroi. La plaque d'impact est prise suffisamment fine (nombre de Biot :  $Bi \lesssim 0,1$ ) afin de pouvoir négliger la conduction dans la direction normale à la plaque. La distribution du nombre de Nusselt est déterminée en tous points de la plaque par bilan de flux.

Le banc d'essais est réalisé à échelle 5 en comparaison avec l'environnement moteur. Ceci permet d'assurer un rapport entre le diamètre des trous  $d$ , et l'épaisseur du plan laser  $\varepsilon_{laser}$  suffisamment grand pour éviter de moyenner les composantes de vitesse du jet sur la largeur du plan :  $8 < d/\varepsilon_{laser} < 10$ . Le banc d'essais permet de caractériser la structure aérodynamique des jets et l'efficacité du refroidissement à travers une étude d'influence des paramètres de similitude géométriques (distance d'impact  $3 < H/d < 7$ , pas inter-trous  $2,25 < p/d < 5,8$ ) et aérodynamiques (nombre de Reynolds à l'injection  $1500 < Re_j < 5000$ , cisaillement de l'écoulement dans le tube  $1,5 < VR < 9,7$ ).

Les jets issus d'un tube multi-perforé sont par ailleurs comparés avec un jet axisymétrique issu d'un tube long. Cette configuration de référence est plus largement rencontrée dans la littérature et permet ainsi de mieux appréhender la configuration moteur plus complexe. Afin de comparer plus directement les jets issus d'un tube multi-perforé et un jet de référence issu d'une injection tubulaire, des mesures expérimentales sur un jet d'air issu d'un tube long ont été réalisées dans les plages de nombre de Reynolds ( $3000 < Re_j < 5000$ ) et les plages géométriques ( $3 < H/d < 7$ ) adaptées à nos travaux.



# 3 | Caractérisation aérodynamique et thermique des jets

---

<b>3.1</b>	<b>Structure générale des jets</b>	<b>74</b>
3.1.1	Jet axisymétrique issu d'un tube long	74
3.1.2	Jets issus d'un tube multi-perforé	76
<b>3.2</b>	<b>Influence de l'écoulement cisailant amont <math>VR</math></b>	<b>90</b>
3.2.1	Influence de $VR$ sur l'aérodynamique des jets	90
3.2.2	Influence de $VR$ sur les transferts thermiques	94
<b>3.3</b>	<b>Influence de la distance d'impact <math>H/d</math></b>	<b>96</b>
3.3.1	Jet axisymétrique issu d'un tube long	96
3.3.2	Jets issus d'un tube multi-perforé	99
<b>3.4</b>	<b>Influence du pas inter-trous <math>p/d</math></b>	<b>109</b>
3.4.1	Influence de $p/d$ sur l'aérodynamique des jets	109
3.4.2	Influence de $p/d$ sur les transferts thermiques	114
<b>3.5</b>	<b>Influence du nombre de Reynolds <math>Re_j</math></b>	<b>118</b>
3.5.1	Jet axisymétrique issu d'un tube long	118
3.5.2	Jets issus d'un tube multi-perforé	121

---

Ce chapitre est dédié à la caractérisation expérimentale des jets issus d'un tube multi-perforé : des mesures de champs de vitesse par technique PIV permettent de présenter la structure aérodynamique des jets, des mesures par thermographie infrarouge permettent de caractériser les transferts thermiques entre les jets et une plaque chauffée. La première partie se concentre sur une configuration géométrique et aérodynamique fixée et représentative de la structure générale de tels jets. On tente de dégager des caractéristiques (zones de développement, d'impact, de jet pariétal ...) et des phénomènes (structures tourbillonnaires ...) spécifiques à ces jets. Les parties suivantes sont quant à elles consacrées à une étude d'influence des paramètres géométriques et aérodynamiques présentés dans le paragraphe 2.1 : le cisaillement amont est étudié dans la partie 3.2, la distance d'impact dans la partie 3.3, le pas inter-trous dans la partie 3.4 et le nombre de Reynolds dans la partie 3.5.



### 3.1 Structure générale des jets

Cette partie vise à présenter dans un premier temps l'aspect général d'un jet axisymétrique issu d'un tube long (paragraphe 3.1.1). En effet, cette configuration est un cas simple de référence, modélisable relativement facilement, et particulièrement étudiée dans la littérature (cf chapitre 1). L'état de l'art a toutefois montré que les études aérodynamiques et thermiques pour des faibles nombres de Reynolds ( $Re_j < 5000$ ) sont plus rares. Or, notre étude fait intervenir des jets issus d'un tube multi-perforé à faibles nombres de Reynolds ( $1500 < Re_j < 5000$ ). Aussi, afin de comparer plus directement les jets issus d'un tube multi-perforé et un jet de référence issu d'une injection tubulaire, des mesures expérimentales sur un jet d'air issu d'un tube long ont été réalisées dans les plages de nombre de Reynolds ( $1500 < Re_j < 5000$ ) et les plages géométriques ( $3 < H/d < 7$ ) adaptées à nos travaux. Dans un second temps, l'aspect général des jets issus d'un tube multi-perforé est présenté dans le paragraphe 3.1.2. Les zones caractéristiques et la distribution des transferts thermiques étant globalement semblables dans les plages de nos travaux<sup>1</sup>, on se concentre ici sur la description détaillée d'une configuration représentative :

- $H/d = 7$  : la distance entre la plaque d'impact et l'injection est suffisamment grande pour observer le développement complet du jet.
- $Re_j = 5000$  : cette configuration aérodynamique, correspondant à un jet turbulent, reste le régime d'écoulement le plus étudié dans la littérature. Ce nombre de Reynolds d'injection permet ainsi une comparaison adéquate des résultats avec la littérature. Les particularités propres aux deux autres nombres de Reynolds  $Re_j = 1500$  et  $3000$  étudiés dans nos travaux, et correspondant à un régime d'écoulement transitionnel, sont présentées dans l'étude d'influence paragraphe 3.5.

#### 3.1.1 Jet axisymétrique issu d'un tube long

##### 3.1.1.1 Caractérisation aérodynamique du jet

Le paragraphe 1.1.2.1 a montré que la structure stationnaire d'un jet axisymétrique se décompose en trois zones caractéristiques : la zone de jet libre, la zone d'impact et la zone de jet pariétal. On reprend ici cette décomposition en décrivant le jet depuis l'injection. Le jet étant axisymétrique, les champs de vitesse sur un demi-plan sont présentés sur la figure 3.1 en distinguant la norme des vitesses moyennes  $|\mathbf{u}|$  et des vitesses rms  $|\mathbf{u}_{\text{rms}}|$  :

##### ► Zone de jet libre

Juste après l'injection ( $z/d = 0, 4$ ), le profil de vitesse moyenne est caractéristique d'un écoulement turbulent pleinement développé, légèrement aplati au centre (figure 3.1c). La vitesse est maximale au cœur du jet et est égale à  $|\mathbf{u}| = 1, 2\bar{V}_j$ . Les études réalisées à des nombres de Reynolds d'injection plus élevés confirment cette distribution. En effet, pour un jet issu d'un tube long à  $Re_j = 23000$ , [Fénot et Dorignac \(2016\)](#) ont notamment montré une distribution de vitesse non uniforme avec une vitesse axiale égale à  $1, 2\bar{V}_j$  au cœur.

Toujours à l'injection ( $z/d = 0, 4$ ), les vitesses rms sont faibles au cœur du jet, là où les vitesses moyennes sont maximales (figure 3.1c). Ceci est caractéristique du cœur potentiel (paragraphe 1.1.2.1). Le profil des vitesses rms présente par ailleurs un pic de l'ordre de  $|\mathbf{u}_{\text{rms}}| = 10\%\bar{V}_j$  aux bords de l'injection à  $x/d = 0, 5$ . Cette zone de forte turbulence est attribuée à la création de la couche de cisaillement et des structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement. A noter que les vitesses rms sont plus faibles comparées à des configurations à nombre de Reynolds élevés rencontrées dans la littérature : [Fénot et Dorignac \(2016\)](#) notent des vitesses rms de l'ordre de  $15\%\bar{V}_j$  pour un jet à  $Re_j = 23000$ . Par conséquent, les caractéristiques à l'injection d'un jet faiblement turbulent ( $Re_j = 5000$ ) semblent très similaires à un jet pleinement turbulent ( $Re_j = 23000$ ), seul un écart sur le niveau de turbulence dans la couche de cisaillement du jet est observable.

1. Les paramètres géométriques et aérodynamiques étudiés ainsi que les plages de variation sont détaillés paragraphe 2.1.2.

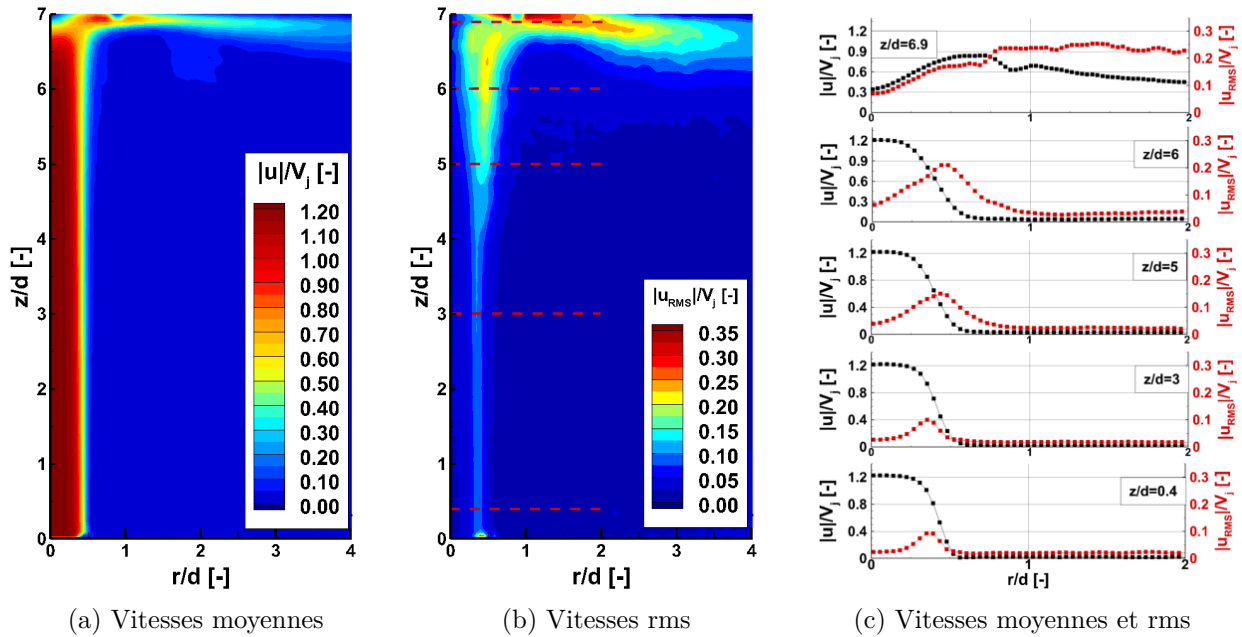


FIGURE 3.1 – Norme des champs de vitesse et profils de vitesse d'un jet axisymétrique issu d'un tube long :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 7$ .

Lorsque le jet progresse vers la plaque d'impact, la vitesse moyenne est conservée au cœur du jet :  $|\mathbf{u}| = 1, 2\bar{V}_j$  jusqu'à  $z/d = 6$  (figure 3.1c). Par ailleurs, les profils de vitesse rms à  $z/d = 0, 4$  et  $z/d = 3$  sont identiques, l'épaississement de la couche de cisaillement ne débute donc pas directement à la sortie de l'injection. Le pic de fluctuation de vitesse dans la couche de cisaillement augmente par la suite et s'élargit progressivement à mesure que le jet progresse vers la plaque d'impact :  $|\mathbf{u}_{rms}| = 10\%\bar{V}_j$  à  $z/d = 3$  contre  $20\%\bar{V}_j$  à  $z/d = 6$ . Ceci est dû au développement de la couche de cisaillement qui pénètre progressivement au cœur du jet. La couche de cisaillement autour du jet n'a toujours pas fusionné lorsque le jet impacte la plaque d'impact (figure 3.1b). Ceci laisse supposer que la longueur du cœur potentiel est supérieure à  $6d$ . Il est difficile de déterminer précisément cette longueur étant donné que la plaque d'impact modifie l'écoulement du jet en amont.<sup>2</sup> Ceci reste toutefois cohérent avec les observations de Gauntner *et al.* (1970) qui notent une longueur de cœur potentiel pour des jets turbulents variant entre  $4,7d$  et  $7,7d$ .

### ► Zone d'impact et de jet pariétal

En proche paroi, l'écoulement est dévié parallèlement à la plaque d'impact : la vitesse axiale diminue fortement et la vitesse radiale augmente (figure 3.1a). Les profils de vitesse moyenne et de vitesse rms à  $z/d = 6.9$  sont présentés figure 3.1c : la vitesse moyenne augmente d'abord depuis le point de stagnation (l'écoulement est accéléré), puis la vitesse diminue du fait de l'expansion radiale. La vitesse maximale  $|\mathbf{u}| = 0,9\bar{V}_j$  est atteinte en  $r/d = 0,8$ . Par ailleurs, les couches de cisaillement interagissent avec la plaque d'impact en proche paroi, ceci entraîne une zone de vitesse rms élevée de l'ordre de 25% dans la région  $0,9 < r/d < 1,5$  (figure 3.1b).

#### 3.1.1.2 Caractérisation thermique

Ce paragraphe vise à présenter les transferts thermiques entre le jet issu du tube long et une plaque d'impact chauffée (figure 3.2). La figure 3.2a présente la cartographie du nombre de Nusselt pour la même configuration géométrique et aérodynamique présentée précédemment ( $Re_j = 5000$ ,  $H/d = 7$ ). Le jet étant ici axisymétrique, on constate que les iso-contours du nombre de Nusselt sont des cercles

2. Jambunathan *et al.* (1992) ont montré que la plaque d'impact peut avoir une influence sur l'écoulement du jet jusqu'à une distance de  $1,2d$  en amont de la plaque.

concentriques. La figure 3.2b présente ainsi la distribution radiale du nombre de Nusselt et moyennée sur un cercle.

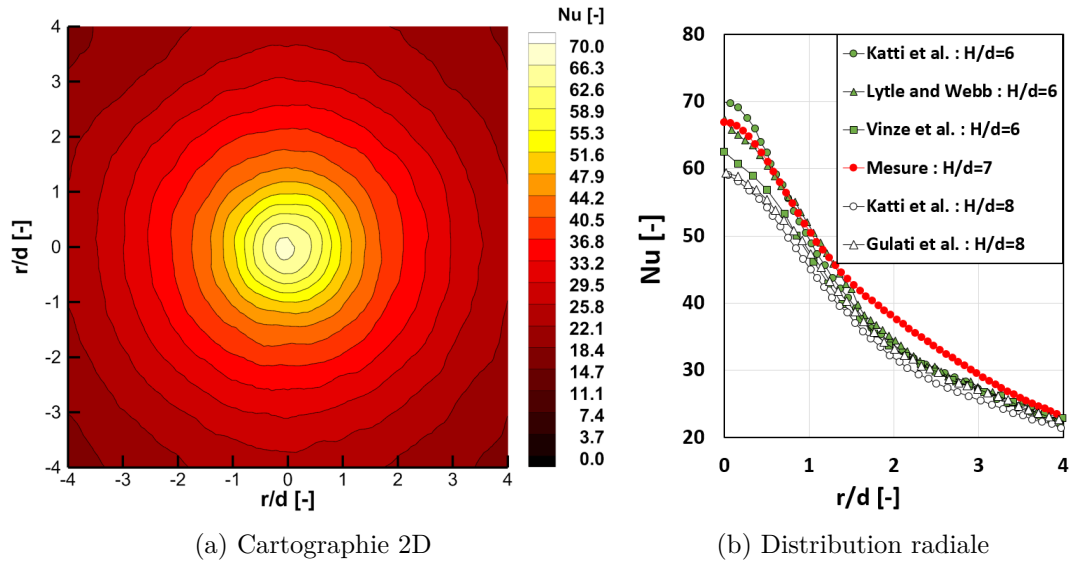


FIGURE 3.2 – Distribution du nombre de Nusselt d'un jet axisymétrique :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 7$  (Gulati *et al.*, 2009; Katti *et al.*, 2011; Lytle et Webb, 1994; Vinze *et al.*, 2016)

Le nombre de Nusselt est maximal au point d'impact  $Nu_0 = 67$  et diminue de manière monotone en s'éloignant du point d'impact. Une comparaison avec la littérature est également présentée sur la figure 3.2b. Les configurations à faible nombre de Reynolds étant toutefois moins répandues dans la littérature, il n'existe pas, à notre connaissance, d'étude menée à une distance d'impact  $H/d = 7$ . La comparaison est ainsi faite avec des distances d'impact proches et montrent des niveaux de nombre de Nusselt très similaires.

L'étude d'un jet axisymétrique issu d'un tube long, considéré comme un cas de référence, a permis de montrer que la structure aérodynamique d'un jet faiblement turbulent ( $Re_j = 5000$ ) est très similaire d'un jet pleinement turbulent ( $Re_j > 23000$ ). La principale différence est constatée au niveau de la couche de cisaillement, celle-ci est amorcée légèrement en aval par rapport à un jet pleinement turbulent et avec un niveau de turbulence plus faible. Par ailleurs, les transferts thermiques mesurés dans nos travaux sont très similaires aux résultats obtenus dans la littérature.

### 3.1.2 Jets issus d'un tube multi-perforé

Ce paragraphe est dédié à la description de l'aspect général des jets issus d'un tube multi-perforé. Le choix de la configuration est un nombre de Reynolds  $Re_j = 5000$  et une distance d'impact  $H/d = 7$  afin de permettre une comparaison directe avec un jet axisymétrique issu d'un tube long (paragraphe 3.1.1). Le pas-inter-trou  $p/d$  et le cisaillement amont  $VR = \overline{V_j}/\overline{V_{tube}}$  (figure 3.3) sont en plus à considérer pour les jets issus d'un tube multi-perforé. On se concentre ici sur la description détaillée d'une configuration représentative<sup>3</sup> :

- $p/d = 3,5$  correspondant à un pas inter-trous intermédiaire dans nos travaux.
- $VR = 2$  correspondant à un fort écoulement cisailant amont. Cette configuration, fortement cisailée, permet de mettre en évidence les particularités propres aux jets issus d'un tube multi-perforé.

3. Les paramètres géométriques et aérodynamiques étudiés, et leur plage de variation sont détaillés paragraphe 2.1.2.

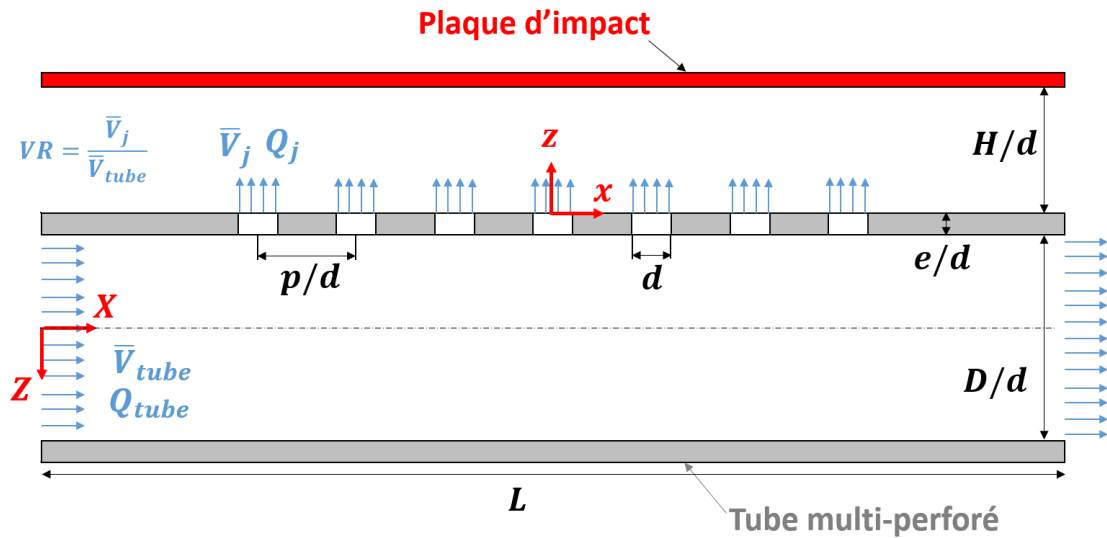


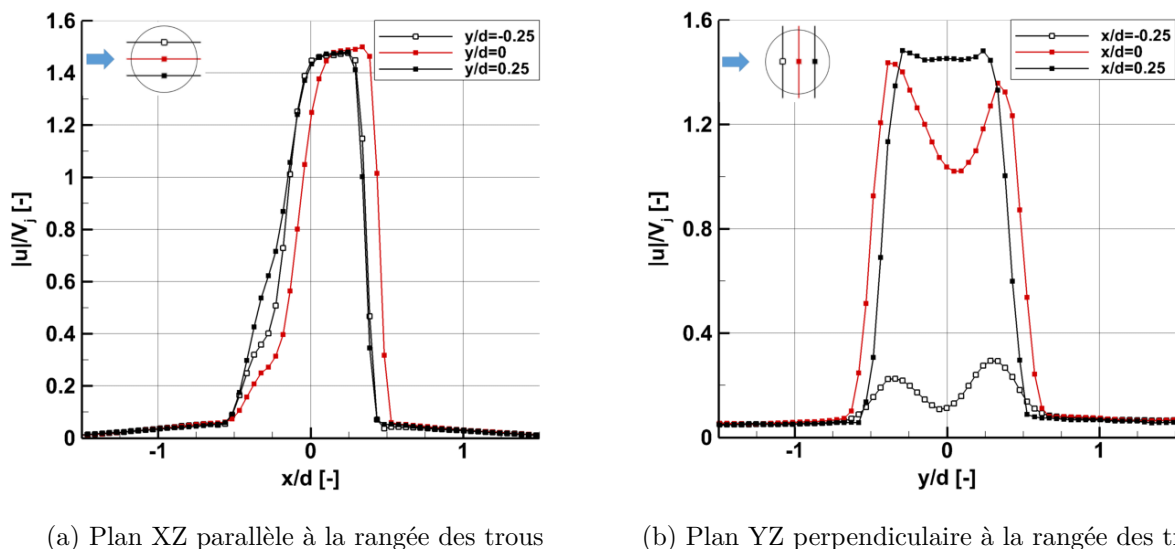
FIGURE 3.3 – Schéma et notations d'un tube multi-perforé.

### 3.1.2.1 Caractérisation à l'injection

La structure des jets en sortie d'injection joue de manière importante sur le développement des jets et sur les transferts thermiques avec la plaque d'impact (paragraphe 1.1.2.1 et 1.1.3.1). L'écoulement directement en sortie d'injection est ainsi d'abord caractérisé.<sup>4</sup>

#### ► Champs de vitesse moyenne

La norme de la vitesse moyenne,  $|\mathbf{u}|$ , est présentée figure 3.4 pour le jet central en sortie d'injection ( $z/d = 0,4$ ). Trois profils de vitesse dans les plans parallèles à la rangée des trous (plan  $XZ$ ) et dans les plans perpendiculaires (plan  $YZ$ ) sont représentés afin de caractériser le jet à l'injection de manière 3D :

FIGURE 3.4 – Norme de la vitesse moyenne à la sortie du trou central ( $z/d = 0,4$ ) :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 7$  -  $VR = 2$  -  $p/d = 3,5$ 

4. Les champs de vitesse à l'injection permettront également par la suite une caractérisation précise des conditions limites des jets dans les simulations numériques (chapitre 6).

Dans les plans parallèles à la rangée des trous (figure 3.4a), les profils de vitesse sont plats dans la seconde moitié du trou d'injection :  $|\mathbf{u}| = 1,5\bar{V}_j$  entre  $0 < x/d < 0,5$ . La vitesse chute ensuite rapidement entre  $x/d = 0$  et  $x/d = -0,5$ . Le jet n'est donc pas axisymétrique et a tendance à sortir à travers la moitié aval du trou d'injection. Ceci est très probablement dû à l'écoulement cisailant à l'intérieur du tube qui modifie fortement la structure des jets en sortie de trous. En effet, l'écoulement à l'intérieur du tube est perpendiculaire à l'axe des trous, il en résulte une déviation de l'écoulement (figure 3.5) depuis le cœur du tube vers les trous. La déviation entre l'écoulement principal dans le tube et le jet semble se produire légèrement après le bord du trou ( $x/d = -0,5$ ). Ceci entraîne une section de passage limitée à la moitié aval des trous d'injection : vitesse importante entre  $0 < x/d < 0,5$  et faible entre  $-0,5 < x/d < 0$ . A noter également que, par symétrie, les profils de vitesse dans les plans  $y/d = -0,25$  et  $y/d = 0,25$  sont similaires. Par ailleurs, du fait de la réduction de la section de passage, les vitesses sont localement élevées à travers la section de passage efficace :  $|\mathbf{u}_{\max}| = 1,5\bar{V}_j$ . En comparaison, la vitesse maximale à l'injection pour un jet axisymétrique issu d'un tube long vaut  $|\mathbf{u}_{\max}| = 1,2\bar{V}_j$  (figure 3.1c) et est inférieure étant donné que le jet émerge à travers la totalité de l'injection.

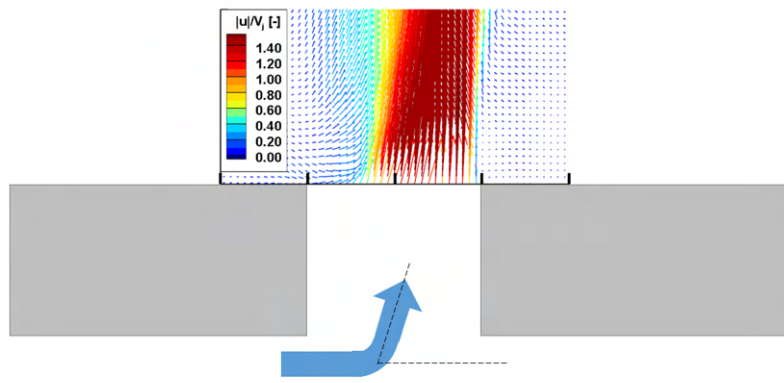


FIGURE 3.5 – Champ de vecteur du jet à l'injection.

Dans les plans perpendiculaires à la rangée des trous (figure 3.4b), les profils de vitesse confirment la forte dissymétrie du jet. Dans le plan  $x/d = 0,25$ , le profil de vitesse est plat. La vitesse moyenne est maximale et correspond à la valeur observée à travers la section de passage efficace du jet :  $|\mathbf{u}| = 1,5\bar{V}_j$ . Dans le plan  $x/d = 0$ , la vitesse est maximale uniquement au niveau des bords du trou ( $y/d = \pm 0,5$ ). En revanche, la vitesse est plus faible au milieu du trou et dans le plan  $x/d = -0,25$ . Ceci laisse supposer que le jet sort majoritairement au niveau des bords dans la moitié aval des trous (figure 3.6) :

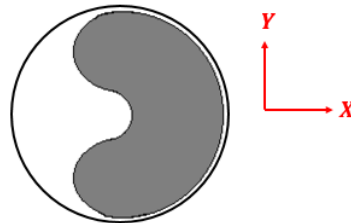


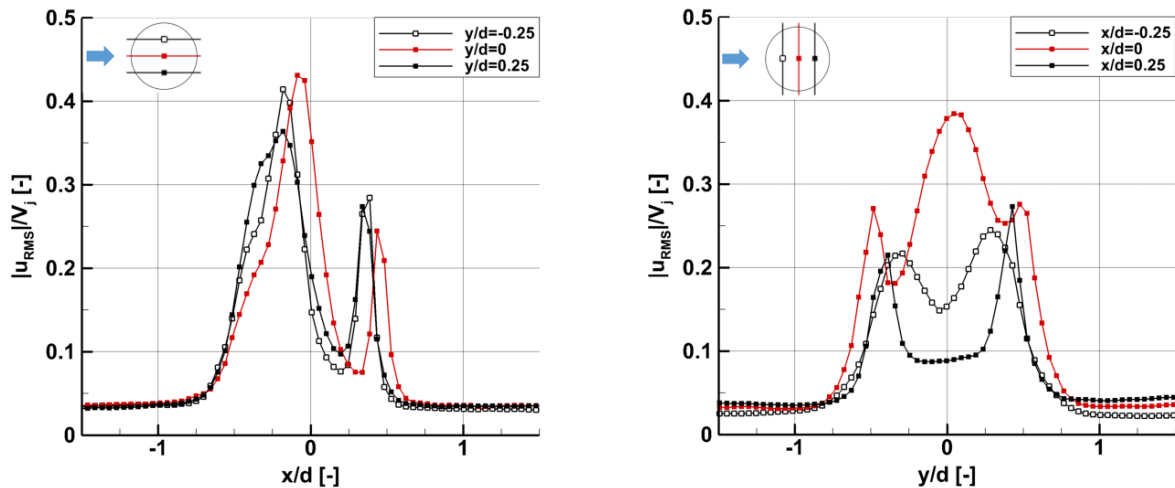
FIGURE 3.6 – Schéma de la forme d'un jet issu d'un tube multi-perforé en sortie d'injection.

Les travaux de Fénot et Dorignac (2016) pour un jet unique issu d'un tube rectangulaire ont également mis en évidence cette structure caractéristique du jet en forme de croissant. Cette étude, menée à  $Re_j = 23000$  et  $VR < 2$ , reste néanmoins éloignée des plages rencontrées dans nos travaux. En particulier, les auteurs ont mis en évidence une forme en croissant bien plus prononcée. Pour conclure, la surface de passage efficace des jets issus du tube multi-perforé est estimée à partir des profils de vitesse moyenne axiale  $w$  à l'injection dans les six plans de mesure, celle-ci est estimée entre 60% et 70% de la surface totale du trou.

### ► Fluctuations de vitesse

La norme de la vitesse rms,  $|\mathbf{u}_{\text{rms}}|$ , est présentée figure 3.7 pour le jet central en sortie d'injection ( $z/d = 0, 4$ ). Les profils de vitesse rms dans les six plans de mesure sont représentés afin de caractériser la turbulence à l'injection. Dans les plans parallèles à la rangée des trous (figure 3.7a), les profils de vitesse rms présentent deux pics :

- Un pic de plus faible intensité est observé à  $x/d \approx 0, 5$  :  $|\mathbf{u}_{\text{rms}}| \approx 25\% \bar{V}_j$ . Par analogie avec un jet axisymétrique issu d'un tube long, le pic de vitesse rms est probablement dû à la formation de structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement. Cette couche de cisaillement est toutefois amorcée directement au bord du trou à la différence d'un jet issu d'un tube long (paragraphe 3.1.1.1). On observe par ailleurs des vitesses rms plus importantes comparé à un jet issu d'un tube long, ces dernières valent  $|\mathbf{u}_{\text{rms}}| \approx 10\% \bar{V}_j$  dans la couche de cisaillement à l'injection (figure 3.1c).
- Un pic de plus forte intensité est observé à  $x/d \approx -0, 1$  :  $|\mathbf{u}_{\text{rms}}| \approx 40\% \bar{V}_j$ . Ce pic d'intensité n'est pas dû au bord du trou puisqu'il n'est pas situé à  $x/d = -0, 5$ . Comme il a été souligné précédemment, les jets présentent un fort aspect 3D dans la première moitié du trou, ceci peut expliquer les fortes fluctuations de vitesse et par conséquent un pic plus important.
- Les deux zones de fortes fluctuations de vitesse présentées ci-dessus sont situées au bord du cœur potentiel. Entre ces pics de turbulence, la vitesse rms est faible  $|\mathbf{u}_{\text{rms}}| < 10\% \bar{V}_j$ . Ceci est caractéristique du cœur potentiel : zone présentant une vitesse moyenne  $|\mathbf{u}|$  importante et associée à de faibles vitesses rms  $|\mathbf{u}_{\text{rms}}|$ . Les fluctuations de vitesse au cœur du jet sont toutefois plus importantes comparé au cœur d'un jet axisymétrique issu d'un tube long :  $|\mathbf{u}_{\text{rms}}| < 3\% \bar{V}_j$  (figure 3.1c).



(a) Plan XZ parallèle à la rangée des trous

(b) Plan YZ perpendiculaire à la rangée des trous

FIGURE 3.7 – Norme de la vitesse rms à la sortie du trou central ( $z/d = 0, 4$ ) :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 7$  -  $VR = 2$  -  $p/d = 3, 5$ .

Dans les plans perpendiculaires à la rangée de trous 3.7b, les profils de vitesse rms confirment les observations ci-dessus. Les vitesses rms sont élevées autour du cœur potentiel : notamment dans le plan  $x/d = 0, 25$  à  $y/d = \pm 0, 5$ , et dans la partie amont du trou (plans  $x/d = -0, 25$  et  $x/d = 0$ ) au niveau du pic de vitesse rms observé sur la figure 3.7a (plan  $y/d = 0$ ). A contrario, les vitesses rms sont plus faibles à travers la section de passage efficace du jet. Une schématisation de la couche de cisaillement à l'injection est ainsi représentée sur la figure 3.8.

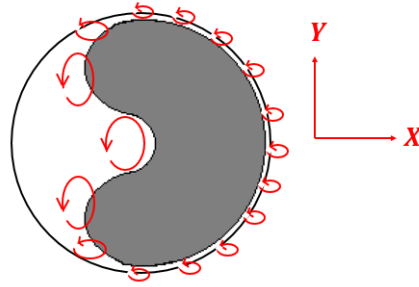


FIGURE 3.8 – Schéma de la couche de cisaillement d'un jet issu d'un tube multi-perforé en sortie d'injection.

La caractérisation aérodynamique des jets à l'injection, menée à  $Re_j = 5000$  et  $VR = 2$ , est représentative de la structure des jets issus d'un tube multi-perforé. Ces jets émergent avec une forme caractéristique en croissant limitée à la moitié aval de l'injection. La réduction de la section de passage, entre 60% et 70% de la surface totale du trou, entraîne localement des vitesses moyennes élevées comparé à un jet issu d'un tube long. Par ailleurs, le fort aspect 3D des jets, ainsi que la déviation entre l'écoulement principal à l'intérieur du tube multi-perforé et les jets entraînent des niveaux de turbulence dans la couche de cisaillement (entre 25% et 40%) bien plus importants dès l'injection en comparaison avec un jet issu d'un tube long (10%).

### 3.1.2.2 Caractérisation dans la zone de jet libre

La zone de jet libre est définie entre les trous d'injection et jusqu'à une distance de  $1d$  en amont de la plaque d'impact. Le développement du jet dans cette zone est ici caractérisé en distinguant vitesses moyennes et vitesses rms.

#### ► Champs de vitesse moyenne

La figure 3.9 présente la norme des champs de vitesse moyenne  $|\mathbf{u}|$  dans les plans parallèles et perpendiculaires à la rangée des trous. Le champ de vitesse dans le plan de la rangée des trous est présenté sur la figure 3.9b. La vitesse maximale  $|\mathbf{u}_{\max}| = 1,5\bar{V}_j$ , observée à travers la section de passage du jet, se maintient en aval après l'injection. Cette zone correspond au cœur potentiel. La longueur du cœur de potentiel, définie par la distance sur laquelle la vitesse dans le jet reste supérieure à 95% de la vitesse initiale, est ici égale à  $1,4d$ . Le cœur potentiel, réduit à une forme de croissant dans la moitié aval du jet, rend le jet fortement dissymétrique. Cette dissymétrie est particulièrement visible sur les plans perpendiculaires à la rangée des trous (figures 3.9c, 3.9d et 3.9e). Les "branches" du croissant illustrées par des vitesses localement plus importantes ( $y/d = \pm 0.5$  dans les plans  $x/d = 0$  et  $x/d = -0.25$ ) disparaissent peu à peu à  $z/d \approx 3$ .

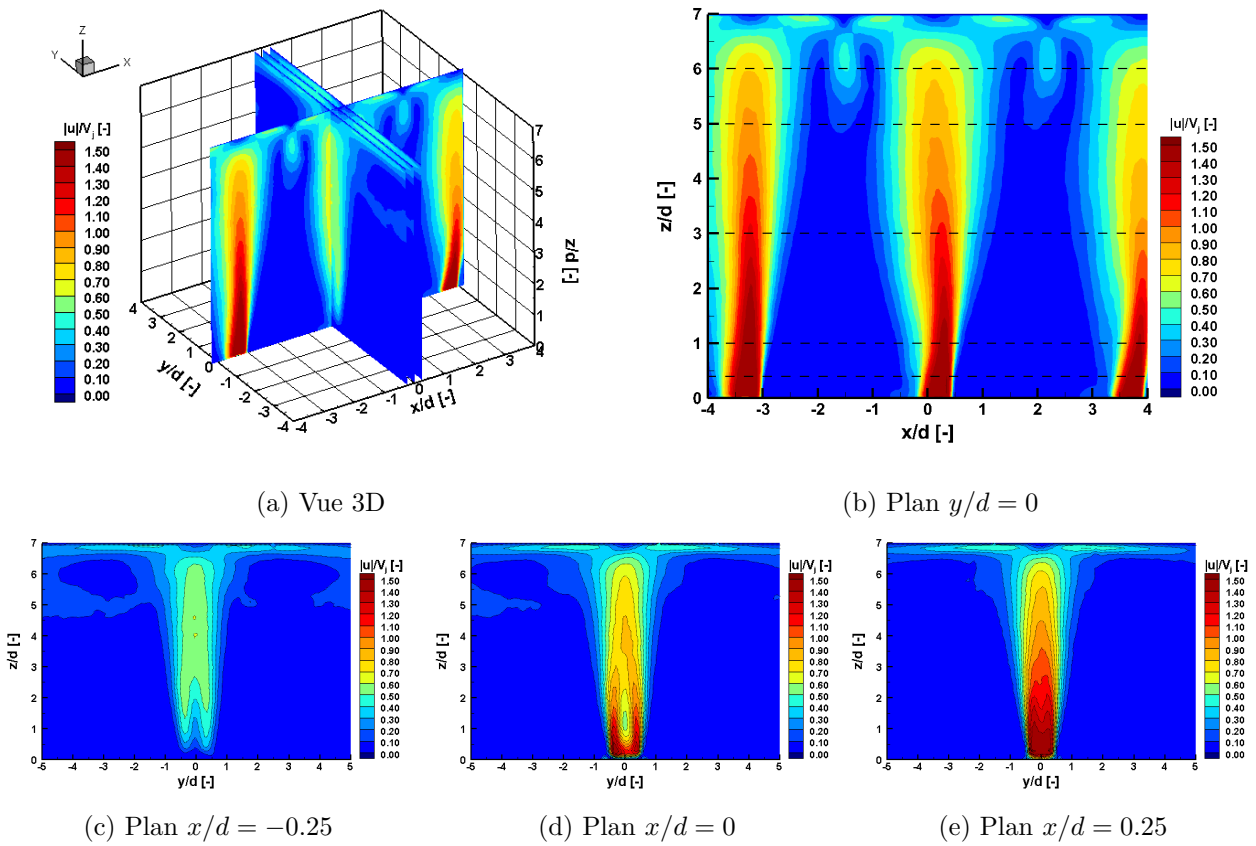


FIGURE 3.9 – Norme des champs de vitesse moyenne : jets issus d’un tube multi-perforé ( $Re_j = 5000$  -  $H/d = 7$  -  $VR = 2$  -  $p/d = 3, 5$ ).

La forme caractéristique en croissant persiste ainsi au-delà de l’injection jusqu’à approximativement  $z/d = 3$ . Une schématisation 3D du développement des jets issus d’un tube multi-perforé est présentée sur la figure 3.10.

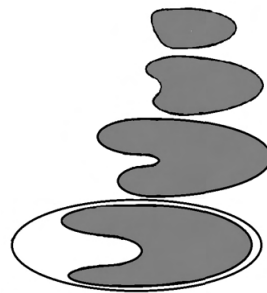


FIGURE 3.10 – Schéma du développement 3D des jets issus d’un tube multi-perforé.

La figure 3.11 présente les profils de la norme des vitesses moyennes dans les plans parallèles et perpendiculaires à la rangée des trous :



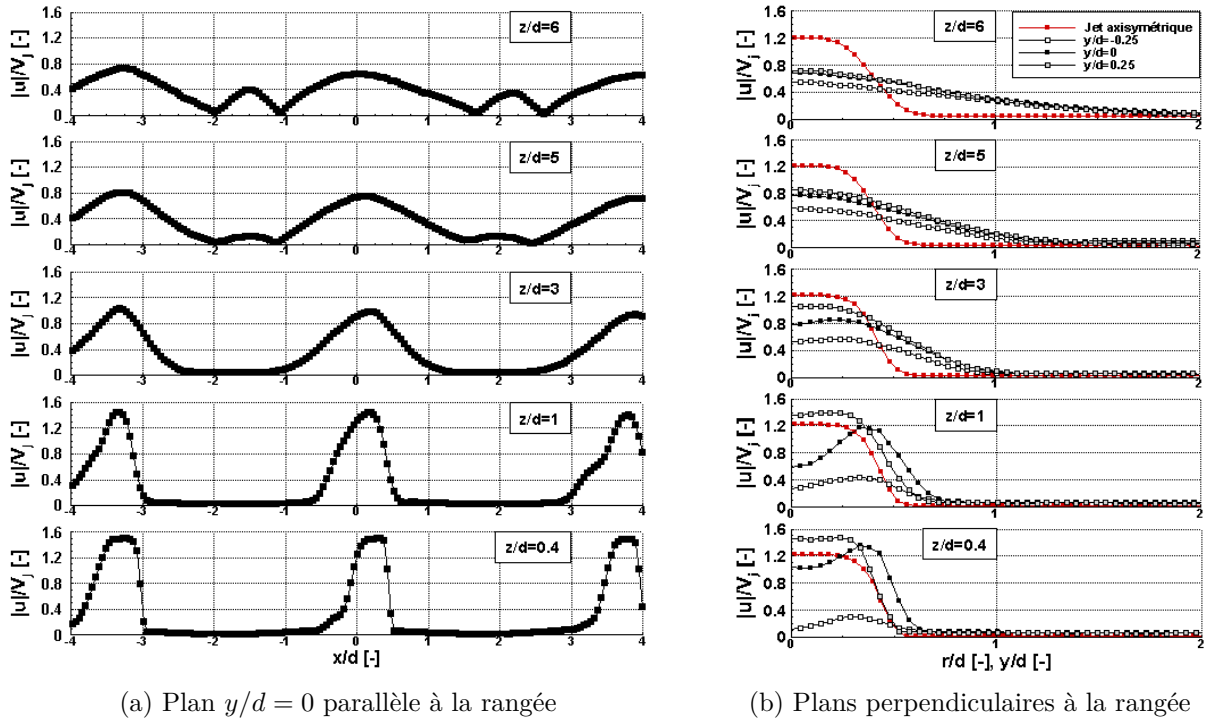


FIGURE 3.11 – Profils de la norme des vitesses moyennes : jets issus d’un tube multi-perforé ( $Re_j = 5000 - H/d = 7 - VR = 2 - p/d = 3.5$ ) et jet issu d’un tube long ( $Re_j = 5000 - H/d = 7$ )

Tout comme il a été souligné précédemment, les profils de vitesse sur les trois plans de mesure  $y/d = -0,25$ ;  $y/d = 0$  et  $y/d = 0,25$  (figure 3.11b) sont très différents les uns des autres à  $z/d = 0,4$ ;  $z/d = 1$  et  $z/d = 3$ . Puis, lorsque le jet progresse vers la plaque d’impact à partir de  $z/d = 3$ , les profils de vitesse deviennent similaires ( $z/d = 5$  et  $z/d = 6$ ). Les jets deviennent ainsi plus symétriques à partir de  $z/d = 3$ .

L’expansion radiale du jet se produit dès l’injection à  $z/d = 0,4$  (figure 3.11b). L’épaississement du jet devient par la suite importante, entraînant une diminution rapide de la vitesse au cœur du jet lorsque le jet progresse vers la plaque d’impact :  $|\mathbf{u}_{\max}| = 1,4V_j$  à  $z/d = 1$  puis  $|\mathbf{u}_{\max}| = 1,0V_j$  à  $z/d = 3$ . A contrario, un jet axisymétrique issu d’un tube long s’épaissit peu comparé à un jet issu d’un tube multi-perforé (figure 3.11b). Ainsi, la vitesse au cœur d’un jet issu d’un tube long, bien que plus faible à l’injection  $|\mathbf{u}| = 1,2V_j$ , reste constante dans la zone de jet libre. Le cœur potentiel des jets issus du tube multi-perforé ( $1,4d$ ) est donc bien plus court qu’un jet axisymétrique issu d’un tube long (supérieur à  $6d$ ). Cette réduction de la longueur du cœur potentiel est discutée dans le paragraphe suivant en s’appuyant sur les fluctuations de vitesse.

### ► Fluctuations de vitesse

La norme des champs de vitesse rms  $|\mathbf{u}_{\text{rms}}|$  dans les plans parallèles et perpendiculaires à la rangée des trous est présentée sur les figures 3.12a à 3.12e. Les profils de vitesse rms dans la région de jet libre sont également renseignés sur les figures 3.12f et 3.12g. Le développement dissymétrique de la couche de cisaillement autour du cœur potentiel est visible dans le plan de la rangée des trous présenté figure 3.12b. On distingue ici la partie aval de la couche de cisaillement et la partie amont qui finissent par fusionner à approximativement  $z/d \approx 2,5$ . On s’intéresse dans un premier temps au développement de la couche de cisaillement avant fusion :

- La partie aval de la couche de cisaillement s’épaissit progressivement à partir du bord du trou d’injection ( $x/d = 0,5$ ). Les profils de vitesses (figure 3.12f) montrent notamment que les fluctuations de vitesse augmentent également :  $|\mathbf{u}_{\text{rms}}| \approx 25\%V_j$  en  $z/d = 0.4$  contre  $|\mathbf{u}_{\text{rms}}| \approx$

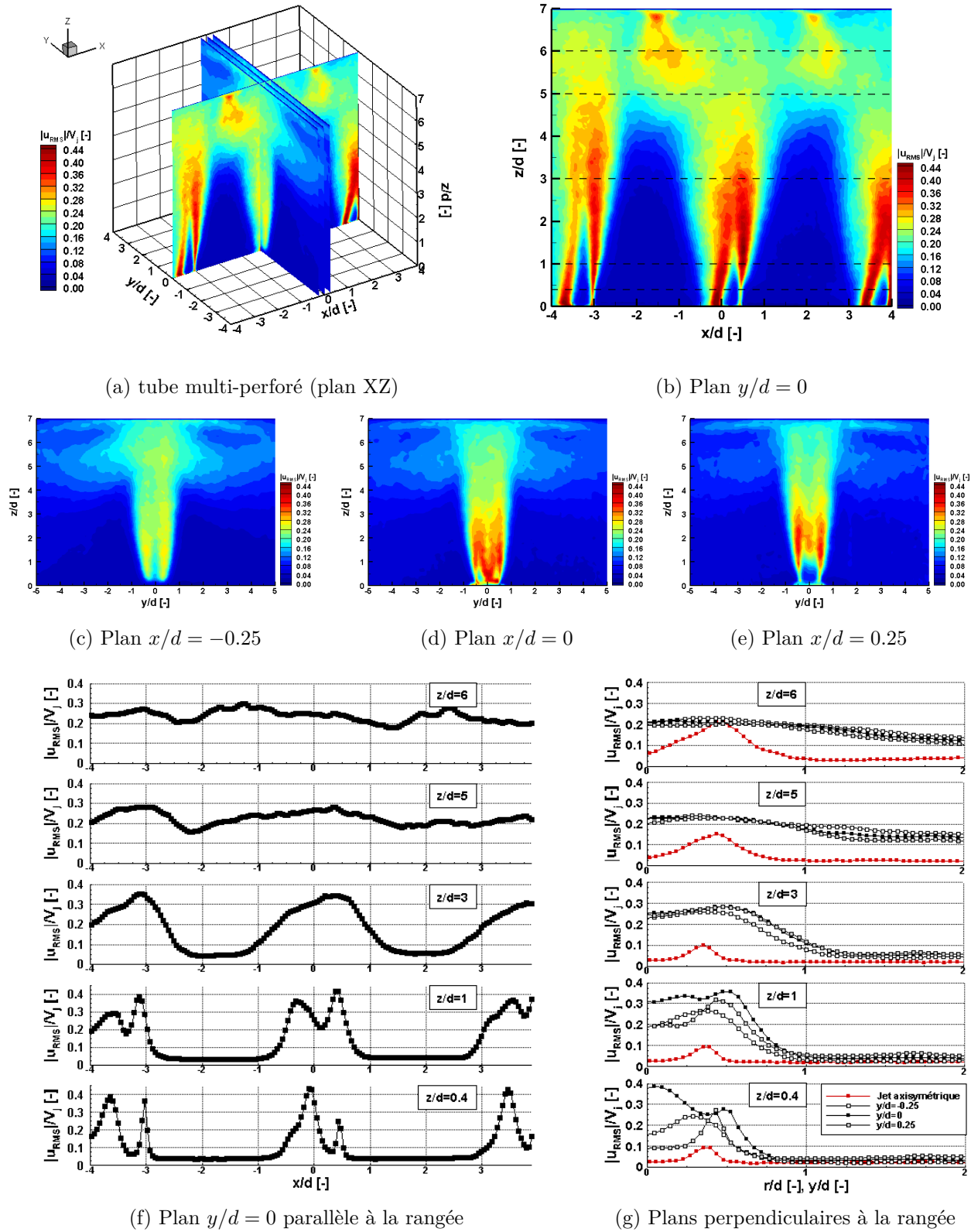


FIGURE 3.12 – Norme des champs de vitesse rms et des profils de vitesse rms : jets issus d'un tube multi-perforé ( $Re_j = 5000 - H/d = 7 - VR = 2 - p/d = 3,5$ ) et jet issu d'un tube long ( $Re_j = 5000 - H/d = 7$ ).

$40\% \overline{V}_j$  en  $z/d = 1$ . Par analogie avec un jet issu d'un tube long, ceci est probablement dû à la formation puis au développement de structures tourbillonnaires de type Kelvin-Helmholtz dans la couche de cisaillement. Les fluctuations de vitesse pour un jet issu d'un tube long restent toutefois bien plus faibles et évoluent très peu juste après l'injection (figure 3.12g) :  $|\mathbf{u}_{\text{rms}}| \approx 10\% \overline{V}_j$  entre  $z/d = 0,4$  et  $z/d = 1$ . L'épaississement de la partie aval de la couche de cisaillement est ainsi plus importante comparé à un jet axisymétrique issu d'un tube long.

- La partie amont de la couche de cisaillement présente des fluctuations de vitesse élevées dès l'injection du fait du fort aspect 3D du jet dans cette région (paragraphe 3.1.2.1). Les profils de vitesse (figure 3.12f) montrent également que les fluctuations de vitesse diminuent ensuite légèrement :  $|\mathbf{u}_{\text{rms}}| \approx 40\% \overline{V}_j$  en  $z/d = 0.4$  contre  $|\mathbf{u}_{\text{rms}}| \approx 35\% \overline{V}_j$  en  $z/d = 1$ . Cette baisse est probablement due à la diminution de l'aspect 3D du jet au fur et à mesure que le jet progresse vers la plaque. L'épaississement de la partie amont de la couche de cisaillement est également plus importante comparé à un jet axisymétrique issu d'un tube long et présente des fluctuations de vitesse plus élevées. L'aspect 3D des jets issus d'un tube multi-perforé ainsi que la déviation entre l'écoulement à l'intérieur du tube multi-perforé et les jets expliquent très probablement les fortes fluctuations de vitesse comparé à un jet axisymétrique issu d'un tube long.

La dissymétrie de la couche de cisaillement est particulièrement visible sur les plans perpendiculaires à la rangée des trous (figures 3.12c, 3.12d, 3.12e et 3.12f) : les profils de vitesse rms dans les trois plans perpendiculaires à la rangée des trous sont très différents lorsque  $z/d < 3$  (figure 3.12g), la couche de cisaillement est ainsi très dissymétrique avec de fortes fluctuations de vitesse limitées à la zone autour du coeur potentiel. Les profils de vitesse dans les plans de mesure deviennent ensuite très similaires à partir de  $z/d = 3$ . Ceci intervient après la fusion de la couche de cisaillement ( $z/d \approx 2, 5$ ). La partie aval et amont de la couche de cisaillement s'homogénéisent alors et le jet devient davantage symétrique à mesure qu'il progresse vers la plaque. Ceci est marqué par une baisse des fluctuations de vitesse de sorte que les vitesses rms en proche paroi dans la couche de cisaillement d'un jet issu d'un tube long et des jets issus d'un tube multi-perforé sont du même ordre de grandeur (figure 3.12g) :  $20\% \overline{V}_j \lesssim |\mathbf{u}_{\text{rms}}| \lesssim 25\% \overline{V}_j$  à  $z/d = 6$  (figure 3.12g). Une schématisation 3D du développement de la couche de cisaillement autour du jet est présentée sur la figure 3.13.

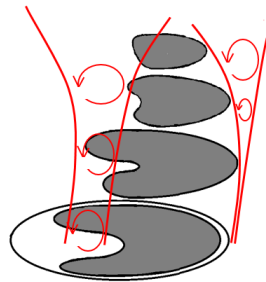


FIGURE 3.13 – Schéma du développement 3D de la couche de cisaillement.

Comme souligné dans le paragraphe 3.1.2.2, le coeur potentiel d'un jet issu d'un tube multi-perforé est nettement plus court ( $1,4d$ ) que celui d'un jet issu d'un tube long (supérieur à  $6d$ ). Plusieurs éléments peuvent expliquer cette différence :

- Du fait de l'écoulement cisailant amont, la surface de passage effective est réduite : entre 60% et 70% pour les jets issus d'un tube multi-perforé contre la totalité du trou pour un jet issu d'un tube long.
- La couche de cisaillement est bien plus épaisse pour un jet issu d'un tube multi-perforé et les fluctuations de vitesse plus importantes (figure 3.12g) : entre 25% et 40% pour les jets issus d'un tube multi-perforé contre 10% pour un jet issu d'un tube long. En effet, la déviation entre l'écoulement principal à l'intérieur du tube et les jets provoque une condition d'alimentation plus désordonnée comparé à un écoulement pleinement développé. En conséquence, la turbulence

générée dans la couche de cisaillement est bien plus importante à l'injection des jets issus d'un tube multi-perforé comparé à un jet issu d'un tube long. Cette couche de cisaillement est plus épaisse et pénètre plus rapidement au cœur du jet.

- Enfin, le rapport périmètre-surface pour un jet en forme de croissant est plus élevé comparé à un jet axisymétrique issu d'un tube long ; la couche de mélange couvre donc davantage le cœur potentiel du jet. Ceci contribue très probablement à diminuer plus rapidement la vitesse au cœur du jet.

A l'injection, la structure fortement dissymétrique et 3D des jets issus d'un tube multi-perforé entraînent une couche de cisaillement marquée par de forts niveaux de turbulence, s'épaississant et pénétrant rapidement au cœur du jet. Le cœur potentiel est ainsi bien plus court comparé à un jet axisymétrique issu d'un tube long. Les vitesses moyennes, élevées à l'injection, diminuent alors rapidement après fusion de la couche de cisaillement à approximativement  $z/d \approx 2,5$ . Dès lors, la forme caractéristique en croissant disparaît, les jets deviennent davantage symétriques et les vitesses s'homogénéisent.

### 3.1.2.3 Caractérisation dans la zone d'impact

Proche de la plaque d'impact, l'écoulement est dévié parallèlement à la paroi : la vitesse axiale  $w$  chute et les vitesses radiales  $u$  et  $v$  augmentent rapidement (figure 3.9b). Le point de stagnation du jet central, repéré par  $|\mathbf{u}| = 0$  dans le plan de la rangée de trous  $y/d = 0$ , est situé à  $x/d = 0,2$  (figure 3.9b). Il y a par conséquent un léger décalage par rapport à l'axe du trou central. Le développement du jet jusqu'à la plaque d'impact n'est pas parallèle à l'axe des trous à la différence d'un jet issu d'un tube long. En effet, l'écoulement cisailant à l'intérieur du tube multi-perforé entraîne une déviation du jet à l'injection dans la direction des  $x$  positifs (figure 3.5). Le jet est par la suite dévié dans la direction des  $x$  négatifs lorsqu'il progresse vers la plaque d'impact (figure 3.11a).

### 3.1.2.4 Caractérisation dans la zone de jet pariétal

Après impact, le jet se développe parallèlement à la paroi : la vitesse radiale augmente depuis le point de stagnation (figure 3.14a). Les profils de vitesse en proche paroi ( $z/d = 6,9$ ) dans les quatre plans de mesure sont représentés sur la figure 3.14c. Les vitesses radiales passent par un maximum à une distance  $1,3d$  du point de stagnation. Les vitesses diminuent ensuite :

- Dans le plan de la rangée des trous, l'écoulement pariétal est limité par l'interaction avec l'écoulement provenant des jets adjacents. Cette interaction correspond à l'effet fontaine et a lieu à mi-distance entre les jets. Cet effet fontaine se caractérise par une diminution de la vitesse radiale  $u$  (figure 3.14a et 3.14c) et des vitesses axiales  $w$  négatives (figure 3.14b). L'effet fontaine s'étend à une distance  $2,5d$  en amont de la plaque d'impact.
- Dans le plan perpendiculaire à la rangée des trous, l'écoulement pariétal se développe librement sans interaction avec les jets adjacents (figures 3.14a et 3.14c). Jusqu'à une distance de  $1,5d$  du point de stagnation, les vitesses radiales d'un jet issu d'un tube long sont plus élevées par rapport à un jet issu d'un multi-perforés (figure 3.14c). En effet, le cœur potentiel d'un jet issu d'un tube long étant plus long, la vitesse moyenne initiale observée à l'injection se conserve jusqu'à la plaque d'impact. En aval du point de stagnation, l'expansion radiale du jet pariétal entraîne toutefois une diminution de la vitesse radiale. A partir d'une distance de  $2d$  en aval du point de stagnation, les vitesses radiales  $v$  des jets issus d'un tube multi-perforé sont très similaires aux vitesses radiales d'un jet axisymétrique issu d'un tube long.

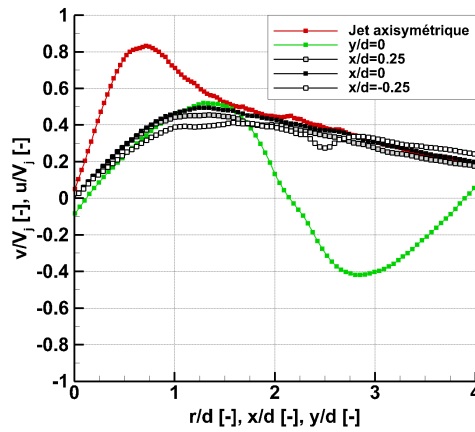
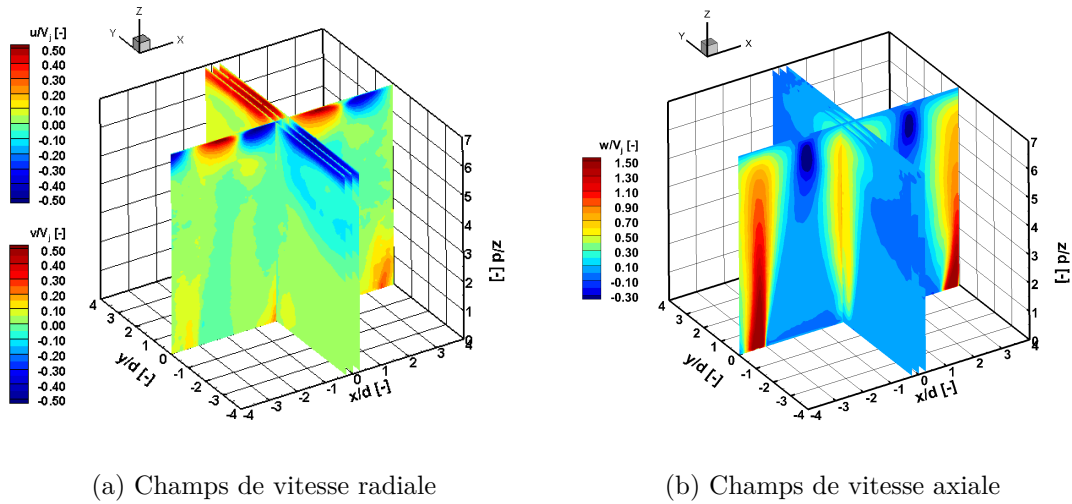


FIGURE 3.14 – Vitesses moyennes radiale et axiale :  $Re_j = 5000 - H/d = 7 - VR = 2 - p/d = 3,5$

En proche paroi, les fluctuations de vitesse sont homogènes dans les différents plans de mesure et compris entre  $10\% \overline{V_{jet}} < |\mathbf{u}_{rms}| < 20\% \overline{V_{jet}}$  (figure 3.15b). Une zone de forte fluctuation de vitesse,  $20\% \overline{V_{jet}} < |\mathbf{u}_{rms}| < 30\% \overline{V_{jet}}$  (figure 3.15a), est observable à mi-distance entre les jets ( $z/d \approx 2,2$ ). Cette zone correspond à l'effet fontaine.

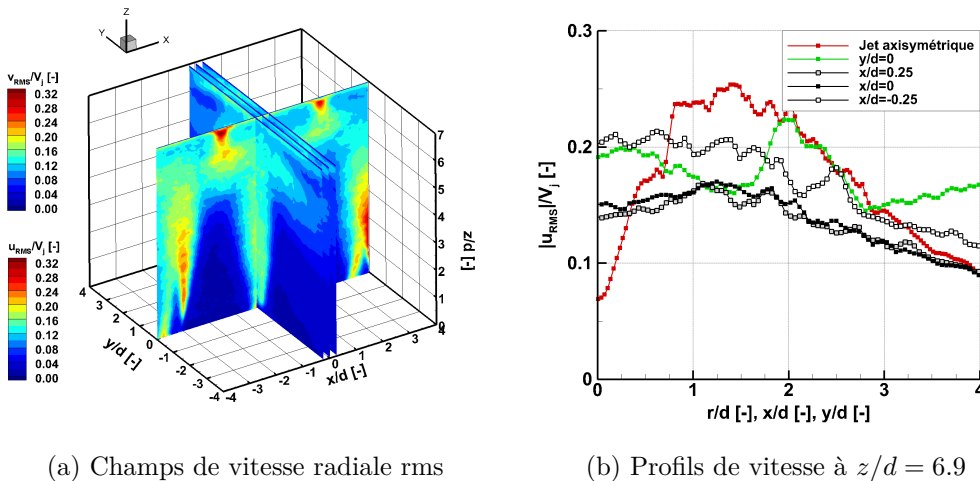


FIGURE 3.15 – Vitesses rms parallèles à la plaque :  $Re_j = 5000 - H/d = 7 - VR = 2 - p/d = 3,5$

La caractérisation en proche paroi des jets issus d'un tube multi-perforé ( $H/d = 7$  et  $p/d = 3, 5$ ) a montré que les interactions entre jets se limitent au niveau de l'effet fontaine, c'est-à-dire proche de la paroi d'impact et à mi-distance entre les jets. Par ailleurs, la fusion, très tôt, de la couche de cisaillement et son épaissement rapide provoquent une chute rapide de la vitesse moyenne au cœur du jet et donc des vitesses axiale et radiale relativement faibles en proche paroi comparé à un jet axisymétrique issu d'un tube long. Ceci entraîne des différences notables sur les transferts thermiques et sont notamment discutées dans le paragraphe suivant.

### 3.1.2.5 Caractérisation thermique

Ce paragraphe vise à présenter les transferts thermiques entre les jets issus d'un tube multi-perforé et une plaque chauffée. La configuration d'étude choisie correspond à celle étudiée aérodynamiquement jusqu'ici :  $Re_j = 5000$ ,  $H/d = 7$ ,  $VR = 2$ ,  $p/d = 3, 5$ . Les mesures par thermographie infrarouge permettent d'obtenir la distribution du nombre de Nusselt sur la plaque d'impact. La figure 3.16 présente cette répartition du nombre de Nusselt.

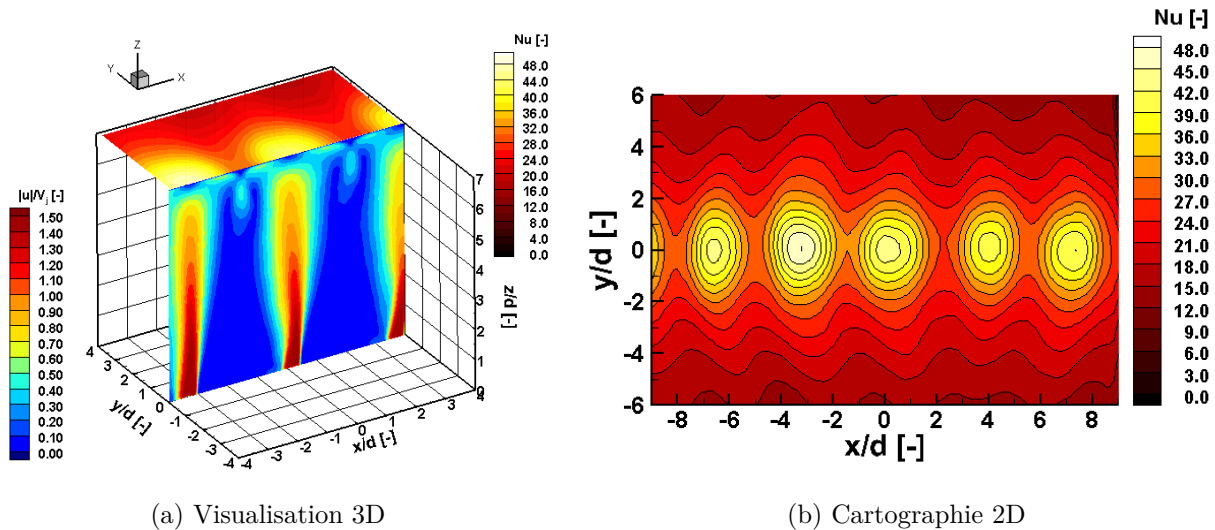


FIGURE 3.16 – Cartographie du nombre de Nusselt de jets issus d'un tube multi-perforé :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 7$  -  $VR = 2$  -  $p/d = 3, 5$ .

#### ► Cartographie du nombre de Nusselt

Les zones d'impact entre les jets et la plaque chauffée sont marquées par des transferts thermiques importants (figure 3.16a). La distribution du nombre de Nusselt autour du point d'impact n'est pas axisymétrique, les contours d'iso-Nusselt ayant une forme d'ellipse autour des points d'impact (figure 3.16b). Ceci peut s'expliquer en s'appuyant sur l'analyse de l'écoulement des jets en proche paroi (paragraphe 3.1.2.4) : après avoir impacté la plaque, l'écoulement pariétal du jet est limité dans la direction de la rangée des trous du fait de l'interaction avec les jets adjacents. L'écoulement pariétal se développe en revanche librement dans la direction perpendiculaire à la rangée des trous (figure 3.14). La répartition du débit n'est pas axisymétrique, ceci est susceptible d'induire des transferts thermiques plus importants dans la direction  $x$  et par conséquent des iso-contours du nombre de Nusselt ellipsoïdaux au niveau des points d'impact.

### ► Distribution locale du nombre de Nusselt

La distribution locale du nombre de Nusselt est présentée figure 3.17a :

- Dans la direction parallèle à la rangée des trous (plan  $y/d = 0$ ), la distribution du nombre de Nusselt présente des pics au niveau des points de stagnation. Le pic du nombre de Nusselt du jet central est égal à  $Nu_0 = 44$  et est situé à  $x/d = 0.1$ . On constate un léger décalage de la position du pic par rapport à la position du trou central. Ce décalage, déjà observé sur le point de stagnation (paragraphe 3.1.2.3) lors de l'étude aérodynamique ci-dessus, résulte du développement du jet de manière non-parallèle par rapport à l'axe des trous. Entre les pics du nombre de Nusselt, des creux sont situés à mi-distance entre les jets et coïncident avec la position de l'effet fontaine observé paragraphe 3.1.2.4.
- Dans la direction perpendiculaire à la rangée des trous (plan  $x/d = 0, 1$ ), le nombre de Nusselt diminue de manière monotone en s'éloignant du point de stagnation.

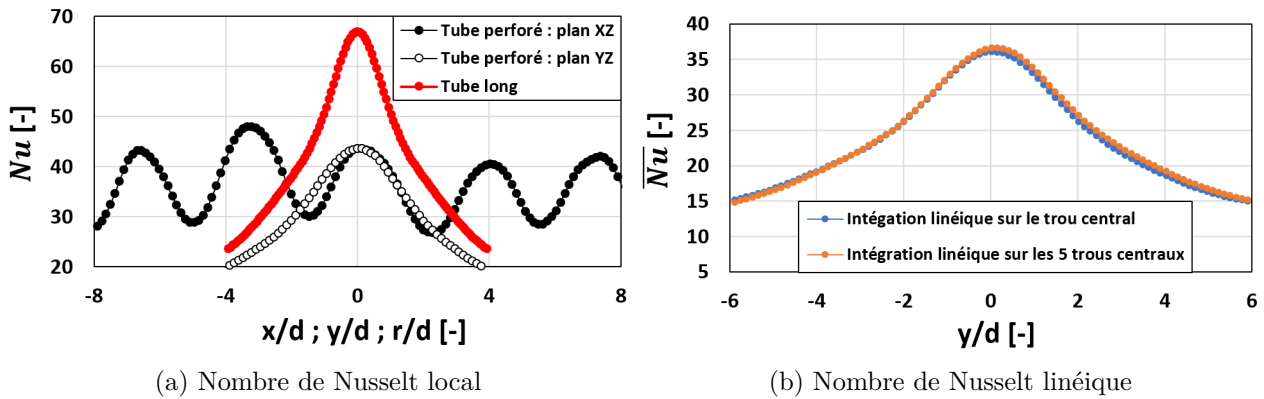


FIGURE 3.17 – Distribution du nombre de Nusselt des jets issus d'un tube multi-perforé ( $Re_j = 5000$  -  $H/d = 7$  -  $VR = 2$  -  $p/d = 3, 5$ ) et comparaison avec un jet issu d'un tube long ( $Re_j = 5000$  -  $H/d = 7$ ).

Il est à noter qu'on observe de légères disparités du nombre de Nusselt entre les points de stagnation des cinq jets centraux. Ces valeurs sont reportées dans le tableau 3.1 :

	Trou n°2	Trou n°3	Trou n°4	Trou n°5	Trou n°6	Moyenne	Écart type
$Nu_0$	43,2	48,0	43,6	40,5	42,0	43.5	2,5

TABLE 3.1 – Disparité du nombre de Nusselt aux points de stagnation :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 7$  -  $VR = 2$  -  $p/d = 3, 5$ .

Cette différence peut s'expliquer par une légère disparité de débit traversant chaque trou. Afin de quantifier cette disparité et pour s'assurer que le jet central est bien représentatif de la thermique sur l'ensemble de la rangée des jets, le nombre de Nusselt linéique<sup>5</sup>  $\overline{Nu}(y/d)$  est intégré le long des cinq trous centraux ( $-2,5p/d < x/d < 2,5p/d$ ), puis comparé au nombre de Nusselt linéique intégré sur le trou central uniquement ( $-0,5p/d < x/d < 0,5p/d$ ). Dans l'ensemble de nos travaux, on constate que l'écart entre les deux profils est faible et n'excède pas 5%. La comparaison correspondant au cas d'étude présenté dans cette partie est ici indiquée sur la figure 3.17b. La distribution locale du nombre de Nusselt pour le trou central peut donc être considérée comme représentative du transfert thermique sur l'ensemble de la rangée de trous.

5. La définition du nombre de Nusselt linéique est présentée dans le paragraphe 1.3.1.3.

### ► Comparaison avec un jet axisymétrique issu d'un tube long

Les transferts thermiques pour des jets issus d'un tube multi-perforé et un jet issu d'un tube long sont présentés dans la figure 3.17a. Le nombre de Nusselt pour un jet axisymétrique issu d'un tube long est plus élevé : au point de stagnation, le nombre de Nusselt est supérieur d'approximativement 50%. En effet, l'étude aérodynamique dans le paragraphe 3.1.2.2 a montré que la vitesse au cœur des jets issus d'un tube multi-perforé diminue rapidement quand le jet progresse vers la plaque d'impact (figure 3.11b). A contrario, le cœur potentiel d'un jet axisymétrique étant supérieur à  $6d$ , la vitesse au cœur du jet se maintient jusqu'en proche paroi (figures 3.11b et 3.14c). Ceci induit un nombre de Nusselt bien plus faible pour un jet issu d'un tube multi-perforé.

En s'éloignant du point de stagnation, le nombre de Nusselt diminue de manière plus importante pour un jet issu d'un tube long. L'écart du nombre de Nusselt entre les deux configurations tend à diminuer. En particulier, à une distance de  $4d$ , cet écart n'est plus que d'approximativement 20%. En effet, les distributions de vitesse en proche paroi ( $z/d = 6, 9$ ) pour des jets issus d'un tube multi-perforé et un jet issu d'un tube long (figure 3.14c) deviennent similaires en aval du point de stagnation à partir de  $2,5d$ . Ceci peut expliquer la diminution de l'écart du nombre de Nusselt entre les deux configurations loin du point de stagnation.

Les transferts thermiques entre des jets issus d'un tube multi-perforé sont caractérisés d'une part, par des zones avec un nombre de Nusselt élevé au niveau de l'impact, et d'autre part par des zones avec un nombre de Nusselt plus faible à mi-distance entre les points d'impact au niveau de l'effet fontaine. Les transferts thermiques correspondant aux jets issus d'un tube multi-perforé sont plus faibles que ceux d'un jet axisymétrique issu d'un tube long : le cœur potentiel étant bien plus court, la vitesse dans les jets diminue rapidement lorsque les jets progressent vers la plaque d'impact. A contrario, la vitesse au cœur d'un jet issu d'un tube long se conserve et induit des transferts thermiques plus importants.



## 3.2 Influence de l'écoulement cisailant amont $VR$

L'écoulement cisailant amont est quantifié par le rapport de vitesses,  $VR = \overline{V}_j / \overline{V}_{tube}$ , entre l'écoulement à l'intérieur du tube et les jets : plus  $VR$  est faible, plus l'écoulement cisailant amont est fort. Cette partie est dédiée à l'étude d'influence de l'écoulement cisailant amont sur la structure aérodynamique et les transferts thermiques associés aux jets issus d'un tube multi-perforé. On reprend la configuration présentée dans la partie 3.1.2 ( $Re_j = 5000 - H/d = 7 - p/d = 3,5$ ) en faisant ici varier l'intensité de l'écoulement cisailant dans la plage  $2 < VR < 9,7$  :  $VR = 2$  correspond à un écoulement fortement cisailé et  $VR = 9,7$  au cisaillement le plus faible (le tube multi-perforé est fermé à son extrémité).

### 3.2.1 Influence de $VR$ sur l'aérodynamique des jets

Ce paragraphe vise à étudier l'influence de l'écoulement cisailant amont sur la structure aérodynamiques des jets. Les jets sont caractérisés depuis l'injection jusqu'à la plaque d'impact.

#### 3.2.1.1 Caractérisation à l'injection

Les profils de la norme des vitesses moyennes et rms à l'injection ( $z/d = 0,4$ ) sont représentés sur les figures 3.18a et 3.18b pour  $VR = 2 - 4 - 9,7$ . On s'intéresse dans un premier temps aux vitesses moyennes (figure 3.18a).

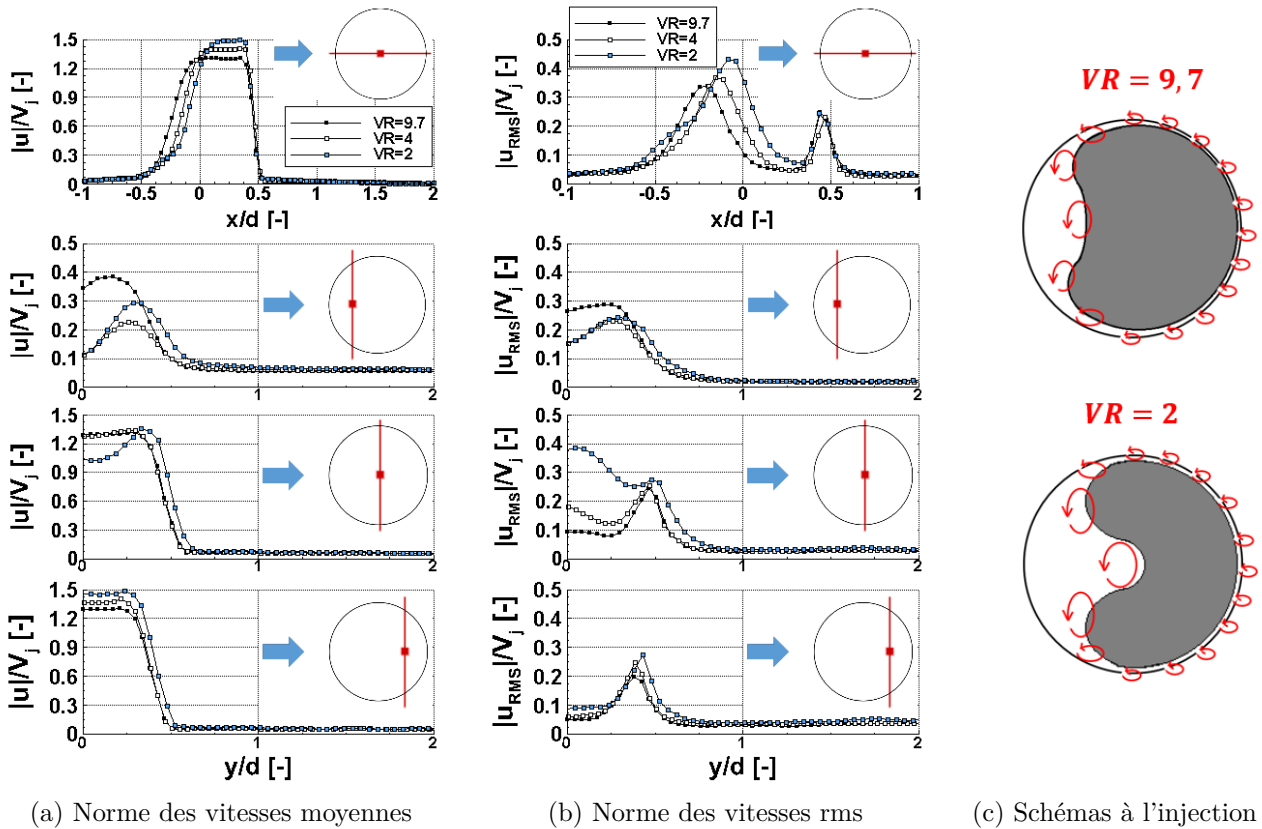


FIGURE 3.18 – Influence de  $VR$  sur les profils de la norme des vitesses à l'injection ( $z/d = 0,4$ ) :  $Re_j = 5000 - H/d = 7 - p/d = 3,5$ .

### ► Vitesses moyennes

Le paragraphe 3.1.2.1 a montré que les jets issus d'un tube multi-perforé émergent avec une surface de passage réduite à une forme de croissant lorsque l'écoulement cisailant amont est important ( $VR = 2$ ), ceci se traduit par un profil de vitesse plat limité à la moitié aval du trou d'injection.

- Lorsque le cisaillement diminue ( $VR = 4$  et  $9,7$ ), le profil de vitesse moyenne dans le plan parallèle à la rangée des trous (figure 3.18a) reste plat dans la moitié aval mais s'élargit : entre  $-0,1 < x/d < 0,4$  pour  $VR = 9,7$  contre  $0,1 < x/d < 0,4$  pour  $VR = 2$ . La section de passage efficace augmente donc lorsque le cisaillement diminue. Ceci entraîne une diminution de la vitesse maximale à l'injection :  $|\mathbf{u}_{\max}| = 1,5\bar{V}_j$  pour  $VR = 2$  contre  $|\mathbf{u}_{\max}| = 1,3\bar{V}_j$  pour  $VR = 9,7$ . En effet, lorsque l'intensité de l'écoulement cisailant diminue, le débit à l'intérieur du tube diminue. La déviation entre l'écoulement à l'intérieur du tube multi-perforé et le jet se produit vraisemblablement plus proche du bord amont du trou situé à  $x/d = -0,5$ , entraînant une augmentation de la surface de passage (figure 3.19).

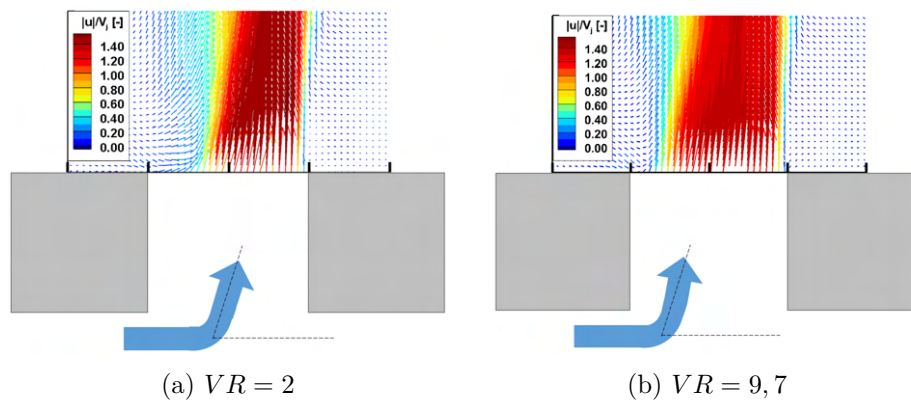


FIGURE 3.19 – Influence de  $VR$  sur les champs de vitesse à l'injection :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 7$  -  $p/d = 3,5$ .

- Dans les plans perpendiculaires à la rangée des trous (figure 3.18a), l'augmentation de la surface de passage lorsque  $VR$  diminue se caractérise par une augmentation de la vitesse moyenne dans la moitié amont du trou d'injection (plan  $x/d = -0,25$ ). Par ailleurs, la forme caractéristique en croissant tend à disparaître lorsque l'écoulement cisailant diminue. Une visualisation schématique est représentée figure 3.18c. Enfin, lorsque l'écoulement cisailant diminue, les profils de vitesse moyenne à l'injection se rapprochent d'un jet axisymétrique issu d'un tube long ( $|\mathbf{u}_{\max}| = 1,2\bar{V}_j$  à l'injection pour un jet issu d'un tube long, figure 3.1c). Un écart reste toutefois visible par rapport à la configuration la plus faiblement cisailée ( $|\mathbf{u}_{\max}| = 1,3\bar{V}_j$  à l'injection pour  $VR = 9,7$ , figure 3.18a). Ceci semble indiquer que la valeur maximale de  $VR$  testée,  $VR = 9,7$ , ne suffit pas à caractériser une configuration où l'influence de l'écoulement cisailant amont est négligeable (configuration du type chambre de tranquillisation, figure 1.18b).

En s'appuyant sur les six profils de vitesse moyenne mesurés à l'injection, la section de passage efficace est estimée approximativement entre 75% et 80% de la surface totale du trou pour  $VR = 9,7$  contre 60% à 70% pour  $VR = 2$ .

### ► Fluctuations de vitesse

Les profils de la norme des vitesses rms sont présentés à l'injection ( $z/d = 0,4$ ) sur la figure 3.18b. Dans le plan parallèle à la rangée des trous, la position et le niveau du pic de vitesse rms situé à  $x/d = 0,5$  sont peu modifiés par l'intensité de l'écoulement cisailant :  $|\mathbf{u}_{\text{rms}}| = 25\%\bar{V}_j$ . En revanche, le pic de vitesse rms amont se décale dans la direction des  $x$  négatifs et diminue lorsque  $VR$  augmente. En effet, l'augmentation de la section de passage et donc de la largeur du cœur potentiel lorsque le cisaillement diminue provoque un espacement de la partie amont et aval de la couche de

cisaillement. Par ailleurs, les champs de vitesse moyenne ont montré que le jet devient davantage symétrique lorsque le cisaillement diminue. Ainsi, l'aspect 3D diminue et entraîne très probablement une diminution des fluctuations de vitesse. Cet espacement de la partie amont et aval de la couche de cisaillement ainsi que cette diminution du niveau de turbulence sont aussi visibles sur les profils de vitesse rms dans la direction perpendiculaire à la rangée des trous (figure 3.18b) : les vitesses rms les plus élevées ( $40\% \overline{V}_j$ ) dans le plan  $x/d = 0$  correspondent à la configuration  $VR = 2$  tandis que celles les plus élevées ( $30\% \overline{V}_j$ ) dans le plan  $x/d = -0,25$  correspondent à la configuration  $VR = 9,7$ .

A noter également que, bien que les niveaux de turbulence dans la couche de cisaillement sont les plus faibles lorsque l'extrémité du tube est fermé ( $VR = 9,7$ ), ceux-ci restent plus élevés dans la partie aval ( $25\% \overline{V}_j$ ) comparé à un jet issu d'un tube long ( $10\% \overline{V}_j$ ). Malgré la diminution de l'écoulement cisailant amont ( $VR = 9,7$ ), la structure d'un jet issu d'un tube multi-perforé reste éloignée d'un jet issu d'un tube long.

### 3.2.1.2 Caractérisation dans la zone de jet libre

Dans la région de jet libre, le paragraphe 3.1.2.2, mené à  $VR = 2$ , a montré que la couche de cisaillement d'un jet issu d'un tube multi-perforé pénètre rapidement à l'intérieur du jet, entraînant un raccourcissement du cœur potentiel et une diminution rapide de la vitesse moyenne. Par ailleurs, une déviation du jet dans la direction des  $x$  négatifs lorsque le jet progresse vers la plaque d'impact a été mise en évidence. La norme du champ de vitesse moyenne pour  $VR = 2$  est ainsi superposée aux contours de la norme de la vitesse moyenne pour  $VR = 9,7$  sur la figure 3.20a afin de comparer l'influence de l'écoulement cisailant amont dans la région de jet libre.

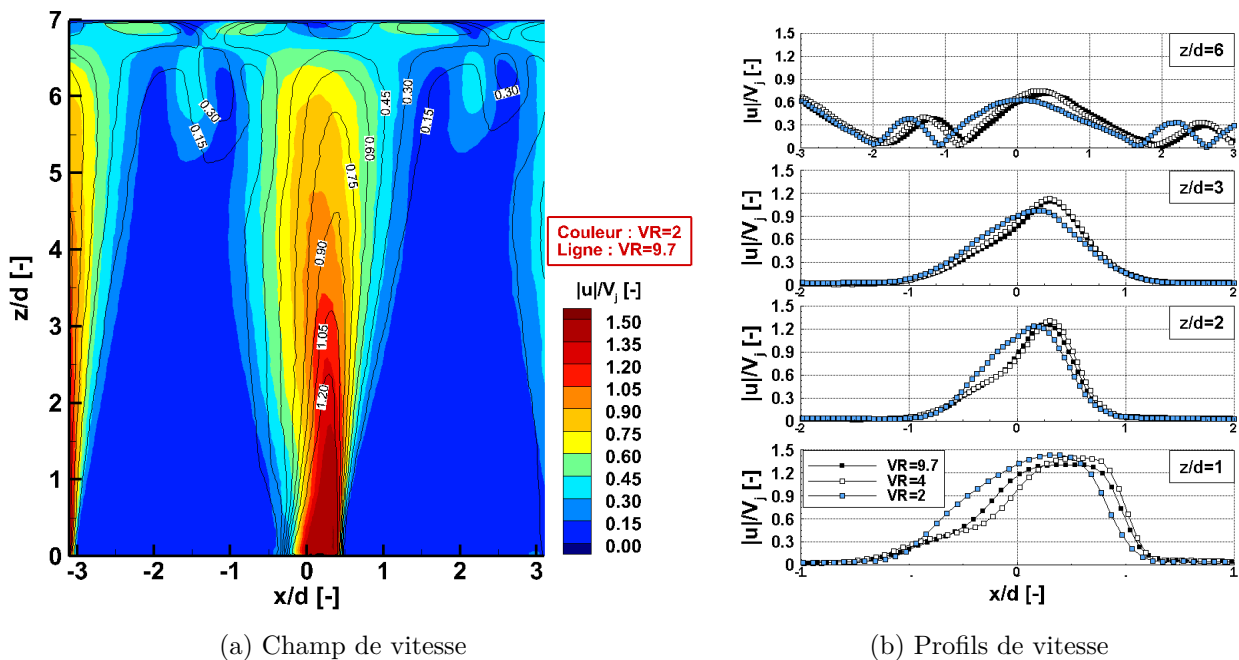


FIGURE 3.20 – Influence de  $VR$  sur les vitesses moyennes dans le plan  $y/d = 0$  :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 7$  -  $p/d = 3,5$

Lorsque le jet progresse vers la plaque d'impact, la déviation du jet dans la direction des  $x$  négatifs n'est pas aussi prononcée pour un faible écoulement cisailant  $VR = 9,7$  par rapport à  $VR = 2$  (figure 3.20a). Cette tendance a également été mise en évidence dans les travaux de [Fénot et Dorignac \(2016\)](#) menés sur un jet unique, avec un écoulement cisailant amont important (inférieur à  $VR = 2$ ). Ceci a notamment des conséquences sur la position du point de stagnation et est discuté dans le paragraphe 3.2.2 sur les transferts thermiques associés.

Comme il a étudié précédemment, les profils de vitesse moyenne pour les trois valeurs de  $VR$  diffèrent à l'injection ( $z/d = 0, 4$  : figure 3.18) et proche de l'injection ( $z/d = 1$  : figure 3.20b). Ceci est également visible sur les fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement (figure 3.21) : proche de l'injection, entre  $z/d = 1$  et  $z/d = 2$ , les pics de vitesse rms autour du cœur potentiel s'estompent plus rapidement pour  $VR = 2$  comparé à  $VR = 9,7$ . La couche de cisaillement autour du cœur potentiel pénètre donc plus rapidement lorsque l'intensité de l'écoulement cisailant amont augmente. Pour autant, les profils de vitesse moyenne et rms pour les trois valeurs de  $VR$  deviennent similaires à mesure que le jet progresse vers la plaque d'impact ( $z/d > 3$  : figures 3.20b et 3.21). En effet, la fusion de la couche de cisaillement à approximativement  $2,5 < z/d < 3$  tend à homogénéiser les profils de vitesse et ainsi diminuer l'influence des conditions des jets en sortie d'injection. L'influence de l'écoulement cisailant sur la région de jet libre devient ainsi limitée lorsque  $z/d > 3$ .

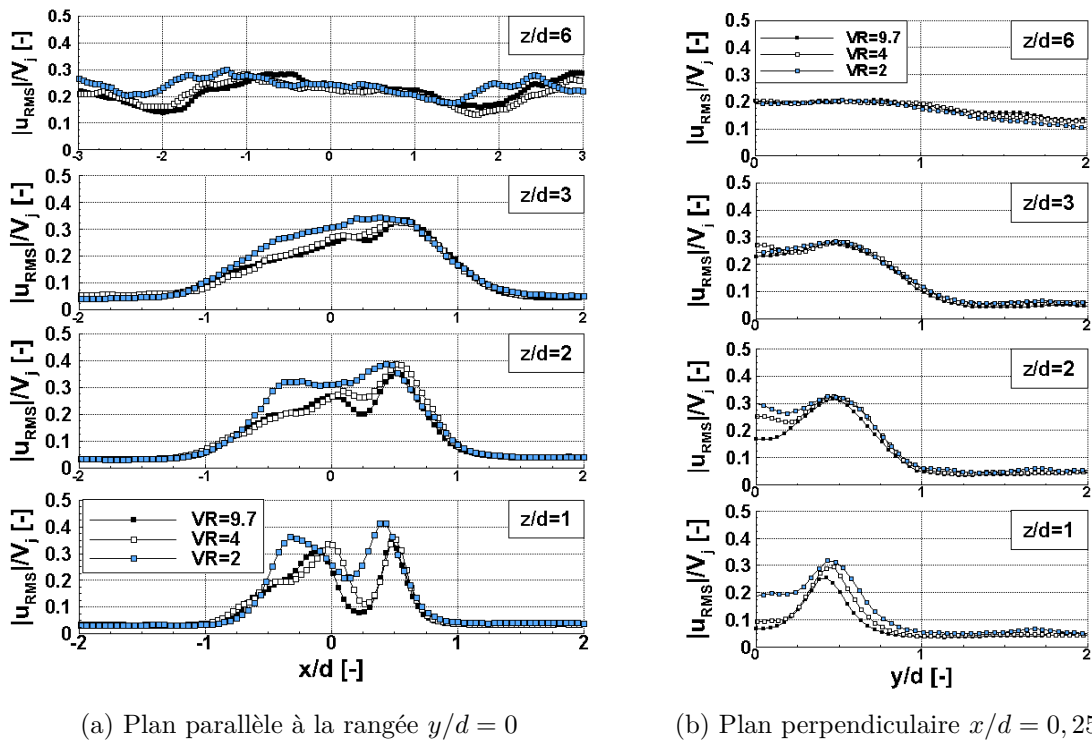


FIGURE 3.21 – Influence de  $VR$  sur les vitesses rms dans le plan  $y/d = 0$  :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 7$  -  $p/d = 3,5$

La longueur du cœur potentiel, égale à  $1,4d$  pour  $VR = 2$ , vaut  $2,2d$  pour  $VR = 9,7$ . La longueur du cœur potentiel diminue donc lorsque l'intensité de l'écoulement cisailant amont augmente. En effet, pour un écoulement fortement cisailé, la diminution de la largeur du cœur potentiel, l'augmentation des fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement et son épaissement rapide sont très probablement des facteurs qui expliquent la diminution du cœur potentiel.

### 3.2.1.3 Caractérisation dans les zones d'impact et de jet pariétal

Lorsque l'écoulement cisailant diminue, la déviation du jet dans la direction des  $x$  négatifs n'est pas aussi prononcée (figure 3.20a). En conséquence, le jet impacte la plaque à  $x/d \approx 0,5$  pour  $VR = 9,7$  contre  $x/d \approx 0,1$  pour  $VR = 2$ . La localisation de l'effet de fontaine se déplace de manière similaire en restant à mi-distance entre les jets.

Lorsque l'intensité de l'écoulement cisailant diminue, la surface de passage efficace des jets issus d'un tube multi-perforé augmente. La forme caractéristique en croissant tend alors à disparaître et le jet occupe la quasi-totalité du trou. Cette diminution de l'aspect 3D du jet est notamment associée à une diminution des fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement. Celle-ci pénètre moins rapidement au cœur du jet lorsque le cisaillement diminue, entraînant une légère augmentation de la longueur du cœur potentiel. Pour autant, lorsque la couche de cisaillement autour du cœur potentiel fusionne (à  $2,5 < z/d < 3$ ), les profils de vitesses moyenne et rms s'homogénéisent. L'influence de l'écoulement cisailant amont devient alors négligeable lorsque le jet progresse vers la plaque d'impact ( $z/d > 3$ ).

Enfin, lorsque le tube multi-perforé est fermé à son extrémité, la structure aérodynamique des jets issus d'une telle configuration et d'un jet axisymétrique issu d'un tube long (sans écoulement cisailant) sont encore distinctes : section de passage plus réduite et niveau de turbulence plus important lorsque le tube multi-perforé est fermé à son extrémité. La configuration  $VR = 9,7$  ne suffit vraisemblablement pas à caractériser une configuration où l'influence de l'écoulement cisailant amont est négligeable.

### 3.2.2 Influence de $VR$ sur les transferts thermiques

Ce paragraphe vise à étudier l'influence de l'écoulement cisailant amont sur les transferts thermiques associés aux jets issus d'un tube multi-perforé. La configuration d'étude choisie correspond à celle étudiée aérodynamiquement dans le paragraphe 3.2.1 :  $Re_j = 5000$ ,  $H/d = 7$ ,  $p/d = 3,5$ .

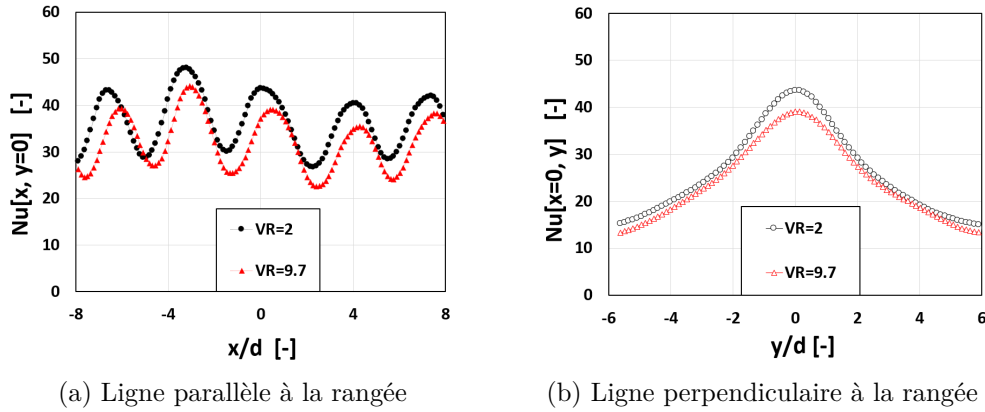
#### ► Distribution locale du nombre de Nusselt

La distribution du nombre de Nusselt dans la direction parallèle à la rangée des trous est présentée sur la figure 3.22a. Le nombre de Nusselt est localement plus élevé pour  $VR = 2$  comparé à  $VR = 9,7$ . Ceci est également le cas dans la direction perpendiculaire à la rangée des trous présentée figure 3.22b à  $x/d = 0,1$  pour  $VR = 2$  et  $x/d = 0,5$  pour  $VR = 9,7$ . En particulier, au point de stagnation du jet central :

$$\begin{cases} Nu_0[x/d = 0,1; y/d = 0] \approx 43 & \text{pour } VR = 2 \\ Nu_0[x/d = 0,5; y/d = 0] \approx 39 & \text{pour } VR = 9,7 \end{cases} \quad (3.1)$$

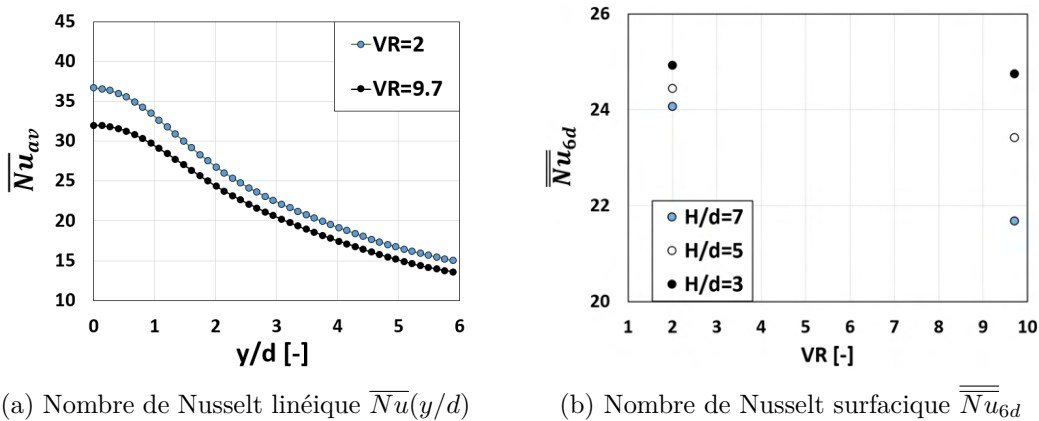
Un écoulement cisailant amont plus important tend donc à augmenter légèrement les transferts thermiques associés aux jets issus d'un tube multi-perforé. Son influence sur les transferts thermiques reste toutefois limité. En effet, l'étude aérodynamique, paragraphe 3.2.1, a montré que l'influence de l'écoulement cisailant sur les caractéristiques aérodynamiques du jet devient faible après la fusion de la couche de cisaillement ( $z/d > 3$ ). Les profils de vitesse s'homogénéisent et les vitesses moyennes et rms deviennent très similaires en proche paroi (figures 3.20b et 3.21).

Par ailleurs, le pic du nombre de Nusselt au point de stagnation du jet central est situé à  $x/d \approx 0,1$  pour  $VR = 2$  et à  $x/d \approx 0,5$  pour  $VR = 9,7$ . Ces pics correspondent aux positions des points de stagnation observées dans l'étude aérodynamique paragraphe 3.2.1. Le décalage du pic du nombre de Nusselt par rapport à  $x/d = 0$  résulte de la déviation des jets lorsqu'ils progressent vers la plaque d'impact (cf paragraphe 3.2.1, figure 3.20a).

FIGURE 3.22 – Influence de  $VR$  sur le nombre de Nusselt :  $Re_j = 5000 - VR = 9,7 - p/d = 3,5$ 

### ► Distribution moyenne du nombre de Nusselt

Le nombre de Nusselt surfacique,  $\overline{Nu}_{6d}$ , est présenté figure 3.23. Le nombre de Nusselt moyen  $\overline{Nu}_{6d}$  diminue de 9,4% pour  $H/d = 7$  lorsque l'écoulement cisailant amont augmente de  $VR = 2$  à  $VR = 9,7$ . Cette diminution est de 3,8% pour  $H/d = 5$  et de 0,6% pour  $H/d = 3$ . La faible influence de ce paramètre est donc également vérifiée sur le nombre de Nusselt moyen.

FIGURE 3.23 – Influence de  $VR$  sur le nombre de Nusselt moyen :  $Re_j = 5000 - VR = 9,7 - p/d = 3,5$ 

Cette partie s'est consacrée à l'étude d'influence de l'écoulement cisailant amont. L'étude présentée ici pour  $Re_j = 5000$  et  $p/d = 3,5$  a été réalisée dans la plage complète des essais ( $1500 < Re_j < 5000$ ,  $3 < H/d < 7$  et  $2,25 < p/d < 3,5$ ). L'influence de ce paramètre s'est avérée faible sur les transferts thermiques. On note en effet une légère augmentation du nombre de Nusselt,  $\overline{Nu}_{6d}$ , lorsque l'écoulement cisailant amont augmente. Cette augmentation est inférieure à 5% pour la très grande majorité des essais.<sup>6</sup> L'influence relativement faible de l'écoulement cisailant sur les transferts thermiques résulte très probablement de l'homogénéisation des profils de vitesses moyennes et rms après fusion de la couche de cisaillement, l'influence des conditions initiales à l'injection devenant alors faible lorsque le jet atteint la plaque d'impact à  $3 < H/d < 7$ .

6. A noter que, bien que l'augmentation de  $\overline{Nu}_{6d}$  est inférieure à 5% pour la quasi-totalité des essais entrepris dans la plage de nos travaux, deux configurations ont montré une augmentation supérieure à 5% : la configuration présentée dans ce paragraphe  $Re_j = 5000 - H/d = 7 - p/d = 3,5$  (augmentation de 9,4%) et la configuration  $Re_j = 5000 - H/d = 7 - p/d = 2,25$  (augmentation de 6,1%).

### 3.3 Influence de la distance d'impact $H/d$

Cette partie est dédiée à l'étude de l'influence de la distance d'impact. On reprend les configurations d'un jet axisymétrique issu d'un tube long ( $Re_j = 5000$ ) et des jets issus d'un tube multi-perforé ( $Re_j = 5000 - VR = 9,7 - p/d = 3,5$ ) présentées en détail dans le paragraphe 3.1 en faisant ici varier la distance d'impact dans la plage  $3 < H/d < 7$ .

#### 3.3.1 Jet axisymétrique issu d'un tube long

On étudie dans un premier temps l'influence de la distance d'impact sur la structure aérodynamique et les transferts thermiques associés à un jet axisymétrique issu d'un tube long. Cette étude intermédiaire permettra par la suite de distinguer les particularités propres aux jets issus d'un tube multi-perforé. L'effet de la distance d'impact est étudié entre  $3 < H/d < 7$  pour permettre une comparaison directe avec les jets issus d'un tube multi-perforé.

##### 3.3.1.1 Influence de $H/d$ sur l'aérodynamique du jet

L'influence de la distance d'impact est étudiée successivement dans la zone de jet libre, la zone d'impact et la zone de jet pariétal.

##### ► Zone de jet libre

Les figures 3.24a à 3.24c présentent la norme des champs de vitesse moyenne pour les trois distances d'impact étudiées. Les profils de la norme des vitesses moyennes sont également renseignés sur la figure 3.24d. Dans la région de jet libre, située entre l'injection et une distance de  $1d$  en amont de la plaque d'impact, les profils de vitesse pour les trois distances d'impact sont identiques (figure 3.24d). La plaque d'impact n'a donc pas d'influence sur le développement du jet dans la région de jet libre. Ceci est aussi en accord avec les observations de [Jambunathan \*et al.\* \(1992\)](#), notant pour des jets pleinement turbulents que la plaque modifie l'écoulement en amont à partir d'une distance de  $1,2d$ . Par ailleurs, l'influence de la plaque sur les fluctuations de vitesse dans la région du jet libre est aussi très faible (figure 3.25) : les profils de vitesse rms (figure 3.25d) sont identiques pour les trois distances d'impact dans la région de jet libre.

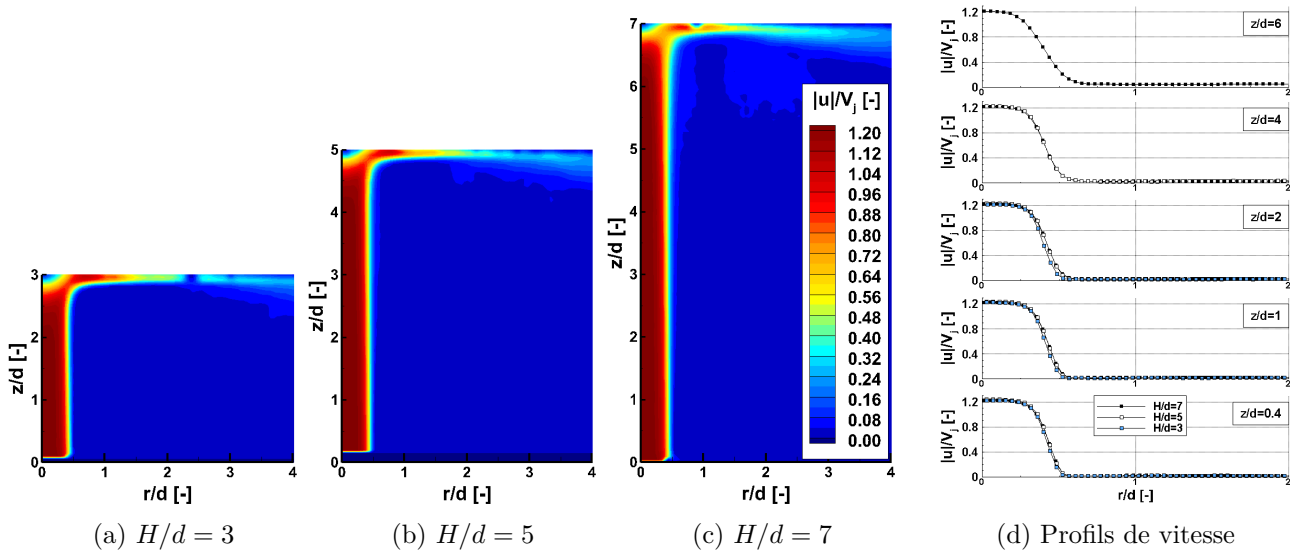
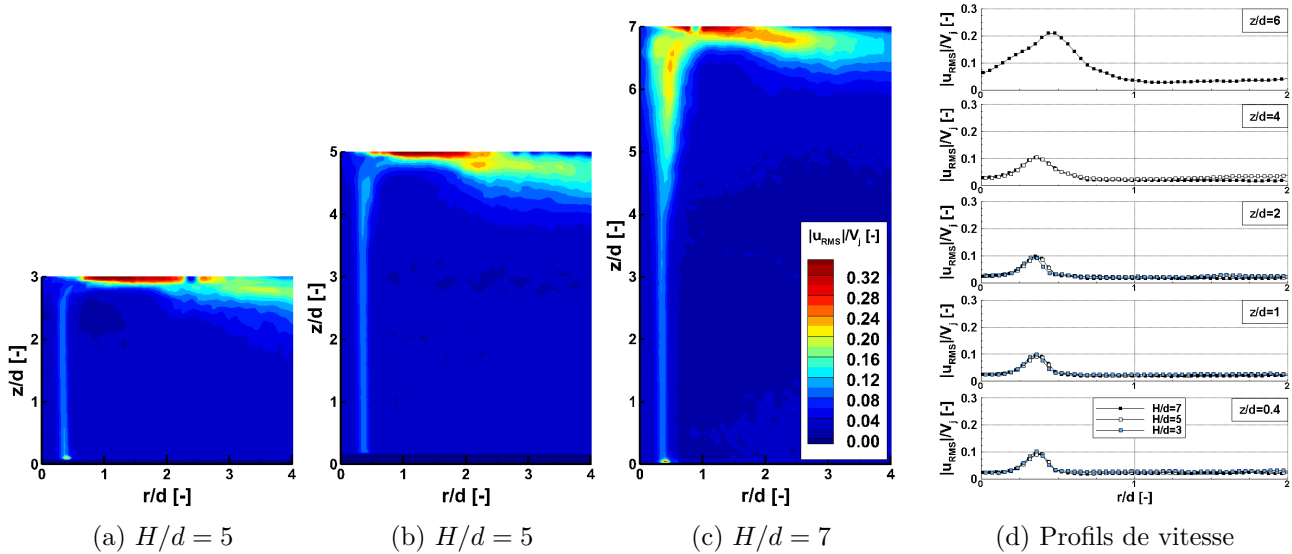


FIGURE 3.24 – Influence de  $H/d$  sur la norme des vitesses moyennes : jet axisymétrique issu d'un tube long ( $Re_j = 5000$ ).

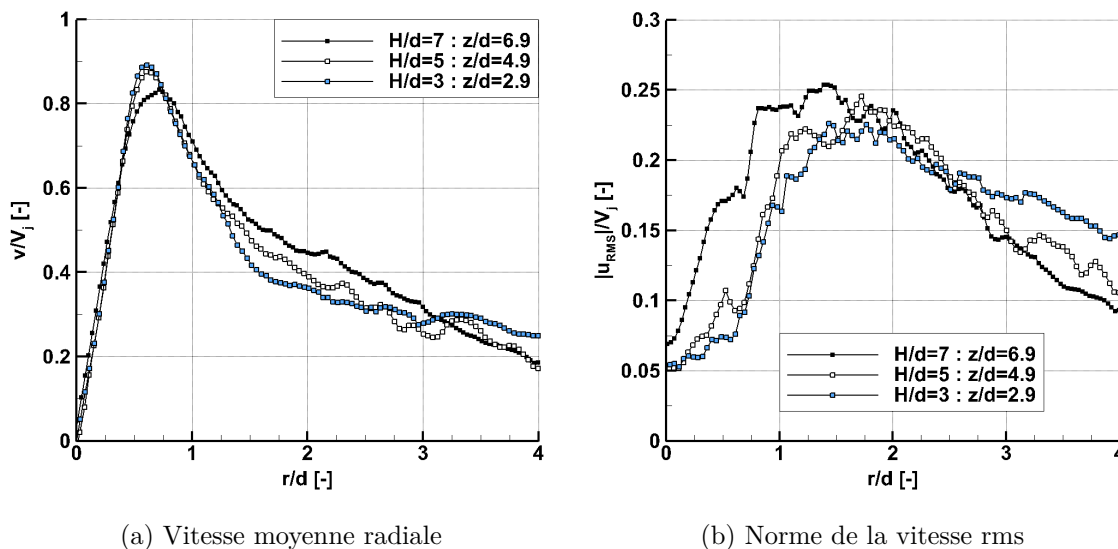
Comme il a été souligné dans le paragraphe 3.1.1.1, le développement de la couche de cisaillement s'amorce véritablement à partir de  $z/d = 4$  (figure 3.25c) et atteint des vitesses rms de l'ordre de

FIGURE 3.25 – Influence de  $H/d$  sur les vitesses rms :  $Re_j = 5000$ .

$20\% \overline{V}_j$  à  $z/d = 6$  pour  $H/d = 7$ . En conséquence, pour les plus faibles distances d'impact  $H/d = 3$  et  $H/d = 5$ , les fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement restent faibles (de l'ordre de  $10\% \overline{V}_j$ ) dans la région de jet libre. A noter que le jet impacte la plaque avant l'extrémité du cœur potentiel pour les trois configurations géométriques.

#### ► Zone d'impact et zone de jet pariétal

En proche paroi ( $0, 1d$  en amont de la plaque), la figure 3.26 présente les profils de vitesse moyenne radiale (figure 3.26a) ainsi que la norme des vitesses rms (figure 3.26b) pour les trois distances d'impact :

FIGURE 3.26 – Influence de  $H/d$  sur les vitesses moyennes et rms en proche paroi : jet axisymétrique issu d'un tube long ( $Re_j = 5000$ ).

Les profils de vitesse moyenne radiale (figure 3.26a) sont très similaires pour les trois distances d'impact : le jet pariétal est accéléré de la même manière depuis le point d'impact ( $0 < r/d < 0,6$ ), la vitesse est alors maximale en  $0,6 < r/d < 0,7$  puis diminue ensuite du fait de l'expansion radiale du jet. Les vitesses rms (figure 3.26b) sont quant-à elles maximales (entre  $20\% \overline{V}_j < |\mathbf{u}_{rms}| < 25\% \overline{V}_j$ )



dans la zone située entre  $1 < r/d < 2,5$  pour les trois distances d'impact. Les différences majeures sur les fluctuations de vitesse en proche paroi sont situées proche du point d'impact (entre  $0 < r/d < 1$ ) : les vitesses rms pour la distance d'impact  $H/d = 7$  sont plus élevées. En effet, la couche de cisaillement a davantage eu le temps de pénétrer au cœur du jet avant que le jet n'impacte la plaque à  $z/d = 7$ . A contrario, la plaque est située avant l'épaississement de la couche de cisaillement pour  $H/d = 3$  et  $H/d = 5$ , les vitesses rms sont ainsi plus faibles et du même niveau.

L'étude de l'influence de la distance d'impact ( $3 < H/d < 7$ ) sur la structure aérodynamique d'un jet axisymétrique faiblement turbulent ( $Re_j = 5000$ ) a permis tout d'abord de mettre en évidence que le jet impacte la plaque avant l'extrémité du cœur potentiel. Les vitesses moyennes au cœur du jet se conservent donc jusqu'à la plaque d'impact. En conséquence, pour des distances d'impact comprise entre  $3 < H/d < 7$ , l'influence de  $H/d$  sur les vitesses moyennes en proche paroi est faible. Par ailleurs, la formation et le développement de la couche de cisaillement autour du jet ne se produisent pas directement à l'injection, l'épaississement du jet commence véritablement à  $z/d = 4$ . Les fluctuations de vitesse au niveau du point de stagnation sont ainsi encore relativement faibles lorsque la distance d'impact est inférieure à  $H/d < 5$  comparé à une distance d'impact plus grande  $H/d = 7$ .

### 3.3.1.2 Influence de $H/d$ sur les transferts thermiques

Ce paragraphe vise à présenter l'influence de la distance d'impact sur les transferts thermiques associés à un jet faiblement turbulent issu d'un tube long. La figure 3.27 présente la distribution radiale du nombre de Nusselt pour les trois distances d'impact :

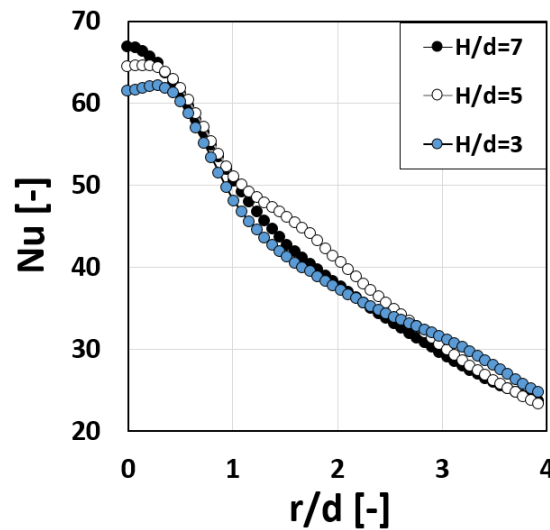


FIGURE 3.27 – Influence de  $H/d$  sur la distribution du nombre de Nusselt : jet axisymétrique issu d'un tube long ( $Re_j = 5000$ ).

L'influence de la distance d'impact sur la distribution du nombre de Nusselt est faible. En effet, l'étude aérodynamique a montré que l'influence de la distance d'impact sur la distribution de vitesse moyenne en proche paroi est faible étant donné que la vitesse au cœur du jet se conserve entre l'injection et la plaque d'impact. Les différences les plus marquées sont situées :

- Au point d'impact, le nombre de Nusselt augmente légèrement lorsque la distance d'impact augmente. La plaque d'impact est située avant l'extrémité du cœur potentiel, la vitesse au cœur du jet est conservée et les fluctuations de vitesse augmentent du fait du développement de la couche de cisaillement. En conséquence, le nombre de Nusselt au point de stagnation est

le plus important pour la plus grande distance d'impact  $H/d = 7$ . La distribution du nombre de Nusselt diminue ensuite en s'éloignant du point d'impact.

- Pour les plus faibles distances d'impact, une zone avec un nombre de Nusselt plus élevée est présent entre  $1 < r/d < 2,5$  pour  $H/d = 5$ . Cette zone, appelée second maximum dans la littérature (paragraphe 1.1.3.1), est attribuée à l'interaction de structures tourbillonnaires présentes dans la couche de cisaillement avec l'écoulement pariétal. Les travaux scientifiques ont montré que ce second maximum est présent pour les plus faibles distances d'impact. Pour autant, il n'y pas de second maximum observable sur la distribution du nombre de Nusselt à  $H/d = 3$ . En effet, la caractérisation aérodynamique du jet (paragraphe 3.3.1.1) a montré que la couche de cisaillement et les structure tourbillonnaires apparaissent véritablement à partir de  $z/d = 4$ , et donc après la plaque lorsque  $H/d = 3$ . Ceci explique très probablement l'absence de second maximum pour un jet faiblement turbulent à  $H/d = 3$ .<sup>7</sup> Pour les plus grandes distances d'impact ( $H/d = 7$ ), ces structures tourbillonnaires ne s'approchent plus assez de la paroi, ceci peut expliquer l'absence de second maximum pour la configuration géométrique  $H/d = 7$ .

Cette partie a permis de mettre en évidence que l'influence de la distance d'impact sur les transferts thermiques associés à un jet axisymétrique faiblement turbulent ( $Re_j = 5000$ ) est faible dans la plage de variation  $3 < H/d < 7$ . En effet, la plaque d'impact étant située après l'extrémité du cœur potentiel, la vitesse moyenne au cœur du jet se conserve jusqu'à la plaque d'impact. Une légère augmentation du nombre de Nusselt au point de stagnation lorsque la distance d'impact augmente est toutefois notée, ceci est très probablement dû à des fluctuations de vitesse plus importantes dans le jet du fait de l'épaississement progressif de la couche de cisaillement lorsque le jet progresse vers la plaque d'impact. L'apparition d'un second maximum maximum de faible intensité est également visible pour une plus faible distance d'impact ( $H/d = 5$ ), celle-ci étant attribuée à l'interaction des structures tourbillonnaires avec l'écoulement pariétal.

### 3.3.2 Jets issus d'un tube multi-perforé

Ce paragraphe est dédié à l'étude de l'influence de la distance d'impact sur la structure aérodynamique et les transferts thermiques associés aux jets issus d'un tube multi-perforé. On reprend la configuration étudiée dans le paragraphe 3.1.2 ( $Re_j = 5000 - VR = 9,7 - p/d = 3,5$ ) en faisant varier la distance d'impact dans la plage  $3 < H/d < 7$ . L'influence de  $H/d$  sur les caractéristiques des jets est réalisée dans les zones de jet libre, d'impact et de jet pariétal. Les conséquences sur les transferts thermiques associés sont ensuite présentées.

#### 3.3.2.1 Influence de $H/d$ dans la zone de jet libre

Le développement du jet jusqu'à la plaque d'impact dans la zone de jet libre est ici caractérisé en distinguant vitesse moyenne et vitesse rms. Les figures 3.28a à 3.28d présentent la norme des champs de vitesse moyenne dans le plan de la rangée des trous ( $y/d = 0$ ) et dans le plan perpendiculaire à la rangée des trous ( $x/d = 0,25$ ) pour les deux distances d'impact  $H/d = 3$  et  $H/d = 7$ . Les profils de vitesse sont également renseignés (figures 3.28e et 3.28f). Dans la direction perpendiculaire à la rangée des trous, on limite notre analyse au plan  $y/d = 0,25$  étant donné que le jet émerge à travers une section de passage limitée à la moitié aval du trou (paragraphe 3.1.2.1). Par ailleurs, la figure 3.29 présente la norme des vitesses rms en reprenant les plans de mesure et les profils présentés à la figure 3.28.

7. A noter qu'on observe un premier maximum en  $r/d = 0,5$  pour  $H/d = 3$ .

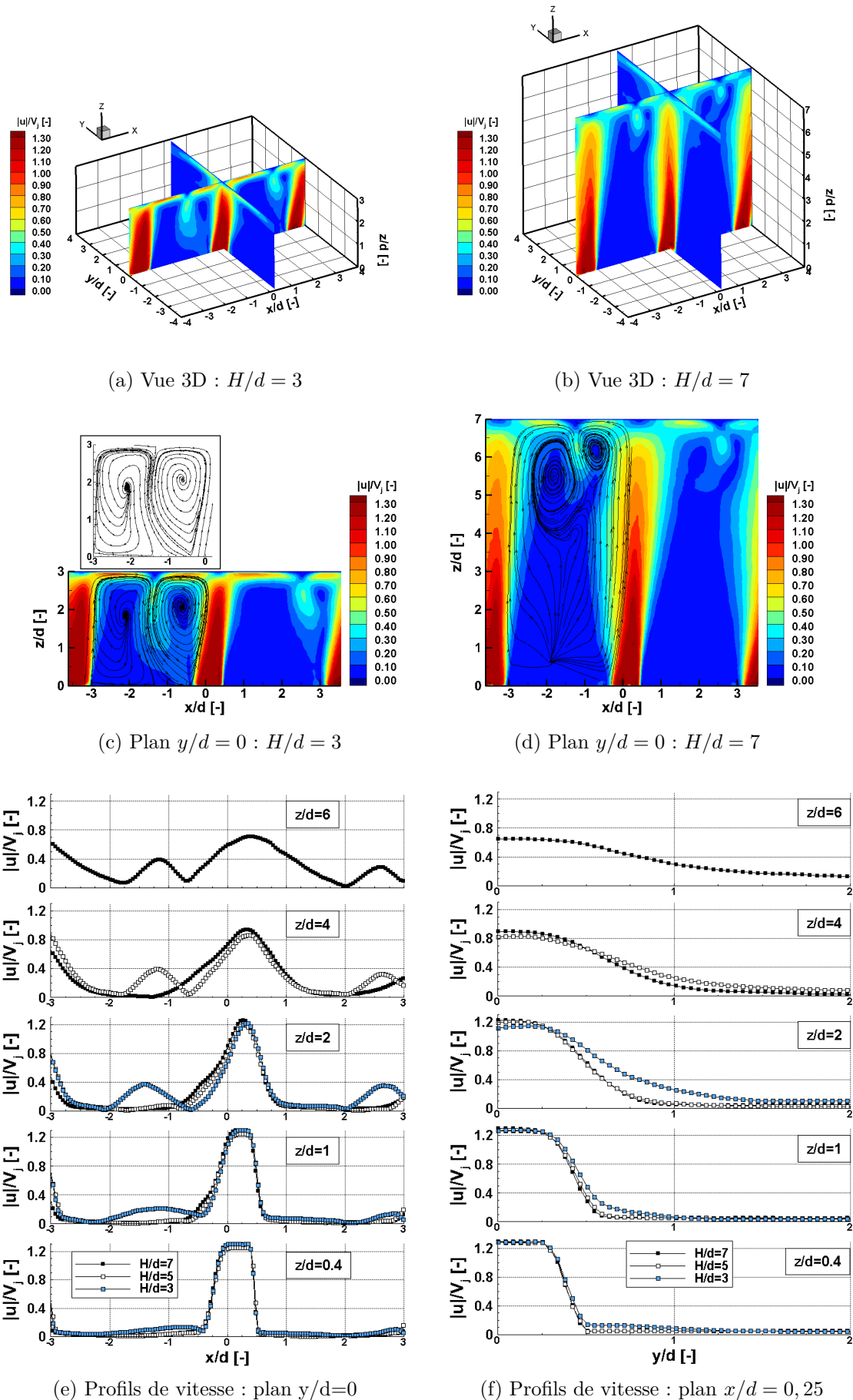


FIGURE 3.28 – Influence de  $H/d$  sur les vitesses moyennes :  $Re_j = 5000 - VR = 9,7 - p/d = 3,5$ .

A l'injection ( $z/d = 0, 4$ ), les profils de vitesse dans la direction parallèle (figures 3.28e et 3.29e) et perpendiculaire (figures 3.28f et 3.29f) à la rangée des trous sont similaires au cœur du jet pour les trois distances d'impact  $3 < H/d < 7$ . La distance d'impact n'a donc pas d'influence sur la structure du jet en sortie d'injection. En revanche :

- Pour une faible distance d'impact  $H/d = 3$  : les profils à  $z/d = 0, 4$  dans le plan parallèle (figures 3.28e et 3.29e) et perpendiculaire (figure 3.28f et 3.29f) à la rangée des trous montrent des vitesses moyenne et rms localement plus importantes entre les jets ( $-2 < x/d < -0, 5$  dans le plan  $y/d = 0$ ) et au bord des jets ( $-0, 5 < x/d < 1$  dans le plan  $x/d = 0, 25$ ) comparé au plus grandes distances d'impact  $H/d = 5$  et  $H/d = 7$ . L'écart s'accroît proche de la plaque d'impact ( $z/d = 1$  et  $z/d = 2$ ). Ceci résulte de l'effet fontaine lorsque la distance d'impact est faible ( $H/d = 3$ ). En effet, les lignes de courant (figure 3.28c) montrent que l'effet fontaine provoque un écoulement descendant présent à mi-distance entre les jets. Cette écoulement descendant interagit avec le jet à l'injection créant ainsi deux zones de recirculation "symétriques" entre les jets. Cette zone est vraisemblablement couplée à de forts effets 3D et à des fluctuations de vitesses plus élevées. Pour autant, les profils de vitesse moyenne et rms au cœur du jet sont similaires, l'influence de la plaque d'impact sur les fluctuations de vitesse dans la région de jet libre est donc présent autour des jets et non au cœur du jet.
- Pour les plus grandes distances d'impact  $H/d = 5$  et  $H/d = 7$  : les profils des vitesses moyennes et rms sont très similaires proche de l'injection ( $z/d < 2$ ). La distance d'impact ne modifie donc pas la structure du jet à l'injection pour les plus grandes distances d'impact  $H/d = 5$  et  $H/d = 7$ . En effet, les lignes de courant (figure 3.28d) montrent que l'effet fontaine produit deux zones de recirculation dissymétriques limitées à la région proche de la paroi d'impact (entre  $4 < z/d < 7$ ) à la différence des distances d'impact plus faibles ( $H/d = 3$ ). L'effet fontaine, situé à mi-distance entre les jets, n'interagit donc pas avec le jet à l'injection pour  $H/d > 5$ .

### 3.3.2.2 Influence de $H/d$ dans la zone d'impact

La norme des vitesses moyennes (figures 3.28c et 3.28d) et rms (figures 3.29c et 3.29d) en proche paroi diminue lorsque la distance d'impact augmente. En particulier, au point de stagnation :

$$\begin{cases} |\mathbf{u}| = 1, 1\bar{V}_j & \text{et } |\mathbf{u}_{\text{rms}}| \approx 28\%\bar{V}_j & \text{pour } H/d = 3 \\ |\mathbf{u}| = 0, 6\bar{V}_j & \text{et } |\mathbf{u}_{\text{rms}}| \approx 15\%\bar{V}_j & \text{pour } H/d = 7 \end{cases} \quad (3.2)$$

En effet, le paragraphe 3.1.2.2 a mis en évidence une forte diminution de la vitesse au cœur du jet à partir de  $z/d > 3$  lorsque la couche de cisaillement a fini de fusionner. Cette fusion de la couche de cisaillement est associée à une homogénéisation des profils des vitesses moyennes et rms, une expansion radiale du jet et une diminution des vitesses moyennes et des fluctuations de vitesse. Les distances d'impact  $H/d = 5$  et  $H/d = 7$  étant situées bien après la fusion de la couche de cisaillement, on observe ainsi une diminution importante des vitesses moyennes et rms en proche paroi lorsque la distance d'impact augmente.

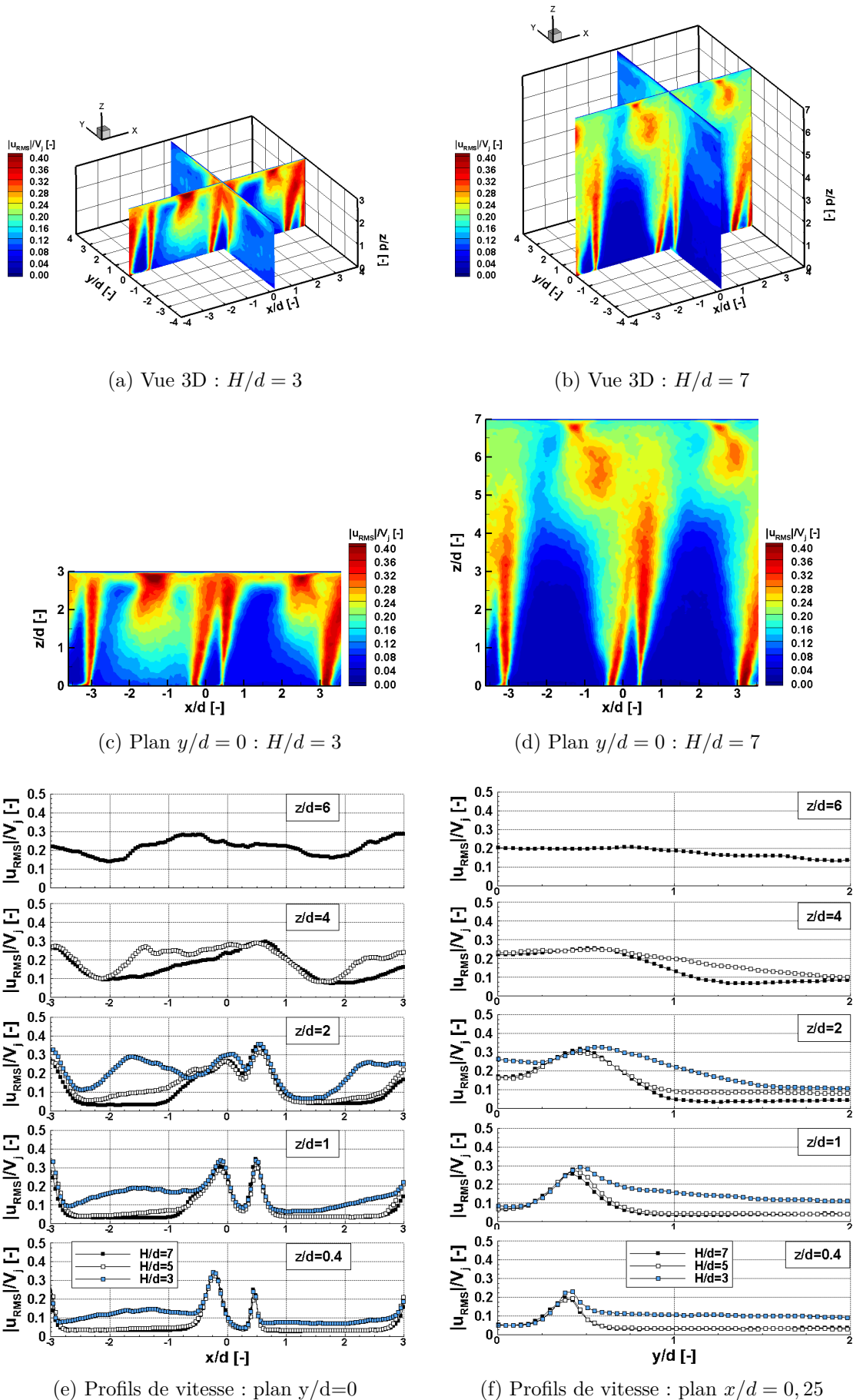


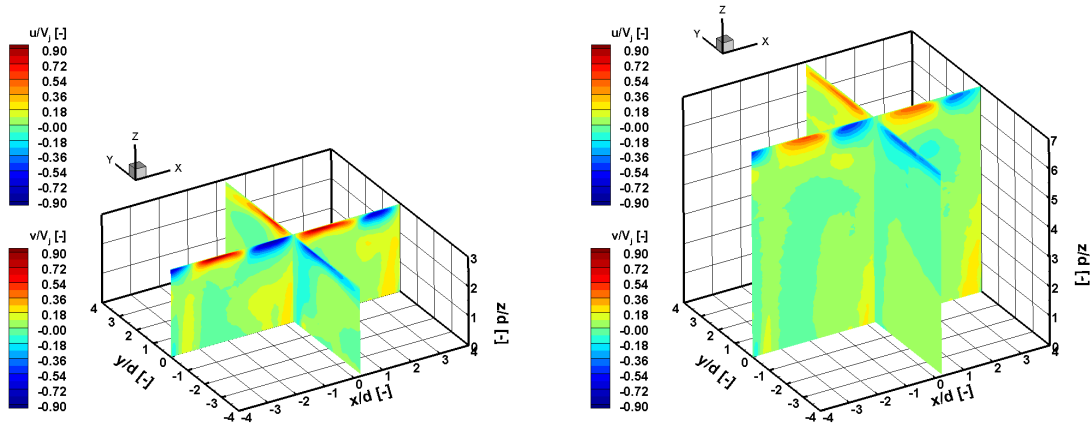
FIGURE 3.29 – Influence de  $H/d$  sur les vitesses rms :  $Re_j = 5000 - VR = 9,7 - p/d = 3, 5$ .

### 3.3.2.3 Influence de $H/d$ dans la zone de jet pariétal

La figure 3.30 présente les champs de vitesse radiale dans la direction perpendiculaire à la rangée des trous pour les distances d'impact  $H/d = 3$  et  $H/d = 7$  :

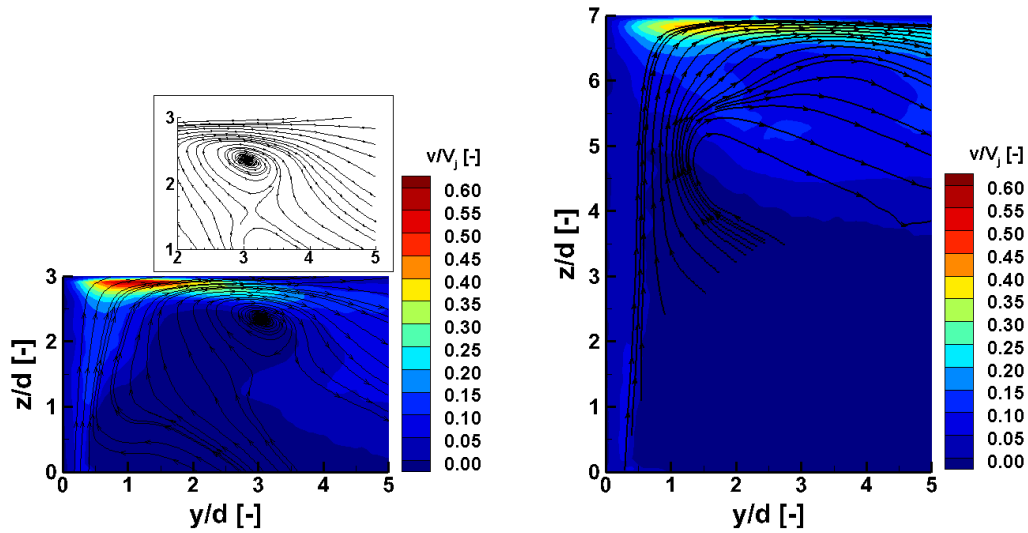
- Pour une faible distance d'impact  $H/d = 3$  : les lignes de courant (figure 3.30c) montrent une zone de recirculation stationnaire. Cette zone de recirculation est présente dans le plan perpendiculaire à la rangée des trous et est située entre  $2 < r/d < 4$ . Cette zone de recirculation résulte très probablement de l'interaction entre jets prolongeant ainsi l'effet fontaine dans la direction perpendiculaire à la rangée des trous et créant une structure en forme de fer à cheval autour du jet. Une représentation schématique est présentée sur la figure 3.31.
- Pour une plus grande distance d'impact  $H/d = 7$ , les lignes de courant (figure 3.30d) ne font en revanche pas ressortir de zone de recirculation en proche paroi dans la direction perpendiculaire à la rangée des trous. En effet, le paragraphe précédent a montré que la zone de recirculation associé à l'effet fontaine est réduite et les interactions entre jets plus faibles. Ceci contribue très probablement à limiter l'apparition d'une structure en forme de fer à cheval autour des jets.

Les profils de vitesse radiale en proche paroi ( $z/d = 6, 9$  : figures 3.30e et 3.30f) montrent que le jet est accéléré plus rapidement à partir du point d'impact pour les faibles distances d'impact. En effet, la plaque d'impact étant situé plus proche de l'extrémité du cœur potentiel pour les faibles distances d'impact, les vitesses sont plus importantes au niveau du point de stagnation. Toutefois, dans la direction perpendiculaire à la rangée des trous et loin du point de stagnation ( $y/d > 2, 5$ ), la tendance s'inverse et la vitesse radiale est plus faible pour les faibles distances d'impact ( $H/d = 3$ ) comparé aux grandes distances d'impact ( $H/d = 7$ ). Ceci est très probablement dû à la zone de recirculation stationnaire dans le plan perpendiculaire à la rangée des trous, observée uniquement pour les faibles distances d'impact (figures 3.30c et 3.30d). Cette zone de recirculation entraîne une partie de l'écoulement pariétal loin de la paroi d'impact, ceci provoque très probablement une diminution plus marquée de la vitesse radiale.



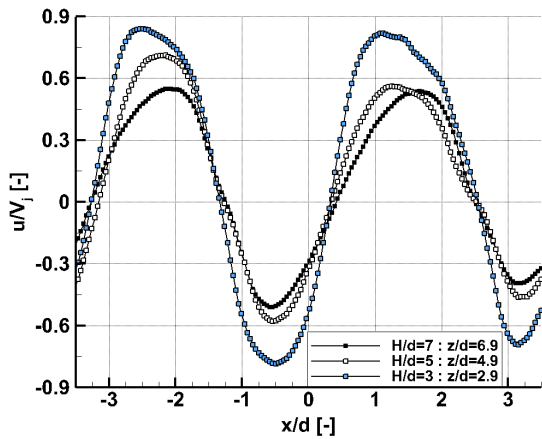
(a) Vue 3D :  $H/d = 3$

(b) Vue 3D :  $H/d = 7$

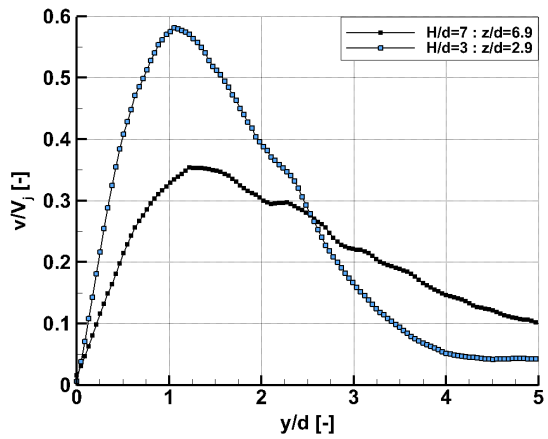


(c) Plan  $x/d = 0, 25$  :  $H/d = 3$

(d) Plan  $x/d = 0, 25$  :  $H/d = 7$



(e) Profils dans le plan  $y/d = 0$ .



(f) Profils dans le plan  $x/d = 0, 25$ .

FIGURE 3.30 – Influence de  $H/d$  sur les vitesses radiales en proche paroi :  $Re_j = 5000$  -  $VR = 9, 7$  -  $p/d = 3, 5$ .

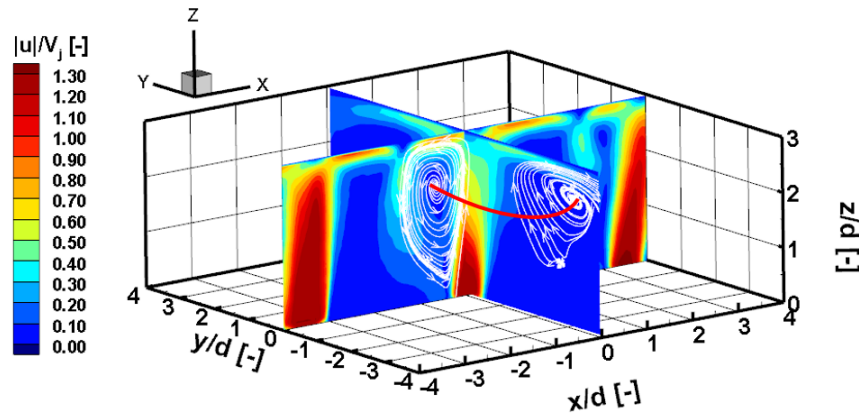


FIGURE 3.31 – Zone de recirculation autour du jet pour une faible distance d'impact :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 3$  -  $VR = 9,7$  -  $p/d = 3,5$ .

Pour les faibles distances d'impact, les interactions entre jets sont importantes ; en particulier l'effet fontaine situé à mi-distance entre les jets résulte en un écoulement descendant interagissant directement avec les jets à l'injection. Ceci entraîne la formation d'une zone de recirculation stationnaire en forme de fer à cheval et marquée par de fortes fluctuations de vitesse autour des jets. En revanche, lorsque la distance d'impact augmente, l'effet fontaine est limité à la région proche de la paroi, l'influence de la plaque sur le jet se fait principalement ressentir sur une distance de  $3d$  en amont de la paroi.

### 3.3.2.4 Influence de $H/d$ sur les transferts thermiques

Ce paragraphe vise à étudier l'influence de la distance d'impact sur les transferts thermiques associés aux jets issus d'un tube multi-perforé. La configuration d'étude choisie correspond à celle étudiée aérodynamiquement dans le paragraphe précédent 3.3.2.1 :  $Re_j = 5000$ ,  $VR = 9,7$ ,  $p/d = 3,5$ .

#### ► Distribution locale du nombre de Nusselt

La figure 3.32 présente la distribution locale du nombre de Nusselt pour les trois distances d'impact dans la direction parallèle à la rangée des trous (profil à  $y/d = 0$ ) et dans la direction perpendiculaire (profil au niveau du point de stagnation du jet central).

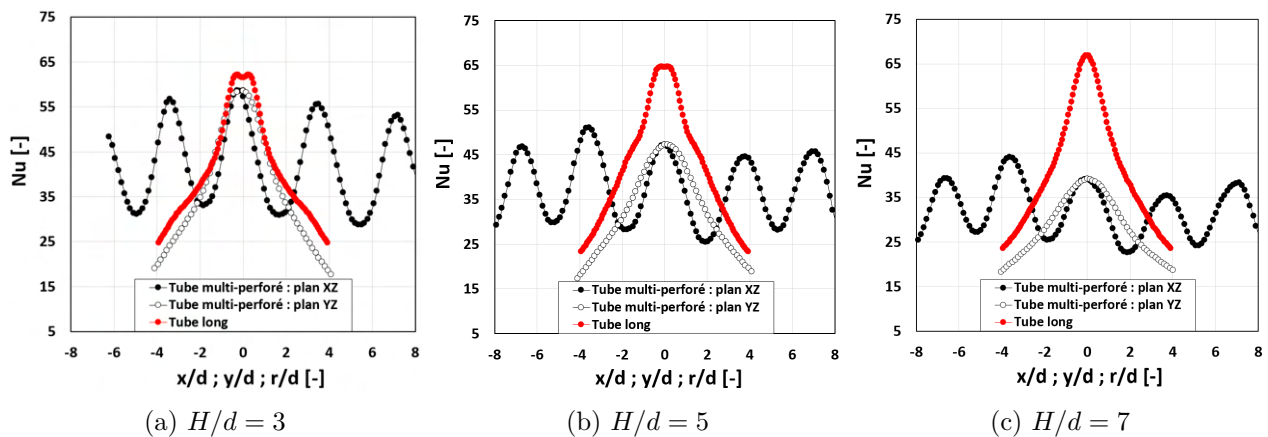


FIGURE 3.32 – Influence de  $H/d$  sur la distribution locale du nombre de Nusselt :  $Re_j = 5000$  -  $VR = 9,7$  -  $p/d = 3,5$



Le nombre de Nusselt au point de stagnation diminue lorsque la distance d'impact augmente. En particulier, pour le jet central :

$$\begin{cases} Nu_0[x/d = 0, 5; y/d = 0] \approx 56 & \text{pour } H/d = 3 \\ Nu_0[x/d = 0, 5; y/d = 0] \approx 47 & \text{pour } H/d = 5 \\ Nu_0[x/d = 0, 5; y/d = 0] \approx 39 & \text{pour } H/d = 7 \end{cases} \quad (3.3)$$

Ceci correspond à une diminution de 30% entre les distances d'impact  $H/d = 3$  et  $H/d = 7$ . L'étude aérodynamique des jets a mis en évidence une diminution importante des vitesses moyennes et rms en proche paroi lorsque la distance d'impact augmente, cette diminution étant due à la fusion dès  $z/d \approx 2,5$  de la couche de cisaillement et à l'expansion radiale des jets. Ceci tend à expliquer la diminution importante du nombre de Nusselt lorsque la distance d'impact augmente. En s'éloignant du point d'impact dans la direction perpendiculaire à la rangée des trous, le nombre de Nusselt diminue de manière monotone pour les trois distances d'impact. Il n'y a pas de seconds maxima visibles sur le profil du nombre de Nusselt à la différence d'un jet issu d'un tube long à  $H/d = 5$  (figure 3.27). En effet, le second maximum est attribué à l'interaction de structures tourbillonnaires cohérentes et présentes dans la couche de cisaillement avec l'écoulement pariétal, il est présent à faible distance d'impact lorsque la plaque est située avant l'extrémité du cœur potentiel. Pour  $3 < H/d < 7$ , la plaque d'impact est ici située après l'extrémité du cœur potentiel des jets issus du tube multi-perforé. Le paragraphe 3.5.2.1 (figure 3.48) montrera par ailleurs que les grandes structures tourbillonnaires autour des jets issus d'un tube multi-perforé se sont disloquées après fusion de la couche de cisaillement. Ceci explique très probablement l'absence de second maximum.

Par ailleurs, l'influence de la distance d'impact sur les transferts thermiques associés aux jets issus d'un tube multi-perforé diffère d'un jet axisymétrique issu d'un tube long. Pour un jet issu d'un tube long, l'étude menée dans le paragraphe 3.3.1 a montré que l'influence de la distance d'impact sur les transferts thermiques est faible : une légère augmentation du nombre de Nusselt au point de stagnation de l'ordre de 8% est observée lorsque la distance d'impact augmente entre  $H/d = 3$  et  $H/d = 7$ . Cette tendance est opposée à celle observée pour les jets issus d'un tube multi-perforé (diminution de l'ordre 30% entre les distances d'impact  $H/d = 3$  et  $H/d = 7$ ). Par conséquent, la distribution du nombre de Nusselt entre les jets issus d'un tube multi-perforé et un jet issu d'un tube long :

- sont proches pour une petite distance d'impact  $H/d = 3$  : l'écart entre le nombre de Nusselt au point de stagnation d'un jet issu d'un tube multi-perforé et un jet issu d'un tube long est de seulement 5% (figure 3.32a).
- s'accroît lorsque la distance d'impact augmente pour  $H/d = 7$  : l'écart entre le nombre de Nusselt au point de stagnation d'un jet issu d'un tube multi-perforé et un jet issu d'un tube long est d'approximativement 40% (figure 3.32c).

### ► Distribution moyenne du nombre de Nusselt

L'influence de la distance d'impact sur la distribution du nombre de Nusselt linéique et surfacique est présentée sur la figure 3.33 pour les trois nombres de Reynolds. Commençons par regarder l'influence de la distance d'impact sur le nombre de Nusselt linéique à  $Re_j = 5000$  (figure 3.33a). Au point d'impact, le nombre de Nusselt linéique diminue lorsque la distance d'impact augmente, tout comme il a déjà été observé sur l'étude locale des transferts thermiques (figure 3.32). Puis, le nombre de Nusselt linéique diminue de manière monotone en s'éloignant du point d'impact. Toutefois, le profil du nombre de Nusselt linéique diminue plus rapidement pour les faibles distances d'impact. Les profils présentés sur la figure 3.33a se croisent ainsi entre  $4 < y/d < 4,5$  : le nombre de Nusselt linéique est plus important pour les grandes distances d'impact loin du point de stagnation ( $y/d > 4,5$ ). En conséquence, proche du point de stagnation, les transferts thermiques diminuent lorsque la distance d'impact augmente ; loin du point de stagnation en revanche, les transferts thermiques augmentent légèrement lorsque la distance d'impact augmente. L'étude aérodynamique (paragraphe 3.3.2.3, figures

3.30 et 3.31) apporte des éléments permettant d'expliquer cette tendance. Pour une faible distance d'impact, la vitesse radiale diminue de manière importante dans la direction perpendiculaire à la rangée des trous (figure 3.30f), cette tendance étant attribuée à la présence d'une grande zone de recirculation autour du jet pour  $H/d = 3$  (figure 3.31). La diminution de la vitesse radiale est moins marquée pour une grande distance d'impact (figure 3.30f) de sorte que la vitesse moyenne radiale est plus élevée pour  $H/d = 7$  comparé à  $H/d = 3$  lorsque  $y/d > 2,5$ . Ceci entraîne très probablement une diminution plus prononcée du nombre de Nusselt pour les faibles distances d'impact.

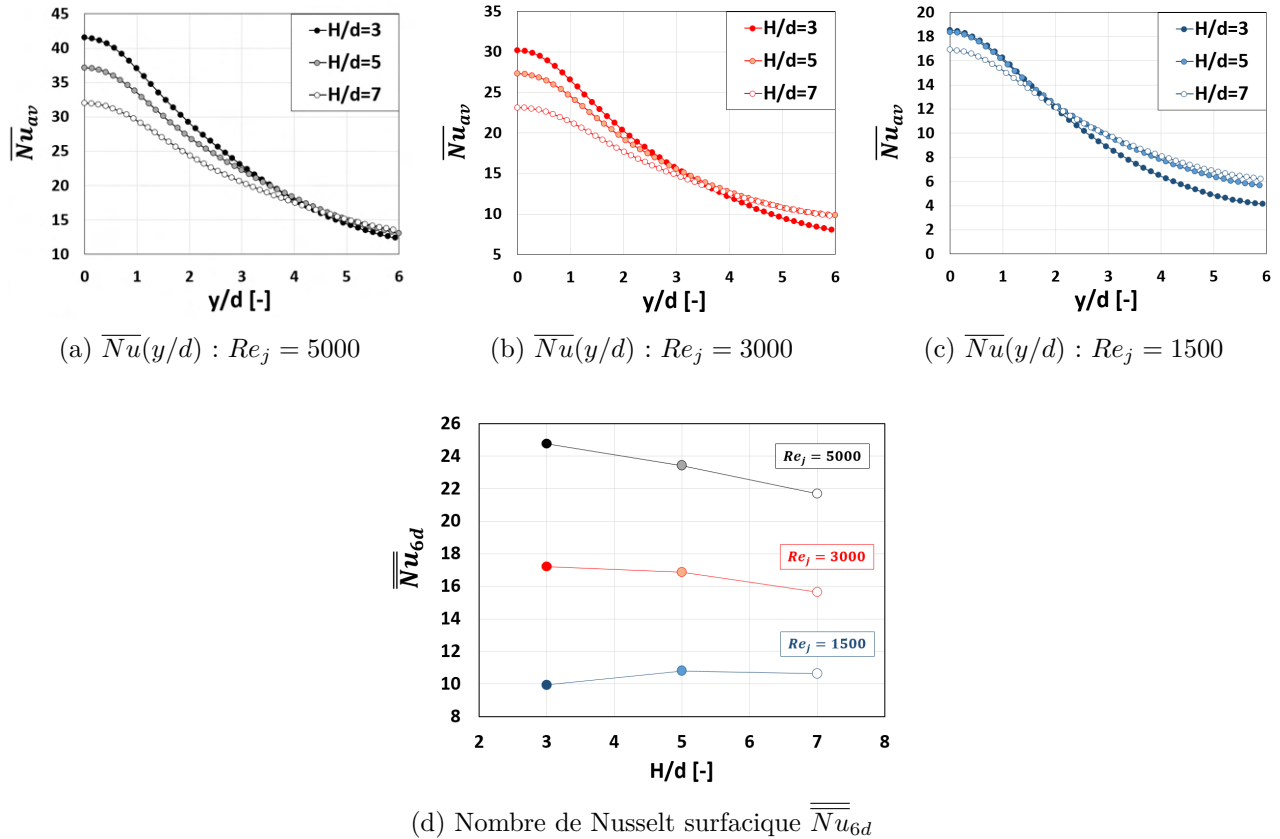


FIGURE 3.33 – Influence de  $H/d$  sur la distribution du nombre de Nusselt moyenné :  $VR = 9,7 - p/d = 3,5$

Cette tendance est encore plus prononcée lorsque le nombre de Reynolds à l'injection diminue. En effet, les profils du nombre de Nusselt linéique se croisent à  $y/d \approx 3,5$  pour  $Re_j = 3000$  (figure 3.33b) et à  $y/d \approx 2$  pour  $Re_j = 1500$  (figure 3.33c).

L'influence de la distance d'impact sur la moyenne surfacique du nombre de Nusselt est présentée figure 3.33d. Les transferts thermiques moyens diminuent lorsque la distance d'impact augmente pour  $Re_j = 5000$ . Cette tendance est observée pour des jets faiblement turbulents à  $Re_j = 5000$  étudiés dans ce paragraphe et reste valable pour des jets transitionnels à  $Re_j = 3000$ . Pour un jet transitionnel à faible nombre de Reynolds ( $Re_j = 1500$ ) en revanche, on observe l'apparition d'un optimum en  $H/d = 5$ . En effet, les profils du nombre de Nusselt linéique à différentes distances d'impact se croisent plus proche du point de stagnation lorsque le nombre de Reynolds diminue. Ainsi, la diminution du nombre de Nusselt au point de stagnation lorsque la distance d'impact augmente est compensée par l'augmentation du nombre de Nusselt loin du point de stagnation.

L'étude de l'influence de la distance d'impact a permis de montrer que les transferts thermiques associés aux jets issus d'un tube multi-perforé diminuent au point de stagnation lorsque la distance d'impact augmente (approximativement 30% entre  $H/d = 3$  et  $H/d = 7$ ). En effet, la fusion très tôt de la couche de cisaillement ( $z/d \approx 2,5$ ) et l'expansion radiale du jet entraîne une chute des vitesses moyennes et rms en proche paroi lorsque la distance d'impact augmente. Loin du point de stagnation, la tendance s'inverse et les transferts thermiques augmentent lorsque la distance d'impact augmente. Les transferts thermiques moyens tendent globalement à diminuer avec l'augmentation de la distance d'impact. Le nombre de Nusselt surfacique  $\overline{Nu_{6d}}$  est le plus élevé pour  $3 < H/d < 5$  dans la plage d'étude de nos travaux.

La structure aérodynamique particulière des jets issus d'un tube multi-perforé entraîne par ailleurs des différences notables sur les transferts thermiques comparé à un jet axisymétrique issu d'un tube long. En particulier, il n'y a pas de second maximum observé pour les faibles distances d'impact. Aussi, l'influence de la distance d'impact sur la distribution du nombre de Nusselt pour un jet faiblement turbulent issu d'un tube long reste relativement faible : l'augmentation est d'approximativement 8% au point de stagnation entre  $H/d = 3$  et  $H/d = 7$ . Par conséquent, la distribution du nombre de Nusselt entre des jets issus d'un tube multi-perforé et un jet issu d'un tube long sont proches lorsque la distance d'impact est faible (écart de l'ordre de 5% pour  $H/d = 3$ ) et s'accroît lorsque la distance d'impact augmente (écart de l'ordre de 40% pour  $H/d = 7$ ).

### 3.4 Influence du pas inter-trous $p/d$

L'influence du pas inter-trous sur la structure aérodynamique et les transferts thermiques associés aux jets issus d'un tube multi-perforé sont étudiés dans la plage de variation  $2,25 < p/d < 5,8$ . On reprend la configuration des jets issus d'un tube multi-perforé ( $Re_j = 5000 - VR = 9,7 - p/d = 3,5$ ) présentée en détail dans le paragraphe 3.1.2 en faisant ici varier le pas inter-trous.

#### 3.4.1 Influence de $p/d$ sur l'aérodynamique des jets

La structure aérodynamique des jets est décrite depuis l'injection jusqu'à la plaque d'impact en distinguant l'injection, la zone de jet libre, la zone d'impact et la zone de jet pariétal.

##### 3.4.1.1 Caractérisation à l'injection

Afin d'étudier les interactions entre jets, la figure 3.34 présente les profils de la norme des vitesses moyenne et rms dans la direction parallèle à la rangée des trous (plan  $y/d = 0$ ).

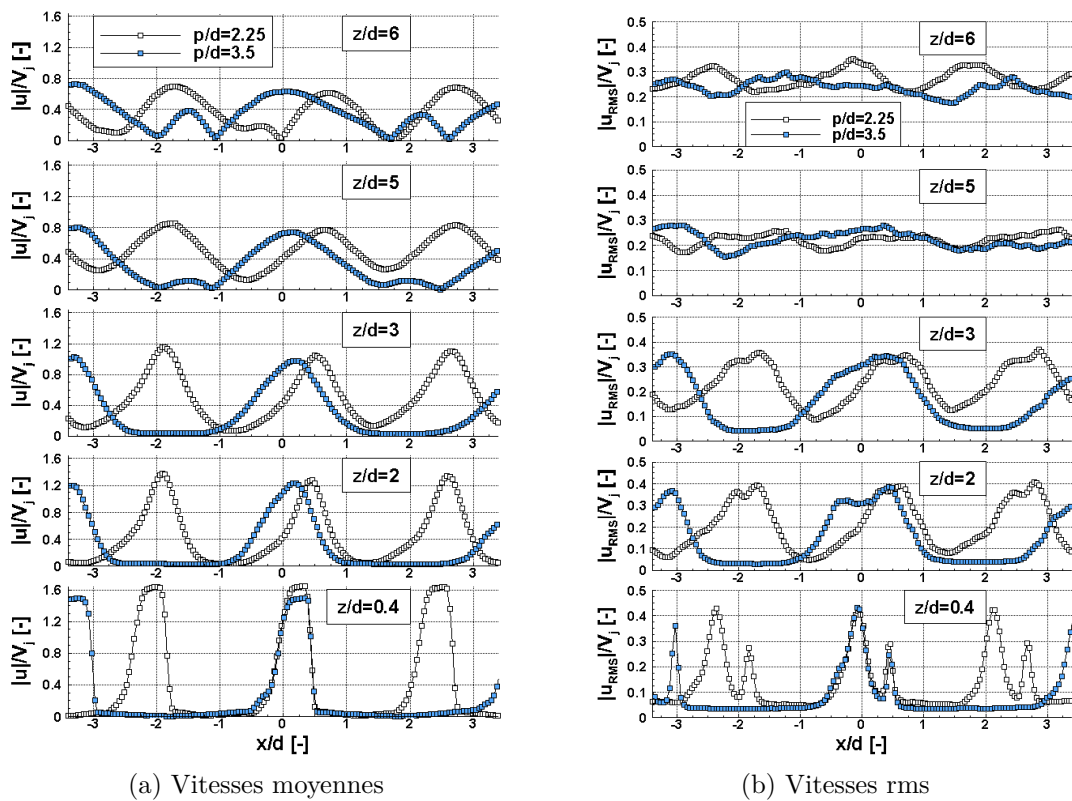


FIGURE 3.34 – Influence de  $p/d$  sur les vitesses moyennes et rms dans le plan  $y/d = 0$  :  $Re_j = 5000 - H/d = 7 - VR = 2$

Juste après l'injection (profil  $z/d = 0,4$  entre  $-0,5 < x/d < 0,5$ ), les profils de vitesse moyenne pour les deux pas inter-trous  $p/d = 2,25$  et  $p/d = 3,5$  sont très similaires (figure 3.34a), les profils de vitesse rms sont identiques (figure 3.34b). Les conditions initiales des jets issus d'un tube multi-perforé observées dans le paragraphe 3.1.2 pour un pas-inter-trous  $p/d = 3,5$  sont donc également similaires pour un pas inter-trous plus faible  $p/d = 2,25$  : section de passage réduite et limitée à une forme de croissant dans la moitié aval des trous d'injection, création d'une couche de cisaillement dissymétrique dès l'injection avec des fluctuations de vitesse importantes à l'intérieur. A noter qu'on observe toutefois un léger écart sur la norme de la vitesse moyenne au niveau de la section de passage des jets :  $|\mathbf{u}_{\max}| = 1,5\bar{V}_j$  pour  $p/d = 3,5$  contre  $|\mathbf{u}_{\max}| = 1,6\bar{V}_j$  pour  $p/d = 2,25$ . La figure 3.35, représentant les champs de vitesse à l'injection pour les deux configurations géométriques,

apportent des éléments d'explication. En effet, sur la figure 3.35a, les champs de vitesse dans la région  $-0,5 < x/d < -0,3$  montrent que l'air ambiant est aspiré à l'intérieur du trou pour  $p/d = 2,25$ . La vitesse moyenne axiale est négative dans cette région. A contrario, pour  $p/d = 3,5$  (figure 3.35b), l'air ambiant n'est pas totalement aspiré à l'intérieur du trou. Le débit d'air étant identique pour les deux configurations géométriques (nombre de Reynolds à l'injection fixé), ceci peut expliquer les vitesses moyennes localement plus importantes dans la partie aval du trou pour  $p/d = 2,25$ .



FIGURE 3.35 – Influence de  $p/d$  sur les champs de vitesse à l'injection :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 7$  -  $VR = 2$

### 3.4.1.2 Caractérisation dans la zone de jet libre

L'influence du pas inter-trous sur le développement du jet jusqu'à la plaque d'impact et les interactions entre jets sont ici caractérisées. Les profils de la norme des vitesses moyennes et rms sont représentés sur la figure 3.34 entre  $z/d = 2$  et  $z/d = 6$ . Lorsque le jet progresse vers la plaque d'impact, la vitesse moyenne maximale au cœur du jet et l'intensité des fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement sont très similaires pour les deux pas inter-trous. On remarque toutefois que l'épaississement du jet, l'influence de l'effet fontaine sur l'écoulement en amont de la plaque et la trajectoire des jets diffèrent entre les deux configurations géométriques. Ces trois points sont abordés ici plus en détail :

- Les profils de vitesse moyenne correspondant à  $p/d = 3,5$  s'élargissent davantage comparé à  $p/d = 2,25$ . L'expansion radiale des jets issus d'un tube multi-perforé est donc plus importante pour les pas inter-trous plus élevés. Les largeurs des jets entre les deux configurations géométriques sont d'abord très similaires à l'injection ( $z/d = 0,4$  et  $z/d = 2$  : figure 3.34a) puis l'écart s'accroît lorsque le jet se développe vers la plaque d'impact ( $z/d = 5$  et  $z/d = 6$  : figure 3.34a). Ceci provient très probablement du fait que, lorsque le pas inter-trous est faible, l'expansion radiale est limitée par les jets adjacents dans la direction parallèle à la rangée des trous. Cette expansion radiale des jets est associée à un épaississement plus important de la couche de cisaillement, observé figure 3.34b ( $z/d = 2$  et  $z/d = 3$ ) pour un pas inter-trou plus élevé  $p/d = 3,5$ .
- A  $z/d = 5$  et  $z/d = 6$ , dans la région située entre les jets, les vitesses moyennes sont localement plus élevées pour le pas inter-trous  $p/d = 3,5$  (figure 3.34a). Ces vitesses plus importantes correspondent à l'effet fontaine, modifiant l'écoulement en amont de la plaque d'impact jusqu'à une distance  $2,5d$  (paragraphe 3.1.2.4). En revanche, pour un pas inter-trous plus faible ( $p/d = 2,25$ ), ces vitesses moyennes localement plus élevées n'apparaissent pas dans la région de jet libre ( $z/d < 6$ ). L'effet fontaine est donc limité à la région très proche de la plaque d'impact et s'étend peu en amont de la plaque par rapport aux pas inter-trous plus élevés. Les lignes de courant représentées figure 3.36 pour les deux configurations géométriques confirment également la diminution de la taille de la zone de recirculation associées à l'effet fontaine pour le plus faible pas inter-trous.
- La déviation des jets dans la direction des  $x$  positifs lorsque le pas inter-trous vaut  $p/d = 2,25$  est plus prononcée comparé à  $p/d = 3,5$  (figure 3.34a). Ceci se traduit par un décalage du point d'impact des jets sur la plaque (cf paragraphe suivant 3.4.1.3).

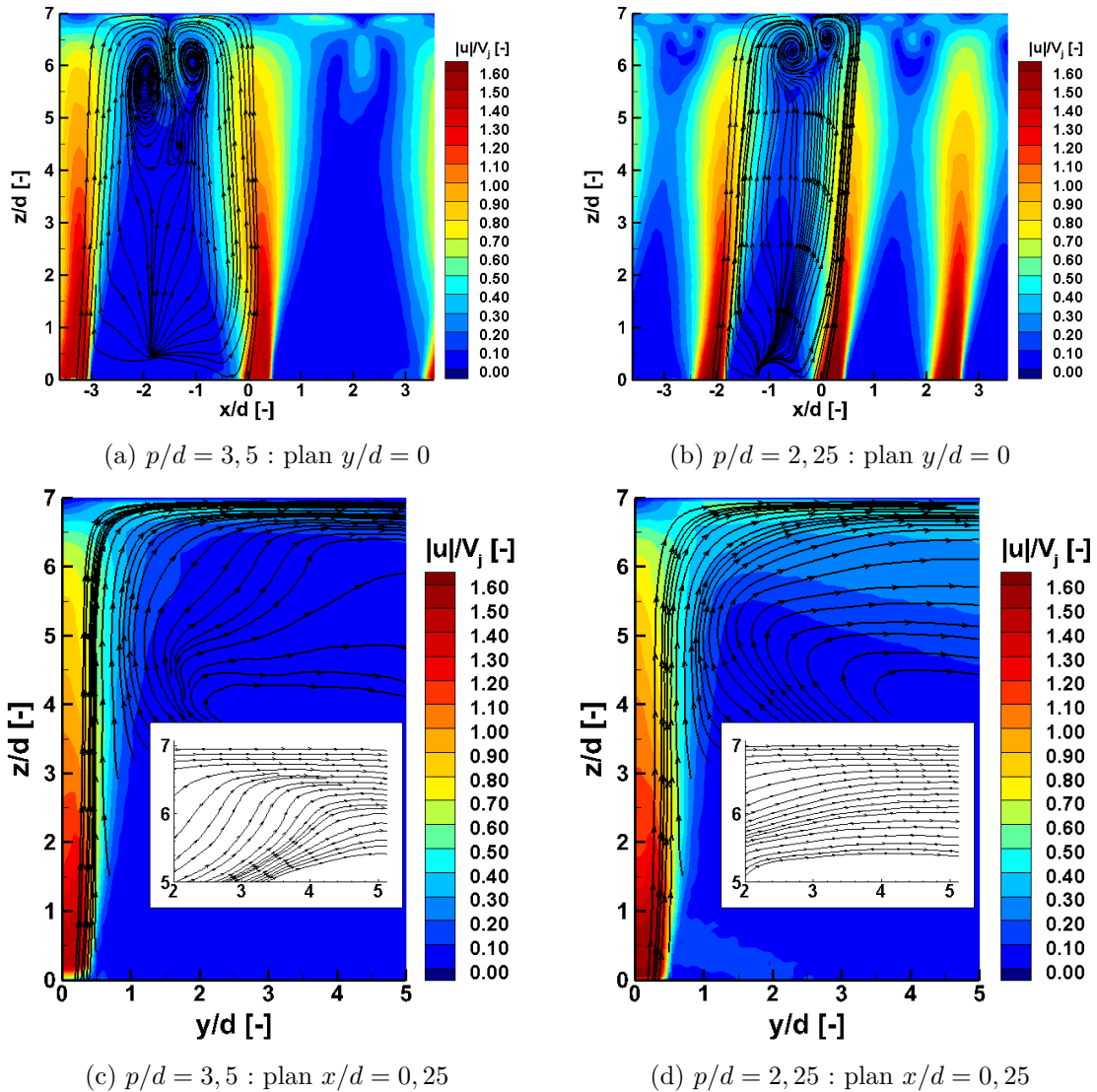


FIGURE 3.36 – Champs de la norme de la vitesse moyenne dans les plans parallèle et perpendiculaire à la rangée des trous :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 7$  -  $VR = 9.7$

### 3.4.1.3 Caractérisation dans les zones d'impact et de jet pariétal

Dans la direction parallèle à la rangée des trous, la figure 3.37 présente les vitesses moyennes axiales en proche paroi ( $z/d = 6,9$ ) pour les deux pas inter-trous  $p/d = 2,25$  et  $p/d = 3,5$ . Au niveau du point de stagnation des jets, les vitesses moyennes axiales sont très similaires ( $\approx 0,1\bar{V}_j$ ). Le paragraphe précédent 3.4.1.2 a en effet montré que l'influence du pas inter-trous sur les vitesses moyennes au cœur des jets est faible. Toutefois, la zone présentant des vitesses moyennes axiales plus importantes s'élargit lorsque le pas inter-trous augmente, ceci résulte de l'épaississement des jets plus marqué lorsque le pas inter-trous augmente (paragraphe 3.4.1.2). Enfin, à mi-distance entre les jets, l'effet fontaine entraine un écoulement descendant, les vitesses moyennes axiales sont négatives.

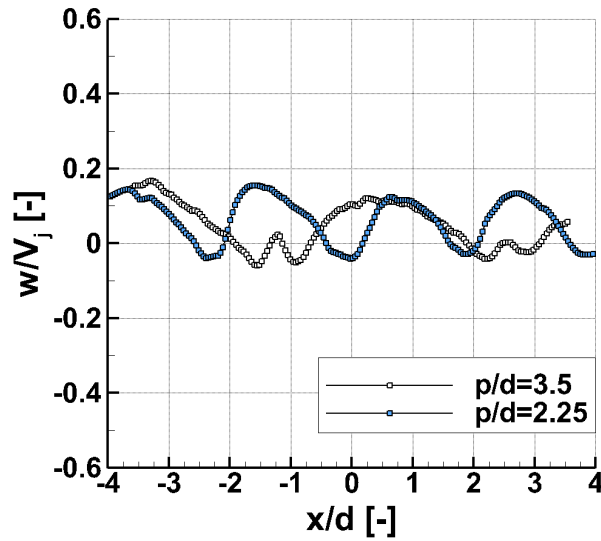


FIGURE 3.37 – Influence du pas inter-trous sur la vitesse moyenne axiale en proche paroi ( $z/d = 6, 9$ ) dans le plan parallèle à la rangée des trous ( $y/d = 0$ ) :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 7$  -  $VR = 9.7$

#### 3.4.1.4 Caractérisation à faible distance d'impact

L'étude aérodynamiques ci-dessus a permis de mettre en évidence l'influence du pas inter-trous sur les interactions entre jets pour une grande distance d'impact  $H/d = 7$ . Les interactions entre jets dépendent toutefois de la distance d'impact en plus du pas inter-trous. Pour cette raison, on se propose ici d'étudier les effets du pas inter-trous sur la structure aérodynamique des jets pour une faible distance d'impact  $H/d = 3$ . La figure 3.38 présente les vitesses moyennes axiales en proche paroi ( $z/d = 2, 9$ ) pour les deux pas inter-trous  $p/d = 2, 25$  et  $p/d = 3, 5$ .

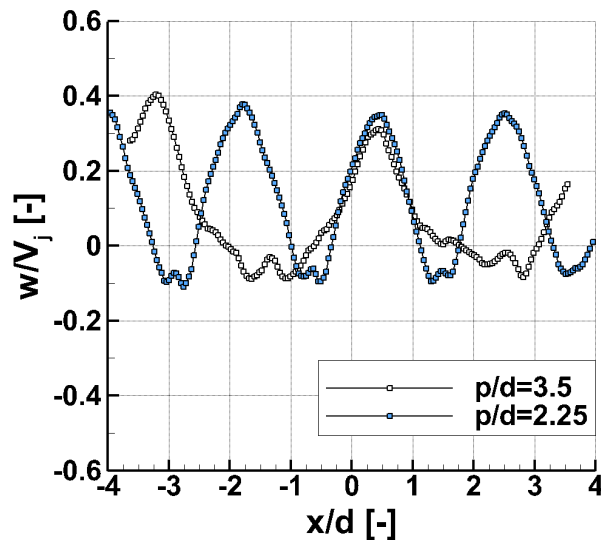


FIGURE 3.38 – Influence du pas inter-trous sur la vitesse moyenne axiale en proche paroi ( $z/d = 2, 9$ ) dans le plan parallèle à la rangée des trous ( $y/d = 0$ ) :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 3$  -  $VR = 9.7$

Le paragraphe précédent 3.4.1.2 a montré que les différences observées sur l'expansion radiale des jets entre les deux pas inter-trous apparaissent principalement lorsque  $z/d > 3$ . Pour une distance d'impact  $H/d = 3$ , la plaque est proche de l'injection : les jets n'ont pas encore eu le temps de s'étendre radialement avant impact. Les profils de vitesse proches du point de stagnation sont donc très similaires (figure 3.38).

La figure 3.39 présente les champs de la norme des vitesses moyennes dans les directions parallèle ( $y/d = 0$ ) et perpendiculaire ( $x/d = 0, 25$ ) à la rangée des trous pour les deux pas inter-trous  $p/d = 3,5$  et  $p/d = 2,25$  :

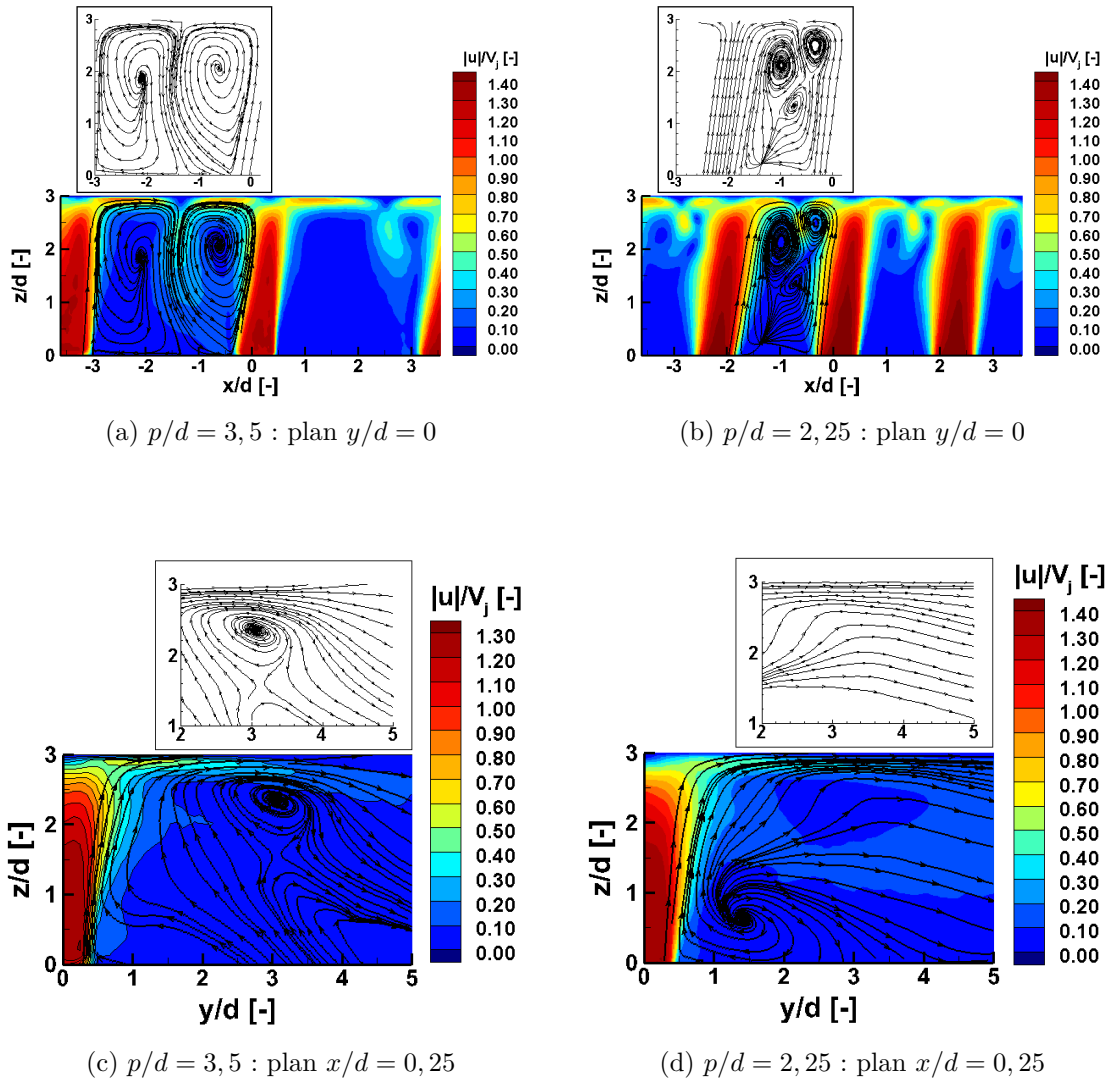


FIGURE 3.39 – Influence du pas inter-trous sur la norme de la vitesse moyenne dans les plans parallèle et perpendiculaire à la rangée des trous :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 3$  -  $VR = 9.7$

Pour  $p/d = 3,5$  (figure 3.39a), deux zones de recirculation "symétriques" ont été mis en évidence entre les jets. Ces zones sont causées d'une part par l'effet fontaine et d'autre part par l'interaction entre l'écoulement descendant et les jets à l'injection. Ces zones de recirculation se prolongent dans le plan perpendiculaire à la rangée des trous et proches de la paroi d'impact (figures 3.39c et 3.31). La zone de recirculation entraîne une partie de l'écoulement et du débit d'air en amont de la plaque d'impact, provoquant une diminution brusque de la vitesse moyenne radiale lorsque l'écoulement pariétal se développe après impact (figure 3.30f). En revanche, pour un pas inter-trous plus faible  $p/d = 2,25$ , les lignes de courant montrent que l'effet fontaine est limitée à la zone en proche paroi dans le plan parallèle à la rangée des trous (figure 3.39b). Les zones de recirculation sont dissymétriques et plus petites. Ceci se traduit par l'absence de zone de recirculation en proche paroi dans le plan perpendiculaire à la rangée des trous (figure 3.39d). La zone de recirculation est située plus proche de l'injection, modifiant ainsi l'écoulement pariétal en comparaison avec un pas inter-trous  $p/d = 3,5$ .



En conclusion, l'influence du pas inter-trous sur la structure aérodynamique au cœur des jets à l'injection est très faible : les vitesses moyennes dans la section de passage sont très semblables et les fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement sont identiques. Par ailleurs, lorsque les jets se développent vers la plaque d'impact, on observe une expansion radiale des jets et un épaississement de la couche de cisaillement plus importants pour les pas inter-trous élevés. Cette tendance s'accroît pour les plus grandes distances d'impact, le jet ayant davantage le temps de se développer avant impact.

Loin du point de stagnation, l'effet fontaine se limite à une zone en très proche paroi ( $\approx 1d$  en amont de la plaque) pour un faible pas inter trou  $p/d = 2,25$ , alors qu'elle s'étend jusqu'à  $\approx 2,5d$  en amont de la plaque pour un pas inter-trou  $p/d = 3,5$ . En conséquence, à faible distance d'impact ( $H/d = 3$ ), les grandes zones de recirculation stationnaires générées par l'effet fontaine et observées pour  $p/d = 3,5$  se prolongent dans la direction perpendiculaire à la rangée des trous ; tandis que les plus petites zones de recirculation observées pour  $p/d = 2,25$  ne s'étendent pas dans la direction perpendiculaire à la rangée des trous. L'écoulement pariétal est ainsi moins entraîné dans le milieu ambiant pour un faible pas inter-trous, la vitesse moyenne radiale en proche paroi décroît donc moins rapidement après impact. Cet aspect est essentiel à la compréhension de l'influence du pas inter-trous sur les transferts thermiques associés aux jets.

### 3.4.2 Influence de $p/d$ sur les transferts thermiques

Ce paragraphe vise à présenter l'influence du pas inter-trous sur les transferts thermiques associés aux jets issus d'un tube multi-perforé. On reprend la configuration étudiée aérodynamique  $Re_j = 5000$  et  $VR = 9,7$  en faisant varier la distance d'impact dans la plage  $3 < H/d < 7$ .

#### ► Distribution locale du nombre de Nusselt

La figure 3.40 présente l'effet de  $p/d$  sur la distribution locale du nombre de Nusselt dans la direction parallèle à la rangée des trous ( $y/d = 0$ ). Le nombre de Nusselt dans la direction perpendiculaire est présenté sur la figure 3.41.

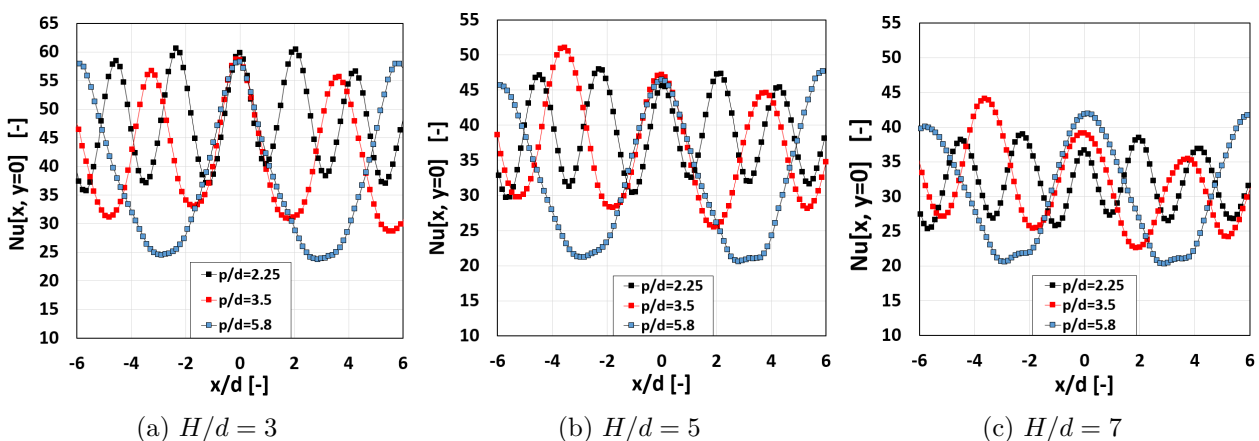


FIGURE 3.40 – Influence de  $p/d$  sur la distribution du nombre de Nusselt local le long de la rangée des trous :  $Re_j = 5000$  -  $VR = 9,7$  -  $p/d = 3,5$

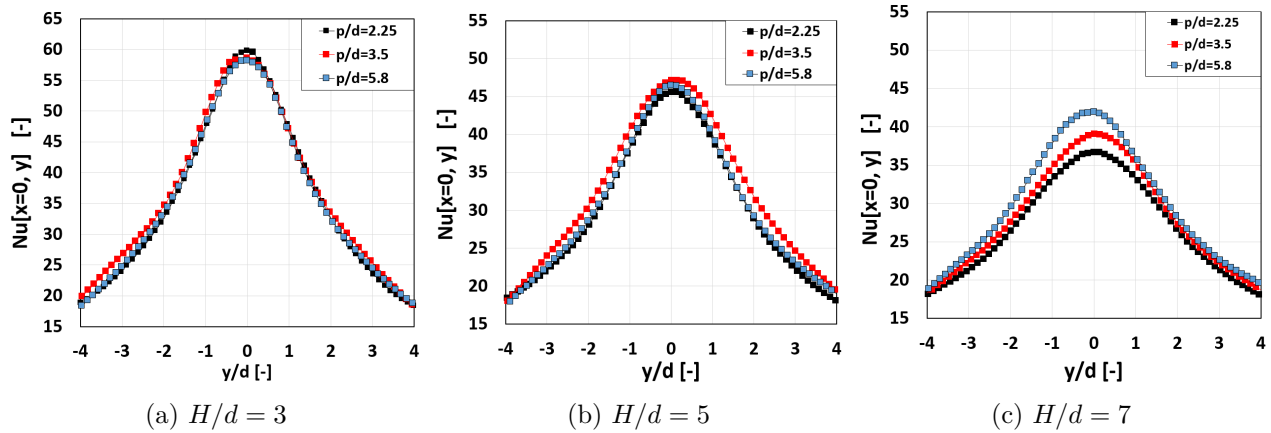


FIGURE 3.41 – Influence de  $p/d$  sur la distribution du nombre de Nusselt local perpendiculairement à la rangée des trous :  $Re_j = 5000$  -  $VR = 9,7$  -  $p/d = 3,5$

- Pour la distance d'impact la plus faible  $H/d = 3$  (figure 3.40a), le nombre de Nusselt au point de stagnation pour les trois pas inter-trous sont similaires. Les profils du nombre de Nusselt coïncident dans la région proche du point de stagnation ( $|x|/d < 1$ ). En effet, le paragraphe 3.4.1.4 (figure 3.38) a montré que les profils de vitesses moyennes et rms en proche paroi pour  $p/d = 2,25$  et  $p/d = 3,5$  sont très similaires lorsque  $H/d = 3$ . Par conséquent, l'influence des jets adjacents sur les transferts thermiques semblent limitée à la région située à mi-distance entre les jets. Ceci est confirmé sur la figure 3.41a présentant la distribution du nombre de Nusselt dans la direction perpendiculaire à la rangée des trous : les profils du nombre de Nusselt pour les trois pas inter-trous sont très similaires.
- Les tendances observées pour la distance d'impact  $H/d = 3$  restent valables pour une distance d'impact  $H/d = 5$  : l'influence du pas inter-trous sur les transferts thermiques est limitée à la région située à mi-distance entre les jets (figures 3.40b et 3.41b).
- Pour une plus grande distance d'impact en revanche  $H/d = 7$  (figure 3.40c), on observe que les écarts du nombre de Nusselt au niveau du point de stagnation s'accroissent. En effet, le paragraphe 3.4.1.2 (figure 3.37) a montré d'une part que l'expansion radiale des jets est plus importante pour un grand pas inter-trous, et d'autre part que cette expansion radiale des jets est plus marquée pour les grandes distances d'impact. Ceci entraîne ainsi une modification des vitesses moyennes en proche paroi avec le pas inter-trous lorsque  $H/d = 7$ . En conséquence, le pas inter-trous a un effet sur le profil du nombre de Nusselt à  $H/d = 7$  (figure 3.40c) et pas pour les distances d'impact plus faibles. Dans la direction perpendiculaire à la rangée des trous, l'expansion radiale des jets n'est pas limitée par les jets adjacents. Les écarts sur le nombre de Nusselt sont ainsi situés principalement au niveau du point d'impact (figure 3.41c).

#### ► Distribution moyenne du nombre de Nusselt

L'influence du pas inter-trous sur la distribution du nombre de Nusselt linéique,  $\overline{Nu}$ , est présentée figure 3.42a pour une distance d'impact  $H/d = 3$ . L'analyse locale précédente a mis en évidence que le pas inter-trous a une faible influence sur le nombre de Nusselt local dans les directions parallèle et perpendiculaire à la rangée des trous près des points d'impact. Toutefois, le creux du nombre de Nusselt à mi-distance entre les jets est plus faible lorsque le pas inter-trous est élevé. Le profil du nombre de Nusselt linéique est donc plus faible lorsque le pas inter-trous augmente (figure 3.42a). Par conséquent, les transferts thermiques surfaciques sont plus importants pour un faible pas inter-trous. L'évolution du nombre de Nusselt surfacique  $\overline{Nu}_{6d}$  pour les trois pas inter-trous présentée figure 3.42b confirme également cette tendance pour les plus grandes distances d'impact  $H/d = 5$  et  $H/d = 7$ .

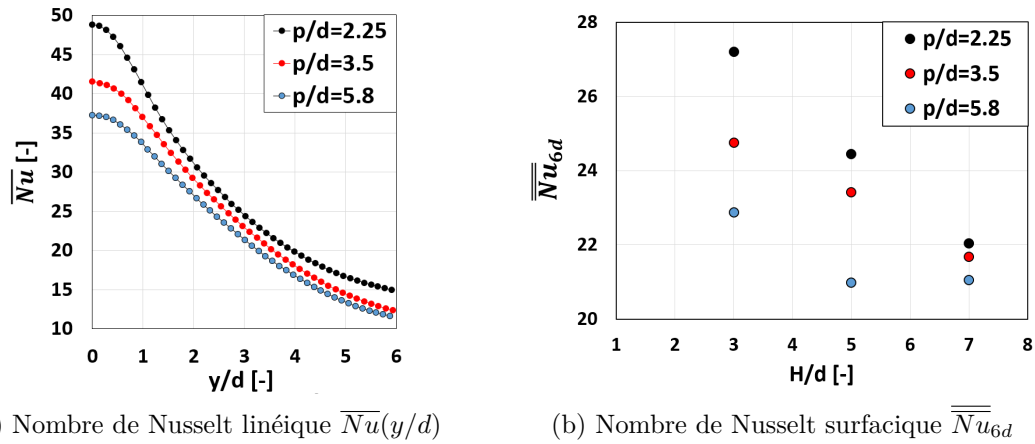


FIGURE 3.42 – Influence de  $p/d$  sur la distribution du nombre de Nusselt linéique et surfacique :  $Re_j = 5000$  -  $VR = 9,7$ .

A noter que les transferts thermiques moyens sont certes plus importants pour un faible pas inter-trous, cependant le débit d'air permettant de refroidir une surface donnée est également plus important du fait que les jets sont proches entre eux (figure 3.43).

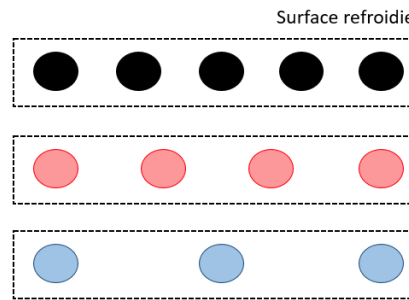


FIGURE 3.43 – Schéma de plusieurs pas inter-trous en vis-à-vis d'une surface donnée

### ► Distribution moyenne du nombre de Nusselt à débit d'air fixé

L'analyse précédente s'est reposée sur l'étude de l'influence du pas inter-trous à nombre de Reynolds fixé ( $Re_j = 5000$ ). Refroidir une surface donnée en préservant le nombre de Reynolds à l'injection revient à avoir un débit d'air impactant une surface donnée plus important lorsque le pas inter-trous est faible (figure 3.43). On se propose donc ici de fixer le débit refroidissant une surface donnée et d'étudier l'influence du pas inter-trous sur les transferts thermiques surfaciques. On désire ainsi savoir s'il est préférable de refroidir une surface donnée à débit d'air fixé avec un pas inter-trous faible ou élevé. Pour cela, on reprend la configuration aérodynamique étudiée précédemment ( $Re_j = 5000$  et  $VR = 9,7$ ), l'évolution du nombre de Nusselt surfacique  $\overline{Nu}_{6d}$  est présentée en fonction du débit linéique  $Q_{lin}$  (figure 3.44) et non pas en fonction du nombre de Reynolds. Ce débit linéique,  $Q_{lin}$ ,<sup>8</sup> correspond au débit à l'entrée du tube multi-perforé divisé par le pas inter-trous :

$$Q_{lin} = \frac{Q_{tube}}{p} \quad (3.4)$$

Raisonné à débit linéique fixé revient donc à raisonner sur un débit fixé impactant une surface donnée.

8. Le débit linéique n'est pas un paramètre de similitude à la différence du nombre de Reynolds. Il dépend d'un part de la configuration géométrique (diamètre du tube, diamètre du trou) et de la configuration aérodynamique (nombre de Reynolds à l'injection, intensité de l'écoulement cisailant amont).

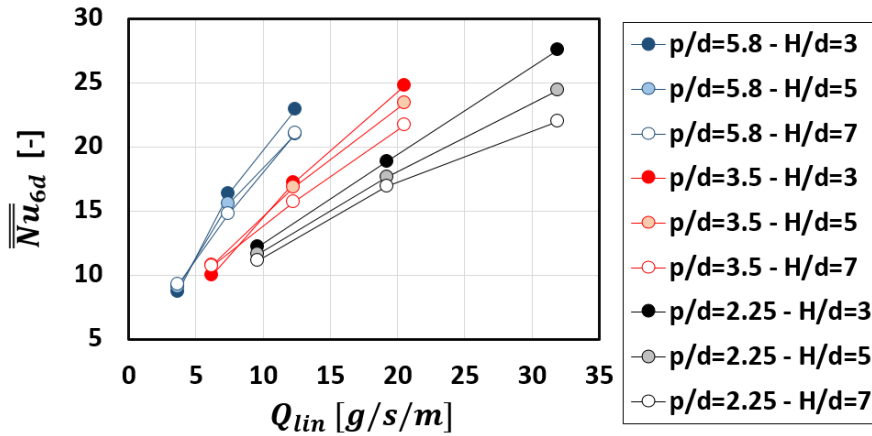


FIGURE 3.44 – Influence de  $p/d$  sur les transferts thermiques surfaciques en fonction du débit linéique :  $VR = 9,7$ .

A débit linéique fixé, le nombre de Nusselt surfacique augmente lorsque le pas inter-trous augmente. Les transferts thermiques moyens sont donc plus importants pour un pas inter-trous élevé. En effet, l'étude précédente a montré que le pas inter-trous ne modifie pas le nombre de Nusselt proche des points d'impact. L'influence du pas inter-trous joue principalement à mi-distance entre les jets. Or, augmenter la distance entre les jets entraîne à la fois une diminution du nombre de Nusselt dans la zone située à mi-distance et également une diminution du débit utilisé pour refroidir la surface (pas inter-trous plus élevé). La diminution du nombre de Nusselt à mi-distance est compensée par la diminution du débit utilisé pour refroidir la surface, entraînant ainsi une augmentation des transferts thermiques surfaciques lorsque le pas inter-trous augmente. Par conséquent, afin de refroidir une surface donnée à débit fixé impactant cette surface, il est préférable, dans la plage d'étude de nos travaux, d'augmenter la distance entre les trous pour améliorer les transferts thermiques moyens. Toutefois, l'éloignement des jets entraîne un creux dans la distribution du nombre de Nusselt à mi-distance entre les jets, provoquant ainsi des points chauds à mi-distance entre les jets.

Pour une faible distance d'impact ( $H/d \leq 5$ ), le pas inter-trous a une faible influence sur les transferts thermiques locaux proches du point d'impact à la fois dans les directions parallèle et perpendiculaire à la rangée des trous. L'influence du pas inter-trous sur les transferts thermiques se limite à la région située à mi-distance entre les jets au niveau de l'effet fontaine. Pour les grandes distances d'impact ( $H/d = 7$ ), l'expansion radiale des jets est limitée par les jets adjacents. En conséquence, le nombre de Nusselt local diminue lorsque le pas inter-trous diminue du fait des interactions entre jets.

En fixant le nombre de Reynolds à l'injection, les transferts thermiques moyens sont plus importants pour un faible pas inter-trous. Toutefois, les jets étant plus proches, le débit d'air impactant une surface donnée est également plus important. Aussi, l'étude à débit d'air fixé impactant une surface donnée a permis de mettre en évidence, dans la plage d'étude de nos travaux, que les transferts thermiques moyens augmentent lorsque le pas inter-trous augmente.

### 3.5 Influence du nombre de Reynolds $Re_j$

Cette partie est dédiée à l'étude de l'influence du nombre de Reynolds à l'injection. Trois nombres de Reynolds sont étudiés :  $Re_j = 5000$  correspondant un jet faiblement turbulent,  $Re_j = 3000$  et  $Re_j = 1500$  correspondant un jet transitionnel.

#### 3.5.1 Jet axisymétrique issu d'un tube long

On étudie dans un premier temps l'influence du nombre de Reynolds sur la structure aérodynamique et les transferts thermiques associés à un jet axisymétrique issu d'un tube long. L'effet du nombre de Reynolds est ici étudié pour un jet faiblement turbulent ( $Re_j = 5000$ ) et transitionnel ( $Re_j = 3000$ ). Cette étude intermédiaire permettra par la suite de distinguer les particularités propres aux jets issus d'un tube multi-perforé ( $1500 < Re_j < 5000$ ).

##### 3.5.1.1 Influence de $Re_j$ sur l'aérodynamique du jet

La description aérodynamique du jet est présentée successivement dans la zone de jet libre, la zone d'impact et la zone de jet pariétal.

##### ► Zone de jet libre

La figure 3.45 présente la norme des champs de vitesse moyenne pour un jet faiblement turbulent ( $Re_j = 5000$ ) et un jet transitionnel ( $Re_j = 3000$ ). Les profils de vitesse dans la région de jet libre ( $0, 4 < z/d < 6$ ) sont également renseignés sur la figure 3.45c.

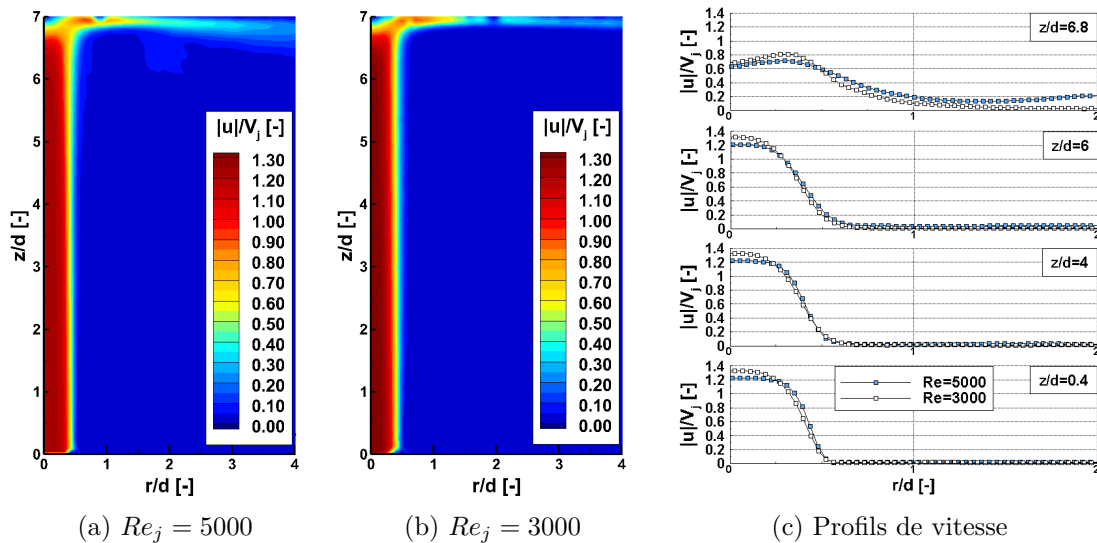


FIGURE 3.45 – Influence de  $Re_j$  sur la norme des vitesses moyennes : jet issu d'un tube long ( $H/d = 7$ ).

Comme il a été souligné dans le paragraphe 3.1.1.1 pour  $Re_j = 5000$ , le profil de la norme de la vitesse moyenne à l'injection ( $z/d = 0, 4$ ) est caractéristique d'un écoulement turbulent pleinement développé dans un tube long : légèrement aplati au centre avec  $|\mathbf{u}_{\max}| = 1, 2\bar{V}_j$ . Lorsque le nombre de Reynolds diminue ( $Re_j = 3000$ ) et que le jet devient transitionnel, le profil de vitesse au cœur du jet devient moins aplati. La vitesse normalisée au cœur du jet augmente alors  $|\mathbf{u}_{\max}|/\bar{V}_j = 1, 3$ . Lorsque le jet progresse vers la plaque d'impact, les profils de vitesse dans la région de jet libre ( $z/d < 6$ ) reste identiques au profil de vitesse à l'injection pour les deux régimes d'écoulement.

La norme des champs de vitesse rms dans la région de jet libre ( $0, 4 < z/d < 6$ ) est présentée sur la figure 3.46. A l'injection ( $z/d = 0, 4$ ), les fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement sont

proches ( $\lesssim 10\%$ ) pour un jet transitionnel et un jet faiblement turbulent. Comme il a été souligné dans le paragraphe 3.1.1.1 pour  $Re_j = 5000$ , la couche de cisaillement n'est pas déclenchée directement en sortie d'injection (figure 3.46a), elle s'épaissit à partir de  $z/d > 4$ . Pour un jet transitionnel à  $Re_j = 3000$ , l'épaississement de la couche de cisaillement n'est pas visible sur le champ de vitesse rms (figure 3.46b). Le jet transitionnel impacte ainsi la plaque dans la zone laminaire.<sup>9</sup> Le niveau de turbulence dans la couche de cisaillement reste faible et inférieur à 10% jusqu'en proche paroi. En conséquence, les écarts sur le niveau de turbulence dans la couche de cisaillement entre un jet faiblement turbulent ( $Re_j = 5000$ ) et un jet transitionnel ( $Re_j = 3000$ ) sont marqués à partir de  $z/d > 4$ , le niveau de turbulence dans la couche de cisaillement devenant plus élevé pour  $Re_j = 5000$  (figure 3.46c).

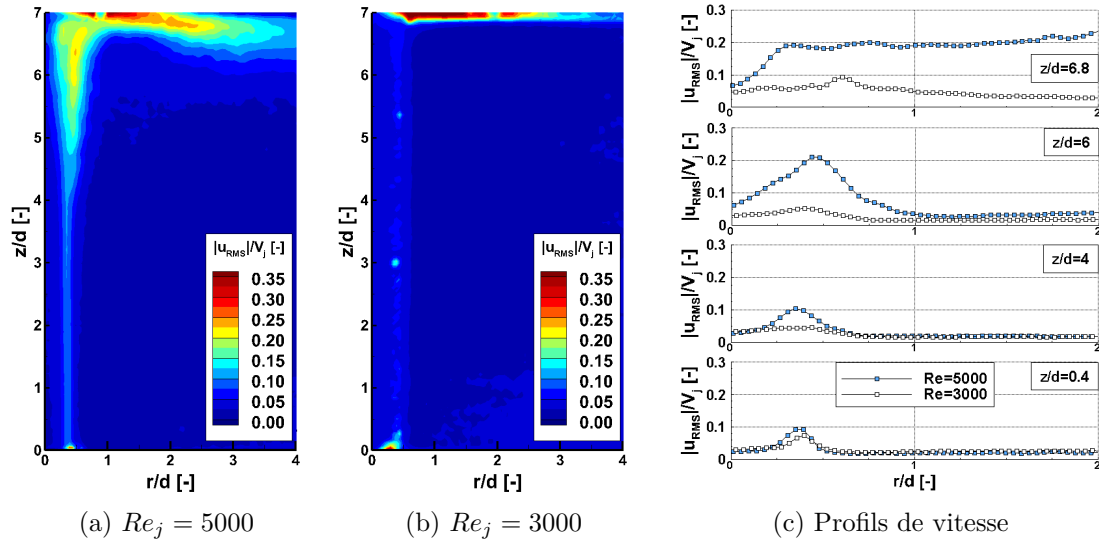


FIGURE 3.46 – Influence de  $Re_j$  sur la norme des vitesses rms : jet issu d'un tube long ( $H/d = 7$ ).

### ► Zone d'impact et zone de jet pariétal

Les figures 3.45c et 3.46c présentent le profil de la norme des vitesses moyennes et rms en proche paroi ( $z/d = 6, 8$ ). La vitesse moyenne normalisée,  $|\mathbf{u}|/\overline{V}_j$ , est très similaire pour les deux régimes d'écoulement. Les fluctuations de vitesse en proche paroi sont en revanche plus importantes pour un jet faiblement turbulent comparé à un jet transitionnel. Cet écart est principalement dû au fait que le jet transitionnel ( $Re_j = 3000$ ) impacte la plaque avant le développement de la couche de cisaillement à la différence d'un jet faiblement turbulent ( $Re_j = 5000$ ).

#### 3.5.1.2 Influence de $Re_j$ sur les transferts thermiques

La figure 3.47 présente la distribution radiale du nombre de Nusselt d'un jet faiblement turbulent ( $Re_j = 5000$ ) et transitionnel ( $Re_j = 3000$ ) pour une faible et grande distance d'impact ( $H/d = 3$  et  $H/d = 7$ ). L'influence de la distance d'impact sur les transferts thermiques associés à un jet faiblement turbulent a été étudiée dans le paragraphe 3.3.1.2. Pour un jet transitionnel, la distance d'impact n'a pas d'influence sur le nombre de Nusselt dans la région proche du point de stagnation. En effet, la plaque est située dans la zone laminaire : la norme des vitesses moyennes et rms se conservent au cœur du jet entre l'injection et la plaque d'impact. On observe toutefois l'apparition d'un second maximum sur la distribution du nombre de Nusselt pour  $H/d = 7$ , ce second maximum n'est pas présent pour  $H/d = 3$ . L'étude bibliographique a pourtant mis en évidence, pour un jet turbulent, que ce second maximum est présent pour une faible distance d'impact et est lié à l'interaction des structures tourbillonnaires instationnaires avec l'écoulement pariétal. L'absence de structures tourbillonnaires proche de l'injection d'un jet transitionnel (zone laminaire) est très probablement

9. Cf le paragraphe 1.1.2.1 (figure 1.7) définissant la zone laminaire.

responsable de l'absence de second maximum pour  $H/d = 3$ . Pour un jet transitionnel, le paragraphe précédent a mis en évidence que la zone laminaire entraîne un retard sur le développement des structures tourbillonnaires. Ceci provoque très probablement une apparition du second maximum pour une distance d'impact grande  $H/d = 7$ .

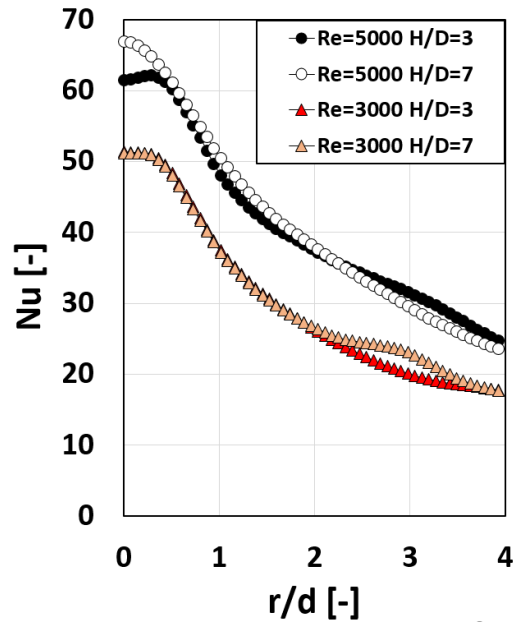


FIGURE 3.47 – Influence du nombre de  $Re_j$  sur la distribution du nombre de Nusselt.

A la différence d'un jet turbulent, un jet transitionnel présente une zone laminaire étendue en sortie d'injecteur. Ceci provoque un retard sur le développement de la couche de cisaillement et sur l'apparition des structures tourbillonnaires. Cette caractéristique du jet transitionnel entraîne des particularités sur les transferts thermiques. En particulier, la distance d'impact n'a pas d'influence sur la distribution du nombre de Nusselt proche du point de stagnation ( $3 < H/d < 7$ ).

### 3.5.2 Jets issus d'un tube multi-perforé

Ce paragraphe est dédié à l'influence du nombre de Reynolds sur la structure aérodynamique et les transferts thermiques associés aux jets issus d'un tube multi-perforé. L'influence du nombre de Reynolds à l'injection est étudiée dans la plage  $1500 < Re_j < 5000$ .

#### 3.5.2.1 Influence de $Re_j$ sur l'aérodynamique des jets

La figure 3.48 présente une visualisation de jets issus d'un tube multi-perforé dans la direction parallèle à la rangée des trous ( $y/d = 0$ ).

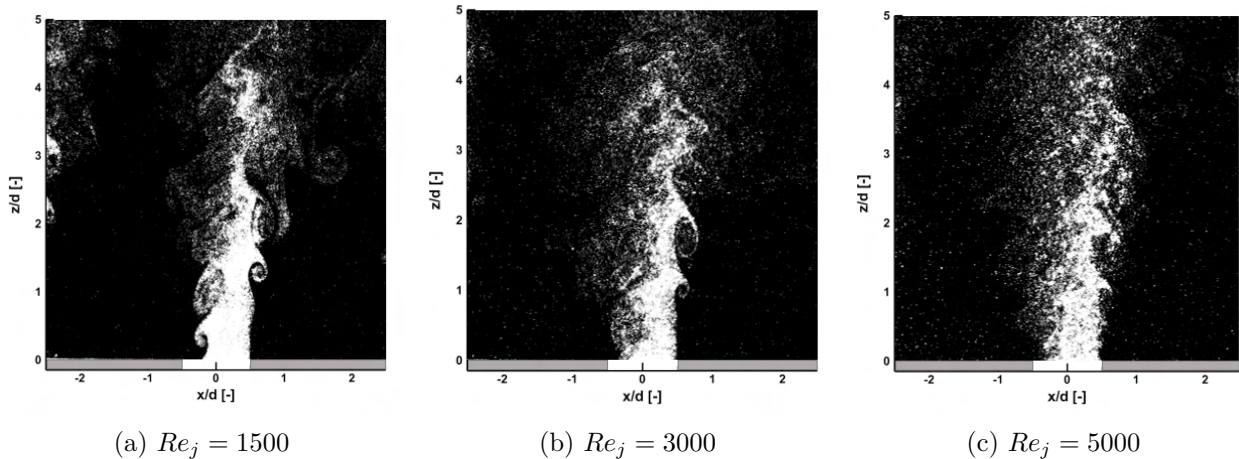


FIGURE 3.48 – Visulation d'un jet libre issu d'un tube multi-perforé (sans plaque d'impact) dans le plan parallèle à la rangée des trous ( $y/d = 0$ ) :  $p/d = 3,5$  -  $VR = 2$ .

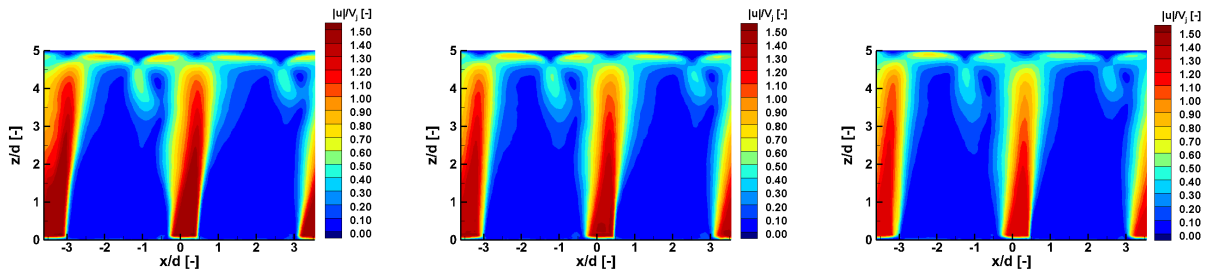
L'influence du nombre de Reynolds est étudiée pour des jets transitionnels  $Re_j = 1500$  (figure 3.48a) et  $Re_j = 3000$  (figure 3.48b), et faiblement turbulent  $Re_j = 5000$  (figure 3.48c). Le jet étant dissymétrique, on distingue la partie amont et aval :

- Pour un jet transitionnel à  $Re_j = 1500$  : dans la moitié amont du jet, la couche de mélange est amorcée dès l'injection, des structures tourbillonnaires cohérentes apparaissent. Ces structures tourbillonnaires se développent et grossissent. Elles semblent ensuite se disloquer à approximativement  $z/d \approx 2$ . Dans la partie aval du trou en revanche, la couche de cisaillement n'est pas amorcée directement en sortie d'injection. Le jet présente d'abord un caractère laminaire. Des structures tourbillonnaires apparaissent ensuite à approximativement  $z/d \approx 1$ . Ces structures tourbillonnaires se développent et grossissent. Elles finissent par se disloquer à environ  $z/d \approx 3$ . Les parties amont et aval de la couche de cisaillement fusionnent ensuite. Il n'y a alors plus de structures tourbillonnaires cohérentes de grande échelle présentes dans le jet à  $z/d \gtrsim 3$ .
- Pour un jet transitionnel à  $Re_j = 3000$  : on observe également des similitudes avec un jet à  $Re_j = 1500$ . Des structures tourbillonnaires cohérentes se développent dans la partie aval de la couche de cisaillement. Dans la partie amont en revanche, les structures tourbillonnaires de grande échelle semblent se disloquer dès l'injection à la différence d'un jet transitionnel à  $Re_j = 1500$ .
- Pour un jet faiblement turbulent à  $Re_j = 5000$  : les parties amont et aval du jet sont turbulentes. On n'observe pas de structures tourbillonnaires cohérentes.

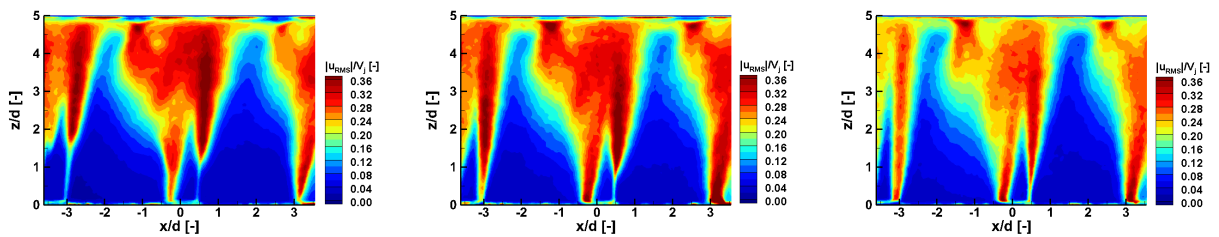
En conséquence, l'apparition des grandes structures tourbillonnaires cohérentes puis leur dislocation se fait de plus en plus proche de l'injection lorsque le nombre de Reynolds augmente. Par analogie avec un jet axisymétrique issu d'un tube long, ceci est très probablement dû à la réduction de la zone laminaire, observée dans la partie aval du jet lorsque le nombre de Reynolds augmente. Afin de compléter cette analyse, la figure 3.49 présente la norme des champs des vitesses moyennes



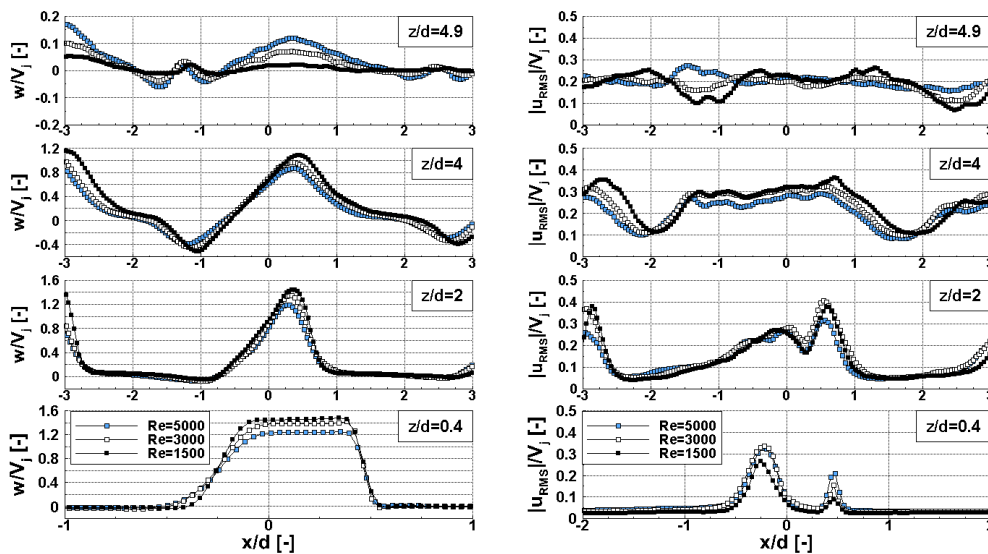
(figures 3.49a à 3.49c) et rms (figures 3.49d à 3.49f) dans le plan parallèle à la rangée des trous. Les profils de vitesses sont également renseignés sur les figures 3.49g et 3.49h.



(a) Vitesse moyenne :  $Re_j = 1500$  (b) Vitesse moyenne :  $Re_j = 3000$  (c) Vitesse moyenne :  $Re_j = 5000$



(d) Vitesse rms :  $Re_j = 1500$  (e) Vitesse rms :  $Re_j = 3000$  (f) Vitesse rms :  $Re_j = 5000$



(g) Profils : vitesse moyenne

(h) Profils : vitesse rms

FIGURE 3.49 – Influence du nombre de Reynolds sur la norme des vitesses moyennes et rms dans le plan parallèle à la rangée des trous ( $y/d = 0$ ) :  $H/d = 5$  -  $VR = 9.7$ -  $p/d = 3, 5$ .

A l'injection (figure 3.49g :  $z/d = 0, 4$ ), la vitesse moyenne maximale normalisée est légèrement plus élevée pour un faible nombre de Reynolds ( $|\mathbf{u}_{\max}|/\bar{V}_j = 1, 5$  pour  $Re_j = 1500$ ) comparé à un plus grand nombre de Reynolds ( $|\mathbf{u}_{\max}|/\bar{V}_j = 1, 3$  pour  $Re_j = 5000$ ). Cette tendance est également visible dans la configuration du tube long ( $|\mathbf{u}_{\max}|/\bar{V}_j = 1, 2$  pour  $Re_j = 5000$  contre  $|\mathbf{u}_{\max}|/\bar{V}_j = 1, 3$  pour  $Re_j = 3000$ ), le profil de vitesse devenant moins aplati lorsque le nombre de Reynolds diminue. Toujours à l'injection (figure 3.49h :  $z/d = 0, 4$ ), on observe également un profil de vitesse rms présentant deux pics d'intensité différentes quelque soit le nombre de Reynolds. Dans la partie amont de la couche de cisaillement, les fluctuations de vitesse ont tendance à diminuer lorsque le nombre

de Reynolds diminue. Les écarts restent toutefois très faibles. Comme il a été vu précédemment, la couche de cisaillement est très probablement générée par la déviation soudaine de l'écoulement entre l'intérieur du tube et le jet. Cette déviation est plus faible pour un faible nombre de Reynolds  $Re_j$ , le débit à l'intérieur du tube étant bien plus faible. Dans la partie aval de la couche de cisaillement, les fluctuations de vitesse augmentent lorsque le nombre de Reynolds augmente. La figure 3.48 a en effet montré que la formation de la couche de cisaillement se rapproche du bord du trou ( $x/d = 0,5$ ) lorsque le nombre de Reynolds augmente.

On s'intéresse ici au développement du jet dans la partie aval de la couche de cisaillement pour  $Re_j = 1500$  (figure 3.49d). On observe que les vitesses rms dans la couche de cisaillement sont faibles dans un premier temps ( $\approx 10\%$  entre  $0 < z/d < 0,4$ ) puis augmente. La couche de cisaillement n'est pas déclenchée directement à l'injection. Lorsque le nombre de Reynolds augmente (figures 3.49e et 3.49f), la couche de cisaillement apparaît plus près de l'injection. Cette observation est cohérente avec les observations sur la formation et le développement des structures tourbillonnaires (figure 3.48). Lorsque les jets se développent vers la plaque d'impact ( $z/d > 1$ ), on observe que le niveau de turbulence dans la couche de cisaillement est du même ordre de grandeur pour les trois nombres de Reynolds (figures 3.49d, 3.49e, 3.49f et 3.49h), ou légèrement supérieur pour les faibles nombres de Reynolds ( $Re_j = 1500$  et  $Re_j = 3000$ ). Plusieurs facteurs peuvent expliquer cette tendance. Tout d'abord, la dislocation des structures tourbillonnaires cohérentes de grande échelle observées pour un jet transitionnel, ainsi que leur interaction peut entraîner des fluctuations de vitesse plus importantes. Les écarts des niveaux étant toutefois faibles entre les différents nombres de Reynolds, il est probable qu'on se situe dans la plage d'incertitude des mesures.<sup>10</sup> Les vitesses rms étant par ailleurs normalisées par la vitesse moyenne en sortie de trous  $\bar{V}_j$ , une incertitude sur le débit supposé uniforme entre les trous entraîne une incertitude sur  $\bar{V}_j$  et donc sur le niveau de turbulence  $|\mathbf{u}|/\bar{V}_j$ .

Le niveau de turbulence dans la couche de cisaillement des jets sont ainsi proches pour les trois nombres de Reynolds à la différence d'un jet axisymétrique issu d'un tube long (paragraphe 3.5.1.1). En effet, la déviation entre l'écoulement à l'intérieur du tube multi-perforé et les jets est responsable de la structure 3D du jet et du fort niveau de turbulence dans la couche de cisaillement dès l'injection. L'intensité de l'écoulement cisailant amont étant fixée ( $VR = 9,7$ ) et identique pour les trois nombre de Reynolds, il est probable que ceci entraîne de faibles écarts sur les fluctuations de vitesse malgré la variation du nombre de Reynolds.

### 3.5.2.2 Influence de $Re_j$ sur les transferts thermiques

Ce paragraphe vise à présenter l'influence du nombre de Reynolds sur les transferts thermiques. Tout comme l'étude aérodynamique, on se fixe  $VR = 9,7$ . L'étude bibliographique (paragraphe 1.1.3.2 et 1.3.3.2) a montré que le nombre de Nusselt varie en fonction d'une loi puissance par rapport au nombre de Reynolds :

$$Nu \propto Re_j^n \quad (3.5)$$

On distingue ici les différentes distances d'impact  $3 < H/d < 7$  et pas inter-trous  $2,25 < p/d < 5,8$ , le tableau résume la valeur de  $n$  pour les différentes configurations géométriques :

	$p/d = 2,25$	$p/d = 3,5$	$p/d = 5,8$
$H/d = 3$	$n = 0,67$	$n = 0,76$	$n = 0,81$
$H/d = 5$	$n = 0,63$	$n = 0,64$	$n = 0,70$
$H/d = 7$	$n = 0,57$	$n = 0,59$	$n = 0,69$

TABLE 3.2 –  $\overline{Nu}_{6d} \propto Re_j^n$

10. Le paragraphe 2.3.3.3 a montré que les incertitudes sur la mesure des vitesses rms sont de l'ordre de 10%.

La valeur de  $n$  est comprise entre  $0,57 < n < 0,81$ . Lorsque la distance d'impact augmente, la valeur de  $n$  tend à diminuer. Lorsque le pas inter-trous augmente, la valeur de  $n$  tend à augmenter. A noter que les valeurs de  $n$  sont cohérentes avec les travaux scientifiques portant sur un jet axisymétrique issu d'un tube long (paragraphe 1.1.3.2) et sur une rangée de jets avec écoulement cisailant amont (paragraphe 1.3.3.2).

Les jets issus d'un tube multi-perforé émergent avec une forte dissymétrie. Dans la partie amont des perforations, des structures tourbillonnaires de grande échelle sont présentes dès l'injection des jets transitionnels ( $Re_j = 1500$  et  $Re_j = 3000$ ). Ces structures tourbillonnaires perdent peu à peu leur cohérence lorsque le nombre de Reynolds augmente. Dans la partie aval en revanche, le comportement des jets est très similaire à un jet issu d'un tube long : une zone laminaire est présente à l'injection pour un jet transitionnel. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, la zone laminaire diminue puis disparaît lorsque le jet devient turbulent. L'influence du nombre de Reynolds sur le nombre de Nusselt reste ainsi très similaire à un jet issu d'un tube long avec une évolution en loi puissance :  $\overline{Nu}_{6d} = Re_j^n$  et  $0,6 \lesssim n \lesssim 0,8$ .

### **Bilan du chapitre 3 : comparaison entre les jets issus d'un tube multi-perforé et un jet issu d'un tube long**

Les jets issus d'un tube multi-perforé émergent avec une surface de passage en forme de croissant et limitée à la partie aval des trous d'injection. Le fort aspect 3D des jets dès l'injection ainsi que la forte déviation entre l'écoulement principal dans le tube et l'écoulement à travers les trous entraînent un développement dissymétrique de la couche de cisaillement autour du jet. Dans la plage de variation de notre étude, les niveaux de turbulence dans la couche de cisaillement (compris entre approximativement 20% et 40%) sont bien plus importants à l'injection en comparaison avec un jet issu d'un tube long classiquement rencontré dans la littérature (approximativement 10%). La couche de cisaillement s'épaissit et pénètre rapidement au cœur du jet, entraînant un raccourcissement du cœur potentiel (approximativement  $1,5d$ ) en comparaison avec un jet issu d'un tube long ( $6d$ ). Par ailleurs, l'interaction des écoulements pariétaux après impact entraîne un effet fontaine, résultant en un écoulement descendant en direction du tube multi-perforé. Les transferts thermiques associés aux jets issus d'un tube multi-perforé sont caractérisés par un nombre de Nusselt élevé au voisinage des points d'impact. Pour les faibles distances d'impact ( $H/d = 3$ ), ces transferts thermiques sont équivalents à ceux d'un jet issu d'un tube long. Pour les grandes distances d'impact ( $5 < H/d < 7$ ) en revanche, les transferts thermiques deviennent considérablement plus faibles comparé à un jet issu d'un tube long. Cette diminution des transferts thermiques pour les grandes distances d'impact est une conséquence du raccourcissement du cœur potentiel des jets issus d'un tube multi-perforé.

### Bilan du chapitre 3 : étude d'influence des paramètres de similitude

L'étude d'influence a permis de mettre en évidence l'effet des principaux paramètres géométrique et aérodynamique :

- ▷ Le cisaillement amont a été étudié dans la plage  $1,5 < VR < 9,7$ . Une augmentation de l'intensité de l'écoulement cisailant entraîne d'une part, une diminution de la surface de passage du jet à l'injection, et d'autre part, une accentuation de l'aspect 3D du jet (forme en croissant plus prononcée). Pour autant, la fusion de la couche de cisaillement autour du jet ( $z/d \approx 2,5$ ) provoque une homogénéisation des vitesses dans le jet avant impact. En conséquence, l'influence de l'intensité de l'écoulement cisailant amont est faible sur les transferts thermiques.
- ▷ La distance d'impact a été étudiée dans la plage  $3 < H/d < 7$ . La plaque d'impact est située après l'extrémité du cœur potentiel. Le nombre de Nusselt au point d'impact diminue ainsi avec l'augmentation de la distance d'impact. Loin du point de stagnation, les transferts thermiques augmentent avec la distance d'impact. Les transferts thermiques surfaciques présentent ainsi une distance d'impact optimale. Cette optimum dépend du pas inter-trous, de la surface moyennée et du nombre de Reynolds. Dans la plage d'étude de nos travaux, le nombre de Nusselt moyen  $\overline{Nu}_{6d}$  est maximal entre  $3 < H/d < 5$ .
- ▷ Le pas inter-trous a été étudié dans la plage  $2,25 < p/d < 5,8$ . Pour les faibles distances d'impact ( $3 < H/d < 5$ ), l'influence du pas inter-trous sur les transferts thermiques se limite à la région située à mi-distance entre les jets, au niveau de l'effet fontaine. Pour des distances d'impact plus grandes, le nombre de Nusselt diminue lorsque le pas inter-trous diminue du fait des interactions entre jets avant impact. En fixant le nombre de Reynolds à l'injection, les transferts thermiques moyens sur une surface sont plus importants pour un faible pas inter-trous. Toutefois, les jets étant plus proches, le débit d'air impactant une surface donnée est également plus important. Une étude à débit d'air fixé impactant une surface donnée a permis de mettre en évidence que les transferts thermiques moyens sont plus importants pour un pas inter-trous élevé.
- ▷ Le nombre de Reynolds à l'injection a été étudié dans la plage  $1500 < Re_j < 5000$ . Des structures tourbillonnaires de grande échelle sont présentes dans la couche de cisaillement autour du jet. La nature de ces structures tourbillonnaires dépendent du nombre de Reynolds et de la zone considérée. Elles perdent peu à peu leur cohérence lorsque le nombre de Reynolds augmente. Dans la partie amont, la couche de cisaillement est présente dès l'injection à la fois pour des jets transitionnels ( $1500 < Re_j < 3000$ ) et des jets faiblement turbulents ( $Re_j = 5000$ ). Dans la partie aval, la couche de cisaillement se rapproche d'un jet issu d'un tube long et est très sensible au nombre de Reynolds : une zone laminaire avant le développement de la couche de cisaillement est présente pour les jets transitionnels. L'influence du nombre de Reynolds sur les transferts thermiques reste ainsi très similaire à un jet issu d'un tube long avec une évolution en loi puissance :  $\overline{Nu}_{6d} = Re_j^n$  et  $0,6 \lesssim n \lesssim 0,8$ .



## 4 | Étude des transferts thermiques à échelle 1

---

<b>4.1</b>	<b>Détermination du plan d'expériences</b>	<b>128</b>
4.1.1	Paramètres de similitude	128
4.1.2	Plan d'expériences	131
<b>4.2</b>	<b>Description de l'étude échelle 1</b>	<b>132</b>
4.2.1	Mesures expérimentales	132
4.2.2	Différences expérimentales entre les études échelle 1 et échelle 5	135
4.2.3	Incertitude des mesures	137
<b>4.3</b>	<b>Caractérisation des jets issus d'un tube LPTACC</b>	<b>139</b>
4.3.1	Disparités présentes sur une rangée de jets issus d'un tube LPTACC	139
4.3.2	Comparaison des transferts thermiques à échelle 1 et échelle 5	140

---

La caractérisation aérodynamique et thermique des jets issus d'un tube multi-perforé a jusqu'ici été réalisée pour des trous de diamètre  $d = 4mm$ . Or, le refroidissement du carter de turbine basse pression d'un turboréacteur est effectué avec un tube multi-perforé (tube LPTACC) possédant des trous d'injection de diamètre  $d = 0,8mm$ . Le facteur d'échelle est ainsi égal à 5. Ce changement d'échelle est motivé par les contraintes de mesure des champs de vitesse via technique PIV (cf Chapitre 3, paragraphe 2.1.1). La caractérisation des transferts thermiques par thermographie infrarouge ne présente en revanche pas de contrainte de mesure. On se propose donc dans ce chapitre de valider la similitude d'échelle en réalisant une étude des transferts thermiques associés aux jets issus d'un tube LPTACC à échelle 1. Un banc d'essais a été mis en place afin de caractériser ces transferts thermiques.

La partie 4.1 a pour objectif de présenter les paramètres d'étude retenus permettant une comparaison directe des résultats avec les mesures réalisées à échelle 5, la partie 4.2 est consacrée à la description des mesures expérimentales, la partie 4.3 présente une comparaison des résultats entre échelle 1 et échelle 5, ainsi qu'une discussion portant sur la validation de la similitude.

## 4.1 Détermination du plan d'expériences

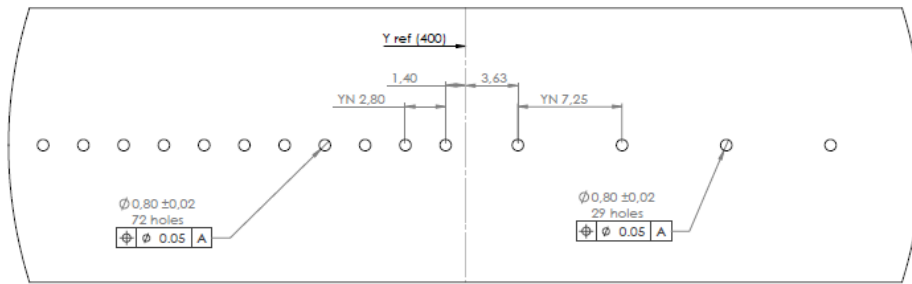
L'étude présentée dans ce chapitre est réalisée sur un tube multi-perforé dont la géométrie est représentative d'un tube LPTACC rencontré dans l'environnement moteur. Un banc d'essais est mis en place afin de caractériser les transferts thermiques entre les jets issus des perforations et une plaque chauffée.

### 4.1.1 Paramètres de similitude

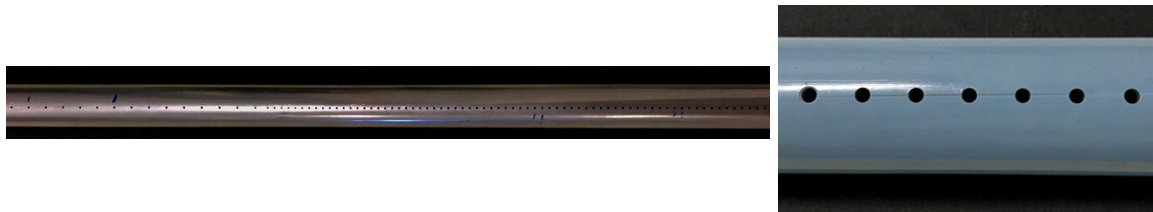
Le chapitre 3 a mis en évidence que les principales grandeurs jouant un rôle sur les transferts thermiques sont géométriques ( $H/d$ ,  $p/d$ ,  $e/d$ ) et aérodynamiques ( $Re_j$  et  $VR$ ). Afin d'étudier l'influence du diamètre du trou, il est essentiel de s'assurer que ces paramètres soient similaires entre l'étude à échelle 1 et l'étude à échelle 5.

#### 4.1.1.1 Paramètres géométriques

Le tube multi-perforé échelle 1, ou tube LPTACC, étudié dans ce chapitre est composé d'une rangée de trous de diamètre  $d = 0,8mm$  (figure 4.1a) :



(a) Géométrie du tube LPTACC - échelle 1



(b) Tube LPTACC - échelle 1

(c) Tube LPTACC - échelle 5

FIGURE 4.1 – Tube LPTACC

La rangée de trous est composée de 101 perforations divisées en deux parties : la première partie est constituée de 72 trous espacés d'un pas inter-trous  $p/d = 3,5$ , la deuxième partie est constituée de 29 trous espacés de  $p/d = 9,1$ . Le tableau 4.1 compare la géométrie du tube multi-perforé à échelle 1 et des tubes multi-perforés utilisés pour l'étude à échelle 5 (Chapitre 3).

Paramètre		Échelle 1	Échelle 5
Diamètre du trou	$d$	0,8mm	4mm
Pas inter-trous	$p/d$	3,5 – 9,1	2,25 – 3,5 – 5,8
Épaisseur du tube	$e/d$	0,89	0,90
Diamètre extérieur du tube	$D_{ext}/d$	23,8	10

TABLE 4.1 – Récapitulatif de la géométrie des tubes LPTACC

- Afin de permettre une comparaison directe des transferts thermiques associés aux jets issus du tube LPTACC et les résultats du chapitre 3 correspondant à un tube multi-perforé échelle 5, nous nous concentrons sur la première partie de la rangée de trous caractérisée par un pas inter-trous  $p/d = 3,5$ .
- Les épaisseurs adimensionnées des tubes sont très proches. Cette grandeur est fixée.
- Le diamètre adimensionné du tube multi-perforé diffère entre les études à échelle 1 et à échelle 5. En effet, conserver le rapport  $D/d = 23,8$  (échelle 1) à plus grande échelle entraîne un diamètre élevé du tube multi-perforé. En conséquence, le débit d'air à imposer à l'entrée du tube afin de maintenir un cisaillement amont  $VR = \overline{V_j}/\overline{V_{tube}}$  donné, augmente fortement, dépassant ainsi la limite acceptable par le système d'alimentation en air. En conséquence, le diamètre adimensionné du tube multi-perforé n'a pas pu être conservé. Toutefois, les études réalisées par Andreini et Da Soghe (2012) ont montré que le diamètre a peu d'influence sur le coefficient de débit en sortie de trous. Ceci laisse également supposer une faible influence du diamètre  $D$  sur les transferts thermiques devant les principaux paramètres géométriques ( $H/d$ ,  $p/d$ ,  $e/d$ ) et aérodynamiques ( $Re_j$  et  $VR$ ).

Tout comme pour l'étude à échelle 5, l'influence de la distance d'impact est réalisée pour  $H/d = 3$ ,  $H/d = 5$  et  $H/d = 7$ .

#### 4.1.1.2 Paramètres aérodynamiques

La configuration testée est caractérisée par le nombre de Reynolds,  $Re_j$ , et l'écoulement cisailant amont,  $VR$ .

##### ► Nombre de Reynolds à l'injection

La répartition du débit en sortie de trous le long d'une rangée de jets (chapitre 1, paragraphe 1.3.2.2) peut être considérée comme uniforme lorsque le critère  $A_r \gtrsim 5$  est respecté (Da Soghe *et al.*, 2013 : figure 1.29), le rapport  $A_r$  étant défini par :

$$A_r = \frac{1}{N} \left( \frac{D}{d} \right)^2 \quad (4.1)$$

où  $N$  représente le nombre de trous,  $d$  le diamètre des trous,  $D$  le diamètre intérieur du tube. Dans le cas du tube LPTACC, ce rapport est égal à  $A_r = 4,8$ . En s'appuyant sur les travaux de Da Soghe *et al.*, l'hypothèse d'une répartition uniforme du débit peut donc être établie. Cette hypothèse sera discutée en s'appuyant sur la distribution du nombre de Nusselt le long de la rangée des trous (paragraphe 4.3.1). Le nombre de Reynolds à l'injection est donc calculé en supposant une répartition uniforme d'après l'équation 4.2<sup>1</sup> :

$$Re_j = \frac{Q_{j,tot} \cdot d}{Na\mu} \quad (4.2)$$

Afin de comparer les transferts thermiques associés aux jets issus du tube LPTACC et ceux d'un tube multi-perforé à échelle 5, l'influence du nombre de Reynolds à l'injection est étudiée pour  $Re_j = 1500$ ,  $Re_j = 3000$  et  $Re_j = 5000$ .

---

1. Les notations sont identiques au chapitre 1, paragraphe 1.3.1.2.



### ► Écoulement cisaillement amont $VR$

Le tube LPTACC est fermé à son extrémité. Tout le débit d'air à l'entrée du tube est donc évacué à travers la rangée de trous : le rapport entre le débit d'air à l'intérieur du tube et les trous d'injection n'est donc pas contrôlé à la différence de l'étude à échelle 5 (Chapitre 3). Ainsi, l'intensité de l'écoulement cisaillement amont, quantifiée par le rapport  $VR = \overline{V}_j / \overline{V}_{tube}$ , est imposée par la géométrie du tube. On cherche dès lors à déterminer la distribution de  $VR$  le long de la rangée des jets en faisant deux hypothèses :

- La répartition du débit est uniforme le long de la rangée des jets.
- En première approximation :  $\rho_i \approx \rho_{tube,i}$ . La masse volumique est notée  $\rho$ .

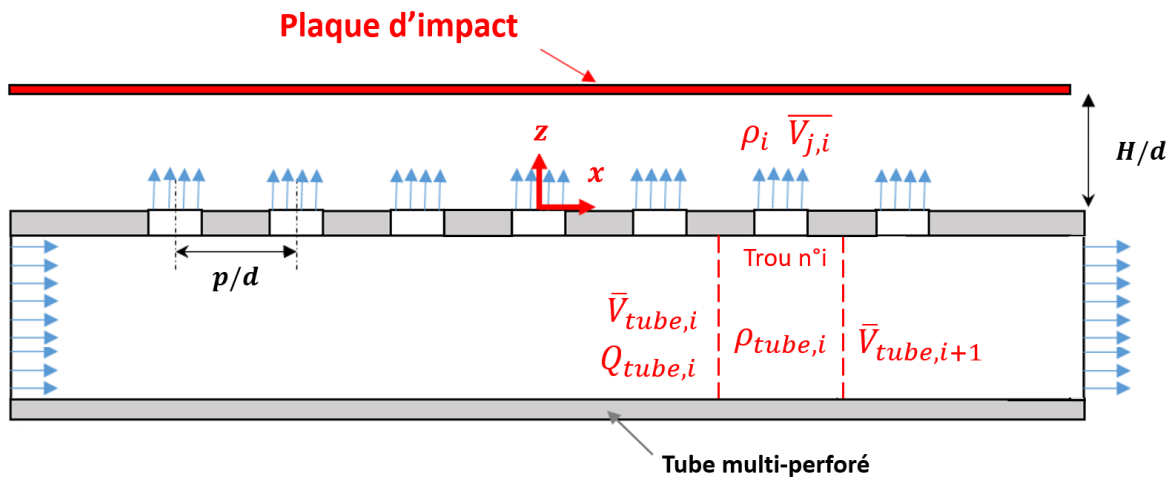


FIGURE 4.2 – Notation des grandeurs aérodynamiques au niveau du trou n<sup>o</sup> $i$ .

On note  $Q_{j,i}$  le débit à la sortie du trou n<sup>o</sup> $i$ , et  $Q_{tube,i}$  le débit à l'intérieur du tube en amont du trou n<sup>o</sup> $i$ . Par conséquent :

$$Q_{tube,i} = Q_{j,i} (N - i + 1) \quad (4.3)$$

Et,

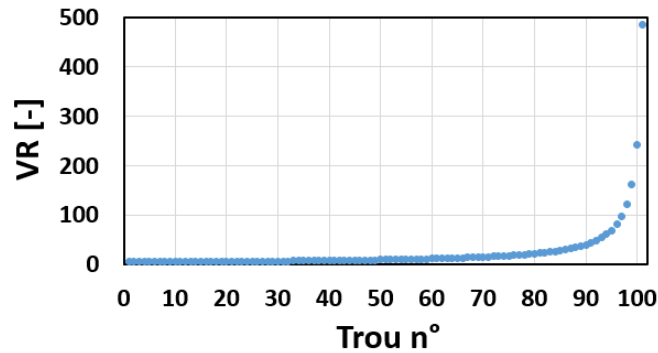
$$\begin{cases} \overline{V}_{j,i} = Q_{j,i} / (a\rho) \\ \overline{V}_{tube,i} = Q_{tube,i} / (A\rho) \end{cases} \quad (4.4)$$

L'expression du paramètre  $VR_i$  au niveau du trou n<sup>o</sup> $i$  s'exprime donc sous la forme<sup>2</sup> :

$$VR_i = \frac{\overline{V}_{j,i}}{\overline{V}_{tube,i}} = \frac{Q_{j,i} A}{Q_{tube,i} a} = \frac{1}{N - i + 1} \cdot \frac{A}{a} = \frac{1}{N - i + 1} \left( \frac{D}{d} \right)^2 \quad (4.5)$$

L'évolution de  $VR$  le long de la rangée de jet est présentée sur la figure 4.3. Le profil ne dépend pas du débit d'air à l'entrée du tube LPTACC (paragraphe 1.3.2.1, figure 1.27). La valeur du paramètre  $VR_i$  au niveau du trou n<sup>o</sup> $i$  reste une estimation du cisaillement amont, du fait que la répartition du débit le long de la rangée des trous est supposée uniforme et les variations de masse volumique négligeables. Le cisaillement amont varie entre  $VR = 4,8$  pour le premier jet et  $VR = 486$  pour le dernier jet. Malgré des variations élevées entre le premier et le dernier jet, l'augmentation importante du paramètre  $VR$  a lieu principalement en bout de tube ( $40 < VR < 486$  entre les jets n<sup>o</sup>90 et n<sup>o</sup>101) et reste faible au début du tube ( $4,8 < VR < 10$  entre les jets n<sup>o</sup>1 et n<sup>o</sup>54).

2. A noter que la valeur de  $VR_1$ , correspondant au cisaillement amont à l'entrée du tube LPTACC (jet n<sup>o</sup>1), vaut  $A_r$ .

FIGURE 4.3 – Évolution de  $VR$  le long de la rangée des jets

Afin de comparer les transferts thermiques associés aux jets issus du tube LPTACC et ceux correspondant à un tube multi-perforé à échelle 5 (chapitre 3), on se limite à la région caractérisée par  $VR \approx 10$  ( $9,3 < VR < 11,6$  entre les jets n°50 et n°60). Le tableau 4.6 résume les paramètres géométriques et aérodynamiques étudiés :

Paramètre		Échelle 1	Échelle 5
Diamètre du trou	$d$	0,8mm	4mm
Rangée de trous	$p/d$	3,5	3,5
Épaisseur du tube	$e/d$	0,89	0,90
Diamètre extérieur du tube	$D/d$	23,8	10
Distance d'impact	$H/d$	3 – 5 – 7	3 – 5 – 7
Nombre de Reynolds	$Re_j$	1500 – 3000 – 5000	1500 – 3000 – 5000
Cisaillement amont	$VR$	$\approx 10$	9,7

TABLE 4.2 – Récapitulatif des paramètres géométriques et aérodynamiques des mesures à échelle 1 et 5.

#### 4.1.2 Plan d'expériences

Les mesures consistent à reproduire les essais thermiques réalisés dans le chapitre 3, en étudiant l'influence des principaux paramètres géométrique et aérodynamique. Le tableau 2.1 synthétise les mesures thermiques par thermographie infrarouge :

$p/d = 3,5$					
$Re_j$	$H/d$	$Re_j$	$H/d$	$Re_j$	$H/d$
5000	3	3000	3	1500	3
	5		5		5
	7		7		7

TABLE 4.3 – Matrice des mesures thermiques à échelle 1

## 4.2 Description de l'étude échelle 1

### 4.2.1 Mesures expérimentales

Ce paragraphe vise à décrire le banc d'essais mis en place afin d'étudier les transferts thermiques associés aux jets issus du tube LPTACC. La méthode de mesure par technique de caméra infrarouge est également présentée en insistant exclusivement sur les différences avec l'étude spécifique échelle 5.

#### 4.2.1.1 Montage expérimental

Les dimensions du tube multi-perforé échelle 5 ( $D_{ext} = 40mm$ ) et du tube LPTACC ( $D_{ext} = 19,05mm$ ) diffèrent du fait du changement d'échelle. Cette modification ne permet plus à la veine d'essais (figure 2.7, chapitre 2) conçue pour l'étude échelle 5 de recevoir le tube LPTACC. Aussi, un banc d'essais spécifique à cette nouvelle étude a été mis en place. Le banc est composé d'un système d'alimentation en air et d'une section test.

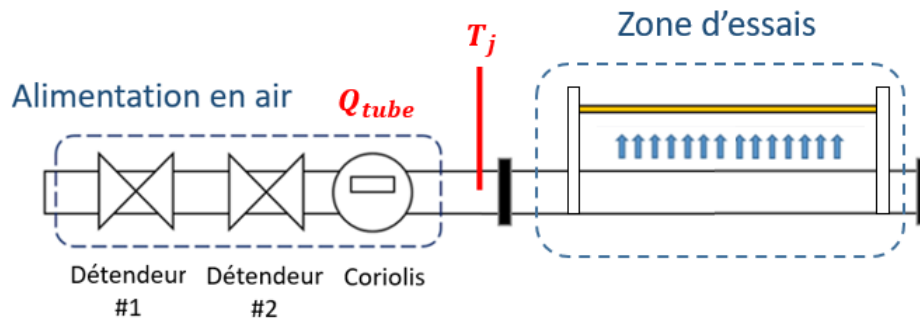


FIGURE 4.4 – Schéma du banc d'essais à échelle 1

Le système d'alimentation est celui conçu pour le banc d'essais spécifique échelle 5 (figure 2.5a, chapitre 2). Deux détendeurs en série permettent de contrôler finement le débit d'air. Ce débit est mesuré par un débitmètre à effet Coriolis. Une description détaillée est présentée dans le chapitre 2 (paragraphe 2.2.1). Le banc d'essais échelle 5 et échelle 1 diffèrent par leur section test :

#### ► Veine d'essais

Le diamètre des trous d'injection est faible ( $d = 0,8mm$ ). Les distances caractéristiques étant de l'ordre de grandeur du diamètre des trous, il est essentiel de pouvoir positionner et déplacer précisément le tube LPTACC afin de ne pas induire d'erreur sur les paramètres géométriques (distance d'impact, angle d'inclinaison...).

La veine d'essais est composée d'un bâti soutenant le tube multi-perforé et la plaque d'impact (figures 4.5a et 4.5b). La plaque est solidaire du bâti et ne bouge pas. Les perforations du tube LPTACC sont dirigées vers le haut, impactant ainsi la plaque d'impact sur sa face inférieure. Le banc d'essais a été conçu de manière à pouvoir d'une part retirer et modifier le tube LPTACC, et d'autre part modifier la distance d'impact entre la plaque d'impact chauffée et le tube. Pour se faire, des platines de déplacement micrométriques situées aux deux extrémités du tube LPTACC permettent de déplacer et de régler la distance d'impact (figures 4.5a et 4.5c). Ces platines de déplacement permettent une translation du tube selon l'axe X et Y au moyen de vis micrométriques, ainsi qu'une rotation de tube au moyen d'une platine de rotation. Par ailleurs, des vis de maintien permettent de fixer le tube au bâti (figure 4.5c).

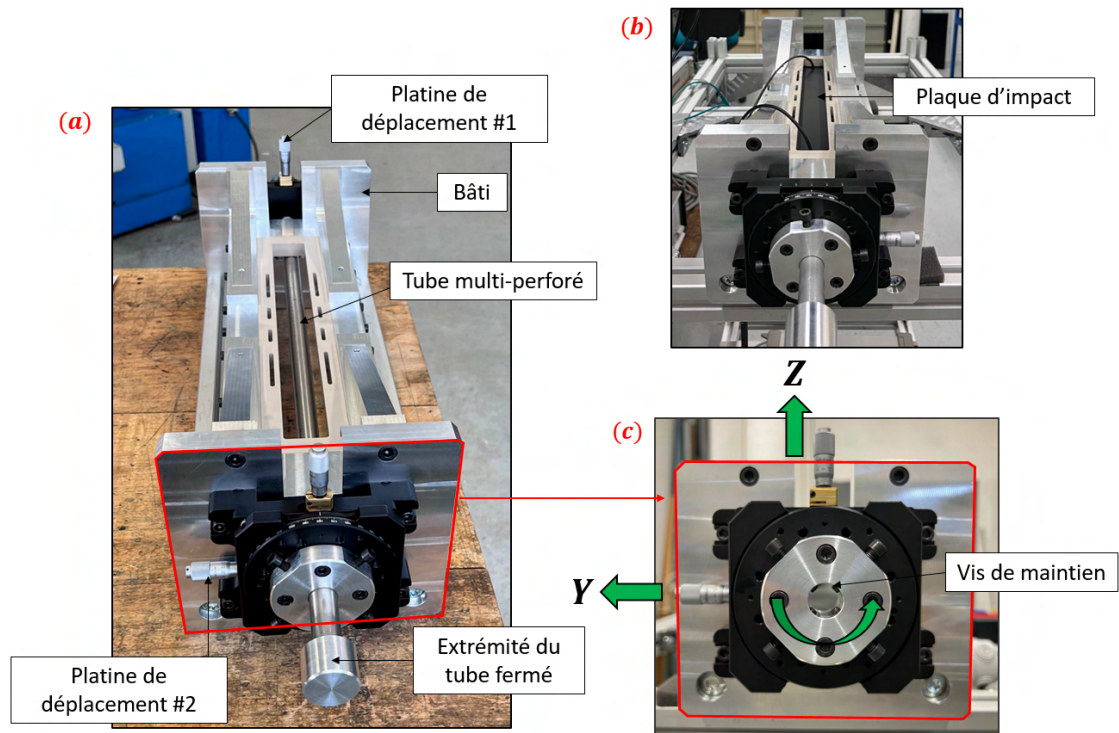


FIGURE 4.5 – Photo de la section test

Trois cales d'épaisseur  $H/d = 3$ ,  $H/d = 5$  et  $H/d = 7$  permettent de contrôler précisément la distance d'impact (figure 4.6).

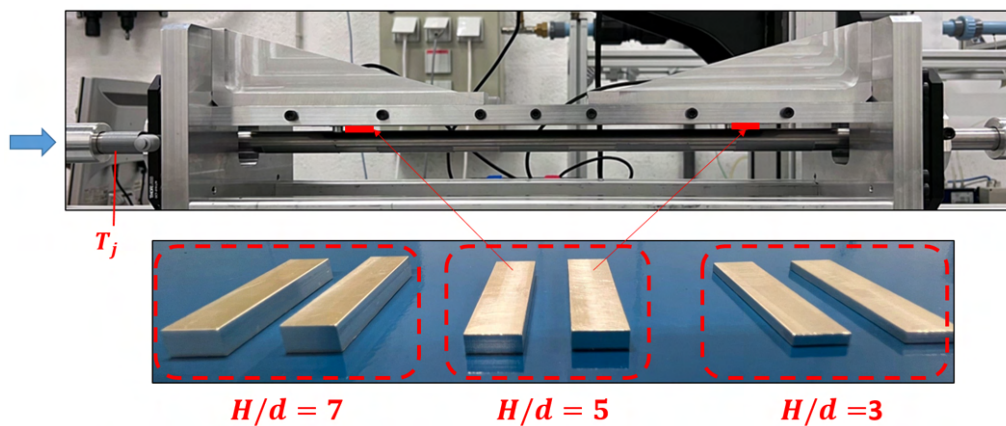


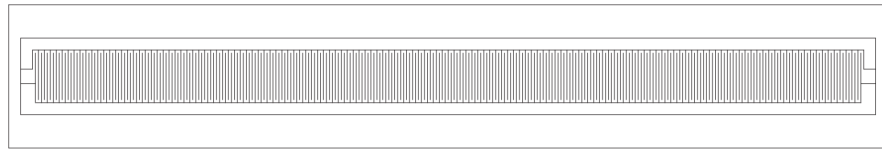
FIGURE 4.6 – Photo de la section test : distance d'impact

Un thermocouple type K est placé à l'entrée du tube LPTACC (figure 4.6) et permet de mesurer la température de l'air à l'intérieur du tube. Deux thermocouples de type K placés à l'extérieur permettent de mesurer la température ambiante.

#### ► Plaque d'impact

La plaque d'impact est une plaque en téflon de conductivité  $\lambda_{\text{téflon}} = 0,25 \pm 0,01 \text{ W/m/K}$ , de largeur  $60\text{mm}$ , de longueur  $370\text{mm}$  et d'épaisseur  $e_{\text{téflon}} = 0,5\text{mm}$  (figure 4.7). Elle est recouverte d'une fine couche de cuivre d'épaisseur  $e_{\text{cuivre}} = 12\mu\text{m}$ . La plaque est suffisamment fine afin de pouvoir considérer une température uniforme dans l'épaisseur. Cette hypothèse est par ailleurs discutée dans le paragraphe 4.2.2. Un circuit imprimé de largeur  $32\text{mm}$  et de longueur  $360\text{mm}$  est gravé sur la fine couche de cuivre en son centre. Un flux de chaleur est ainsi imposé par effet Joule afin de

chauffer la plaque jusqu'à une température maximale de  $120^{\circ}\text{C}$ . Les jets en sortie de trous du tube LPTACC viennent impacter la plaque sur la face chauffée (face avant). Le circuit est alimenté par une alimentation stabilisée, fournissant une tension maximale de  $360\text{V}$ .



(a) Schéma du circuit imprimé (face avant)



(b) Photo de la plaque (face arrière).

FIGURE 4.7 – Plaque d'impact

Par ailleurs, la plaque est recouverte sur les deux faces d'une peinture noire d'émissivité connue et mesurée  $\varepsilon_{\text{plaque}} = 0,95 \pm 0,02$ .

#### 4.2.1.2 Méthodologie expérimentale

La caméra infrarouge, présentée dans le paragraphe 2.3.1.1, est placée en vis-à-vis de la plaque d'impact (figure 4.8).

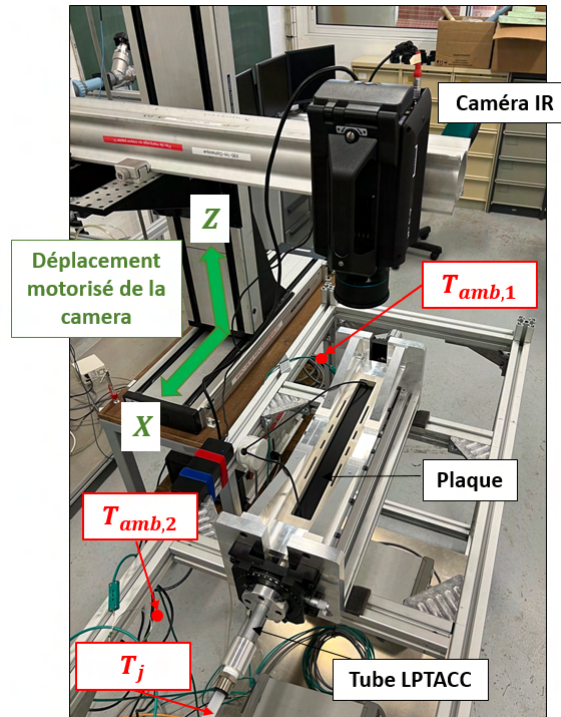


FIGURE 4.8 – Dispositif instrumental

La zone d'impact étant étendue et afin de maintenir une résolution suffisante ( $6,5\text{px}/d$ ), il est nécessaire de déplacer la caméra pour visualiser toute la zone impactée par les jets. Aussi, la caméra infrarouge est fixée à un chariot de déplacement motorisé permettant de déplacer la caméra dans

les directions  $X$  et  $Z$ . Tout comme pour les mesures réalisées à échelle 5, chaque cartographie de température est obtenue en moyennant 375 images prises sur un laps de temps 15s avec une fréquence de 25Hz. Les mesures sont faites en régime stabilisé après avoir réalisé le focus de la caméra.

La méthodologie de calcul permettant de déterminer la distribution du nombre de Nusselt associée aux jets issus du tube LPTACC est identique à celle utilisée sur l'étude à échelle 5. Une description détaillée de la méthode est présentée dans le chapitre 2 (paragraphe 2.3.1.2). Rappelons succinctement que la cartographie de température en face arrière est mesurée pour quatre flux électriques différents imposés sur la face avant de la plaque. La méthode se base sur l'hypothèse que la température en face avant est égale à la température en face arrière. Un bilan de flux est ensuite réalisé afin de déterminer le flux convectif en face avant pour les quatre différents flux électriques. Le coefficient d'échange en face avant est ensuite déduit par régression linéaire.

#### 4.2.2 Différences expérimentales entre les études échelle 1 et échelle 5

Ce paragraphe vise à mettre en évidence les différences entre le banc échelle 5 présenté dans le chapitre 2 et le banc échelle 1. Les différences portant sur les caractéristiques géométrique, aérodynamique et thermique des configurations testées sont passées en revue.

##### ► Particularité géométrique

Comme présenté dans le paragraphe 4.1.1.1, les paramètres géométriques jouant au premier ordre ( $H/d$ ,  $p/d$  et  $e/d$ ) sur les transferts thermiques sont conservés entre les bancs échelle 1 et 5 afin de permettre une comparaison directe de la distribution des coefficients d'échange sur la plaque d'impact. Par ailleurs, l'étude à échelle 1 porte sur un tube LPTACC fermé à son extrémité. L'intensité de l'écoulement cisailant amont est donc imposée par la géométrie du tube, et n'est plus contrôlée via des vannes (figure 2.8, chapitre 2). En conséquence, il n'est pas nécessaire de contrôler et mesurer le débit en sortie de trous. L'impact des jets issus du tube LPTACC n'est donc pas confiné dans une enceinte.

##### ► Particularité aérodynamique

De même, les paramètres aérodynamiques ( $Re_j$  et  $VR$ ) sont conservés entre les mesures thermiques à échelle 1 et 5 (paragraphe 4.1.1.2). Toutefois, conserver le nombre de Reynolds à l'injection tout en modifiant le diamètre des trous d'injection entraîne une modification du nombre de Mach,  $Ma_j$ , à l'injection. En particulier, pour la configuration aérodynamique ayant le nombre de Reynolds le plus élevé ( $Re_j = 5000$ ), le nombre de Mach à l'injection vaut  $Ma_j = 0,28$  lorsque  $d = 0,8mm$  contre  $Ma_j = 0,23$  lorsque  $d = 4mm$ . En conséquence, le nombre de Mach dans la plage d'étude de nos travaux ( $1500 < Re_j < 5000$ ) est inférieur à  $Ma_j < 0,3$ , l'écoulement est incompressible. Le paragraphe 1.3.3.2 (Chapitre 1) a notamment montré que le nombre de Mach a une très faible influence sur les transferts thermiques pour des jets incompressibles.

##### ► Particularité thermique

A échelle 1, la diminution du diamètre des trous ( $d = 0,8mm$ ) entraîne une augmentation du coefficient d'échange associé aux jets. Ceci induit une augmentation du nombre de Biot :

$$Bi = \frac{h_{conv,av} \cdot e_{plaque}}{\lambda_{plaque}} \quad (4.6)$$

Le nombre de Biot, calculé à partir du coefficient d'échange sur la face avant, est compris entre 0,6 et 1,2 pour les jets issus du tube LPTACC. Le nombre de Biot sur la face arrière, calculé à partir du coefficient d'échange de convection naturelle, est égal à 0,012. L'hypothèse d'un nombre de Biot suffisamment faible est primordial afin de pouvoir considérer une température uniforme dans l'épaisseur de la plaque :  $T_{p,ar} = T_{p,av}$ . Or, bien que le nombre de Biot sur la face arrière soit très petit

devant 1, le nombre de Biot sur la face avant est quant à lui de l'ordre de 1. On cherche ainsi à évaluer la pertinence de l'hypothèse  $T_{p,ar} = T_{p,av}$  et déterminer les éventuels écarts sur la détermination du nombre de Nusselt induite par cette hypothèse à l'aide d'un modèle numérique de conduction 3D. Aussi la plaque d'impact, d'épaisseur  $0,5mm$  et recouverte d'une couche de cuivre d'épaisseur  $12\mu m$ , est modélisée (figure 4.9) sur le logiciel COMSOL :

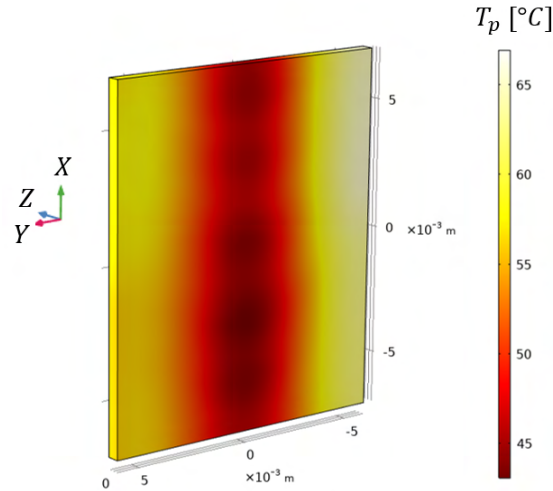


FIGURE 4.9 – Modélisation 3D de la plaque

L'objectif de cette étude est de reproduire un essai expérimental en imposant sur la face avant la distribution du coefficient d'échange obtenue expérimentalement, ainsi qu'un flux uniforme correspondant expérimentalement au flux électrique. Les transferts thermiques 3D à travers la plaque sont alors calculés par méthode des éléments finis. En particulier, la cartographie de température sur la face avant et arrière de la plaque d'impact est calculée. On désire ainsi reconstruire la distribution du coefficient d'échange en face avant en utilisant la méthodologie expérimentale par bilan de flux et en supposant  $T_{p,ar} = T_{p,av}$ . Cette étude permet d'évaluer les éventuels écarts entre la distribution du coefficient d'échange imposée en face avant et la distribution du coefficient d'échange calculée en faisant l'hypothèse  $T_{p,ar} = T_{p,av}$ .

- Sur la face avant de la plaque, on impose la distribution du coefficient d'échange  $h_{conv,av}(x; y)$  :

$$h_{conv,av}(x; y) = \frac{Nu(x, y) \cdot \lambda}{d} \quad (4.7)$$

où  $d = 0,8mm$  correspond au diamètre des trous du tube LPTACC,  $\lambda$  la conductivité de l'air et  $Nu(x; y)$  la distribution locale du nombre de Nusselt obtenue expérimentalement dans le chapitre 3 pour la configuration  $Re_j = 5000 - H/d = 3 - p/d = 3,5$ . Cette configuration possède en effet le coefficient d'échange associé aux jets le plus élevé, et donc le nombre de Biot le plus élevé. Par ailleurs, un flux uniforme est imposé sur la face avant ( $\varphi_p = 25kW/m^2$ ).

- Sur la face arrière, on impose un coefficient d'échange  $h_{conv,ar} = 6W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$  mesuré expérimentalement (paragraphe 2.3.1.2).
- Les parois latérales sont considérées adiabatiques.

Le rayonnement des deux faces de la plaque (émissivité  $\varepsilon_p = 0,95$ ) est pris en compte, la température ambiante étant égale à  $T_{amb} = 18^\circ C$ . La cartographie de température sur la face avant et arrière est ainsi calculée par méthode des éléments finis à l'aide du logiciel COMSOL. La distribution du coefficient d'échange en face avant est ainsi déduite par bilan de flux en suivant la méthodologie expérimentale et en supposant  $T_{p,ar} = T_{p,av}$ .

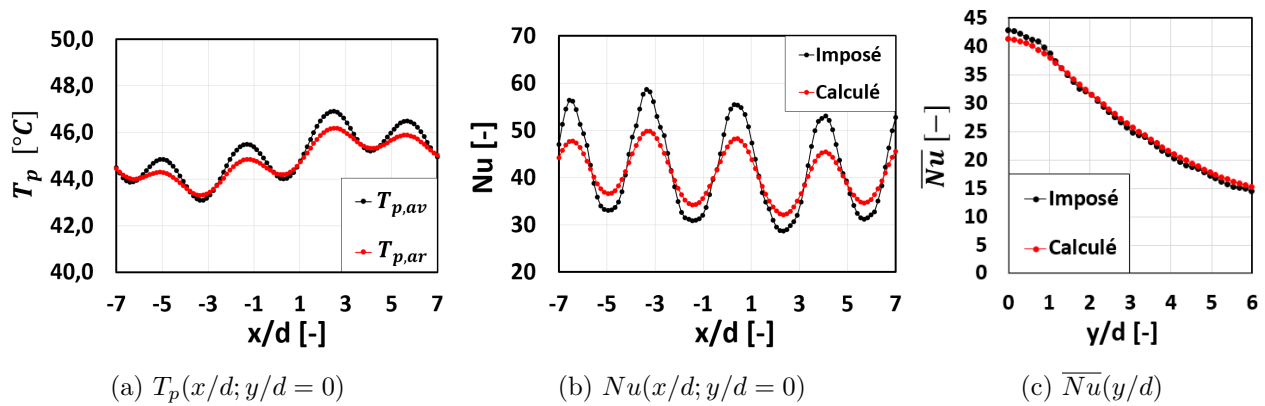


FIGURE 4.10 – Comparaison du nombre de Nusselt imposé et calculé par méthodologie expérimentale :  $Re_j = 5000$  -  $VR = 9,7$  -  $H/d = 3$  -  $p/d = 3,5$ .

Des écarts de température entre la face avant de la plaque d'impact et la face arrière sont observés (figure 4.10a) au niveau des creux (points de stagnation des jets) et des pics (entre les jets). Ces écarts entraînent des pics et des creux moins marqués sur la distribution locale du nombre de Nusselt proche des points de stagnation (figure 4.10b). Par ailleurs, la figure 4.10c présente la distribution linéique du nombre de Nusselt. On observe ainsi que les écarts sont faibles et maximaux dans la zone d'impact (approximativement 3% en  $y/d = 0$ ). Cette configuration correspond au cas le plus critique (nombre de Biot le plus élevé). En conséquence, l'hypothèse  $T_{p,ar} = T_{p,av}$  conduit à des écarts sensibles sur la distribution locale du nombre de Nusselt proche des points de stagnation. Toutefois cette hypothèse est largement acceptable sur la détermination du nombre de Nusselt linéique, les écarts induits par cette hypothèse étant inférieurs à 3% pour la configuration la plus critique.

### 4.2.3 Incertitude des mesures

Les grandeurs géométriques, aérodynamiques et thermiques étant adimensionnées par le diamètre  $d$  des trous, il est essentiel que la tolérance d'usinage sur le diamètre des perforations soient faibles afin de limiter les incertitudes :  $d = 0,8 \pm 0,02mm$ . L'incertitude sur le diamètre des trous est estimée à  $\frac{\Delta d}{d} = 2,5\%$ .

#### ► Incertitude sur les paramètres géométriques et aérodynamiques

- La distance  $H$  entre le tube multi-perforé et la plaque d'impact est contrôlé via des cales ayant une tolérance d'usinage  $\pm 0,01mm$  (figure 4.6). L'incertitude sur la distance d'impact est donc compris entre 2,7% pour  $H/d = 3$  et 2,9% pour  $H/d = 3$  :

$$\frac{\Delta(H/d)}{(H/d)} = \frac{\Delta H}{H} + \frac{\Delta d}{d} \quad (4.8)$$

- Le système d'alimentation en air est similaire au banc d'essais mis en place pour l'étude à échelle 5. L'incertitude sur le débit à l'entrée du tube est identique. En revanche, le nombre de trous composant le tube LPTACC est bien plus grand ( $N = 101$  pour le tube LPTACC contre  $N = 7$  pour le tube échelle 5). Aussi, la variation du débit d'air en sortie de trous est davantage susceptible de varier. Une détermination de ces incertitudes est difficilement quantifiable précisément. Une estimation est toutefois calculée à partir des résultats sur la distribution du nombre de Nusselt le long de la rangée des trous, ces résultats sont présentés dans le paragraphe 4.3.1.



**► Incertitude sur le nombre de Nusselt**

Les incertitudes sur le nombre de Nusselt s'exprime sous la forme :

$$\frac{\Delta Nu}{Nu} = \frac{\Delta h}{h} + \frac{\Delta d}{d} \quad (4.9)$$

La méthode permettant de déterminer le coefficient d'échange associé aux jets issus du tube LP-TACC est identique à celle utilisée pour l'étude à échelle 5 (paragraphe 2.3.3.2). Aussi les incertitudes sur le coefficient d'échange sont déterminées par méthode de Monte Carlo et avec un niveau de confiance de 95%. Les incertitudes sur le terme  $\frac{\Delta h}{h}$  sont ainsi du même ordre de grandeur. La tolérance sur le diamètre des trous est de 2,5%.<sup>3</sup> Les incertitudes sur le nombre de Nusselt sont ainsi estimées entre 8% et 15%. Les valeurs des incertitudes relatives entre les mesures sont quant à elles estimées à moins de 8%.

---

3. Les tolérances d'usinage sur le diamètre des trous sont inférieures à 1% pour l'étude à échelle 5 ( $d = 4mm$ )

### 4.3 Caractérisation des jets issus d'un tube LPTACC

Dans un premier temps, ce paragraphe vise à étudier la répartition du nombre de Nusselt le long de toute la rangée de jets du tube LPTACC, l'objectif étant d'évaluer d'éventuelles disparités entre les jets dues à la variation de paramètres non contrôlés (disparité du débit d'air le long de la rangée, évolution de l'écoulement cisailant amont  $VR$  ...). Une étude détaillée des paramètres d'influence est ensuite réalisée sur une zone restreinte et représentative des transferts thermiques le long du tube LPTACC.

#### 4.3.1 Disparités présentes sur une rangée de jets issus d'un tube LPTACC

On détermine dans un premier temps, les transferts thermiques locaux au niveau des points de stagnation des jets. La figure 4.11 présente la distribution du nombre de Nusselt sur la ligne en vis-à-vis de la rangée des trous ( $y/d = 0$ ). Afin de garder une résolution satisfaisante ( $6,5px$  par diamètre), la caméra infrarouge est proche de la plaque d'impact. En conséquence, une zone restreinte est mesurée. Aussi, le déplacement de la caméra selon l'axe  $x$ , parallèle à la rangée des trous, permet de mesurer la température de la plaque sur toute la longueur du tube LPTACC. Une zone de mesure de la caméra est représentée par un code couleur différent sur le profil du nombre de Nusselt (figure 4.11).

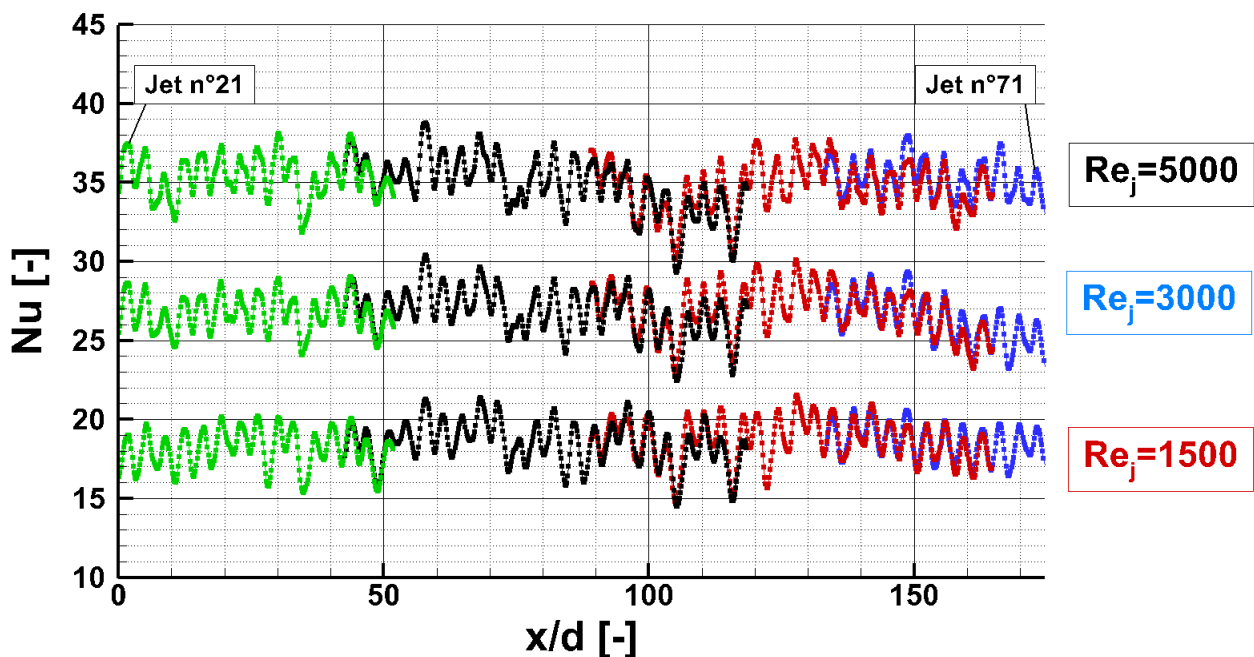


FIGURE 4.11 – Profils du nombre de Nusselt  $Nu(x/d, y/d = 0)$  le long de la rangée des jets.

Le profil présente la distribution du nombre de Nusselt entre les jets n°21 et n°71. Comme indiqué dans le paragraphe 4.1.1, on se concentre sur le pas inter-trous  $p/d = 3,5$  afin de comparer les résultats obtenus avec l'étude réalisée à échelle 5 ( $d = 4mm$ ). Le long du profil, le nombre de Nusselt  $Nu_0$  aux points de stagnation présente de légères disparités entre les jets n°21 et n°71 (cf tableau 4.4). Pour  $Re_j = 5000$  :  $Nu_0$  varie entre  $34,5 < Nu_0 < 38,8$  avec une valeur moyenne égale à  $Nu_0 = 36,7$ . Le nombre de Nusselt au point de stagnation varie ainsi sur une plage de  $\pm 4,8\%$ <sup>4</sup> de  $Nu_0$ . Pour  $Re_j = 3000$  et  $Re_j = 1500$ ,  $Nu_0$  varie sur une plage de  $\pm 6,6\%$  et  $\pm 6,5\%$  respectivement.

4. Plage comprenant 95% des valeurs ( $\pm 1,96\sigma$ ).

	$Nu_0$ moy	$Nu_0$ max	$Nu_0$ min	Écart-type $\sigma$
$Re_j = 5000$	36,7	38,8	34,5	0,9
$Re_j = 3000$	28,4	30,4	26,3	1,0
$Re_j = 1500$	20,0	21,5	18,7	0,7

TABLE 4.4 – Disparité de  $Nu_0$  le long de la rangée de jets ( $H/d = 5$  -  $p/d = 3,5$ )

Les variations du nombre de Nusselt aux points de stagnation autour de sa valeur moyenne sont donc de l'ordre  $\pm 6,5\%$ . Plusieurs éléments peuvent expliquer cette disparité :

- De légères disparités sur la forme et le diamètre des trous le long de la rangée des trous entraînent des variations sur le nombre de Nusselt (équation 4.9). L'usinage des trous est réalisée avec une tolérance sur le diamètre d'approximativement 2,5%.
- Les variations sur le nombre de Nusselt aux points de stagnation sont de l'ordre de 6,5% : une partie est due à des légères variations sur le diamètre des trous le long de la rangée (approximativement 2,5%), une partie (approximativement 4%) est également très probablement due à de légères disparités du débit en sortie de trous. L'influence du nombre de Reynolds sur le nombre de Nusselt (cf chapitre 3, paragraphe 3.5.2.2) a montré une dépendance en loi puissance :

$$Nu \propto Re_j^{0,7} \quad (4.10)$$

Ceci correspond à une variation du nombre de Reynolds et donc du débit en sortie de trous d'approximativement 6% le long de la rangée des trous. Ces faibles variations sont cohérentes avec les travaux de [Da Soghe et al. \(2013\)](#) mettant en évidence une répartition de débit uniforme lorsque  $A_r \gtrsim 5$ .

En conséquence, les variations du nombre de Nusselt le long de la rangée des jets et l'estimation des disparités sur la répartition du débit en sortie de trous restent relativement faibles (approximativement  $\pm 6,5\%$  et  $\pm 6\%$  respectivement). Dans la suite de l'étude, on se concentre sur une zone réduite qui reste représentative des transferts thermiques le long de la rangée de jets. On se concentre ainsi sur la zone entre les jets n°56 et n°60, caractérisée approximativement par  $VR \approx 10$  ( $VR$  proche de la plage d'étude à échelle 5).

### 4.3.2 Comparaison des transferts thermiques à échelle 1 et échelle 5

Cette partie vise à présenter une comparaison des résultats obtenus sur le tube LPTACC et l'étude réalisée à échelle 5. La distribution du nombre de Nusselt est d'abord étudiée localement, l'influence du nombre de Reynolds et de la distance d'impact est ensuite étudiée sur la distribution du nombre de Nusselt linéique et surfacique.

#### ► Distribution locale du nombre de Nusselt

La figure 4.12 présente la distribution locale du nombre de Nusselt sur la ligne parallèle à la rangée des trous ( $y/d = 0$ ) pour une distance d'impact intermédiaire  $H/d = 5$ .<sup>5</sup> Pour les trois nombres de Reynolds étudiés ( $Re_j = 1500$ ,  $Re_j = 3000$  et  $Re_j = 5000$ ), l'amplitude des pics du nombre de Nusselt au point de stagnation est plus faible sur l'étude à échelle 1 comparé à l'échelle 5.

5. L'influence de la distance d'impact sur la distribution du nombre de Nusselt est étudiée dans le paragraphe suivant.

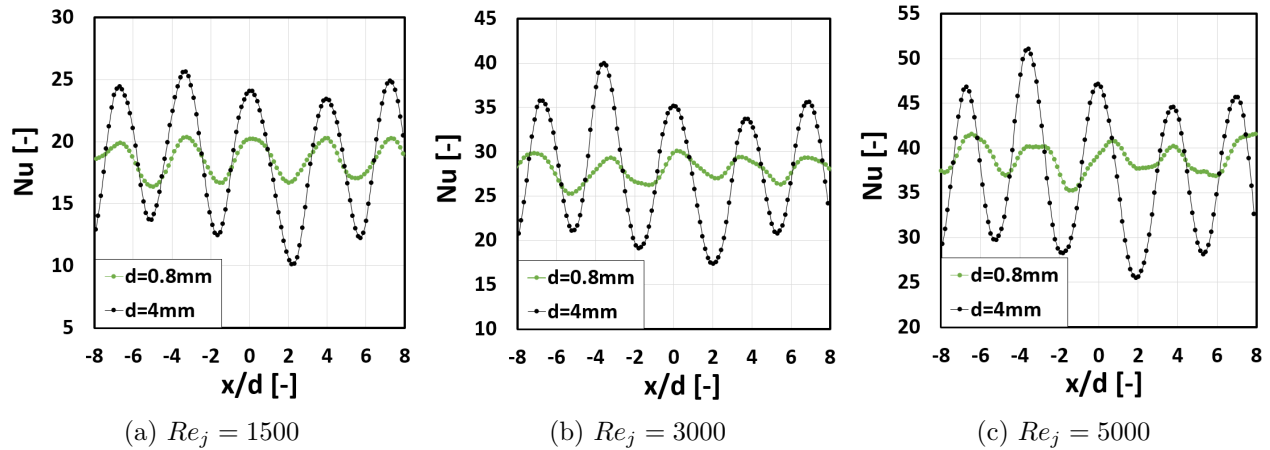


FIGURE 4.12 – Comparaison entre l'étude à échelle 1 et 5 des profils du nombre de Nusselt local ( $y/d = 0$ ) :  $H/d = 5$  -  $p/d = 3, 5$  -  $VR \approx 10$ .

Comme mentionné dans le paragraphe 4.2.2, le nombre de Mach diffère entre les deux échelles. Toutefois, les jets étant incompressibles dans la plage d'étude de nos travaux, l'influence de  $Ma_j$  est négligeable sur les transferts thermiques (paragraphe 1.3.3.2) et ne permet pas d'expliquer l'écart observé sur l'amplitude des pics du nombre de Nusselt. Par ailleurs, tout comme il a été également souligné dans le paragraphe 4.2.2, l'augmentation du nombre de Biot induite à échelle 1 entraîne une sous-estimation des pics de température sur la face avant et une surestimation des creux. Ceci conduit à une sous-estimation de l'amplitude des pics du nombre de Nusselt (figure 4.10b), et contribue très certainement aux écarts entre la distribution locale du nombre de Nusselt à échelle 1 et à échelle 5. Enfin, diminuer l'échelle conduit à une réduction de la zone d'impact, ceci entraîne des jets rapprochés entre eux et des gradients de température entre les jets très localisés. Des variations radiales de température importantes sur une distance caractéristique  $d = 0,8mm$  sont plus difficilement mesurables par caméra infrarouge, entraînant un lissage du profil de température et une sous-estimation du flux de chaleur conductif latéral. Ceci contribue également très probablement aux écarts observés localement sur le nombre de Nusselt entre les deux échelles.

A noter que ces aspects entraînent un écart sur la répartition locale du nombre de Nusselt mais ont une faible influence sur la distribution du nombre de Nusselt linéique  $\overline{Nu}$  (figure 4.10c). Ceci se confirme en intégrant la distribution locale du nombre de Nusselt  $Nu(x/d; y/d = 0)$  sur la ligne  $y/d = 0$  pour les trois nombres de Reynolds présentés figure 4.12 : le nombre de Nusselt linéique  $\overline{Nu}$  en  $y/d = 0$  est indiqué dans le tableau 4.5 pour l'étude à échelle 1 et 5 :

	$Re_j = 1500$	$Re_j = 3000$	$Re_j = 5000$
$\overline{Nu}(y/d = 0) : d = 0,8mm$	18,2	26,9	39,1
$\overline{Nu}(y/d = 0) : d = 4mm$	18,3	27,8	37,5
Écart	0,6%	3,2%	4,3%

TABLE 4.5 – Comparaison du nombre de Nusselt linéique  $\overline{Nu}(y/d = 0)$  à  $H/d = 5$ .

Le nombre de Nusselt linéique au point d'impact,  $\overline{Nu}(y/d = 0)$ , pour les jets à échelle 1 et 5 sont très similaires, l'écart étant compris entre 0,6% et 4,3%. Afin de compléter la comparaison entre les deux échelles, nous nous intéressons désormais au profil linéique du nombre de Nusselt,  $\overline{Nu}(y/d)$ .

### ► Distribution du nombre de Nusselt linéique

La figure 4.13 présente une comparaison du nombre de Nusselt linéique des jets à échelle 1 et 5 :  $1500 < Re_j < 5000$  à  $H/d = 5$ . Les configurations étudiées correspondent à celles présentées pour la caractérisation locale (figure 4.12). Les écarts du nombre de Nusselt linéique entre les échelles 1 et 5 sont très similaires et inférieurs à 10%. Ces écarts restent compris dans les incertitudes de mesure (estimées à moins de 15% dans le paragraphe 4.2.3). Il est ainsi possible de considérer que le changement d'échelle a une faible influence sur la distribution du nombre de Nusselt linéique.

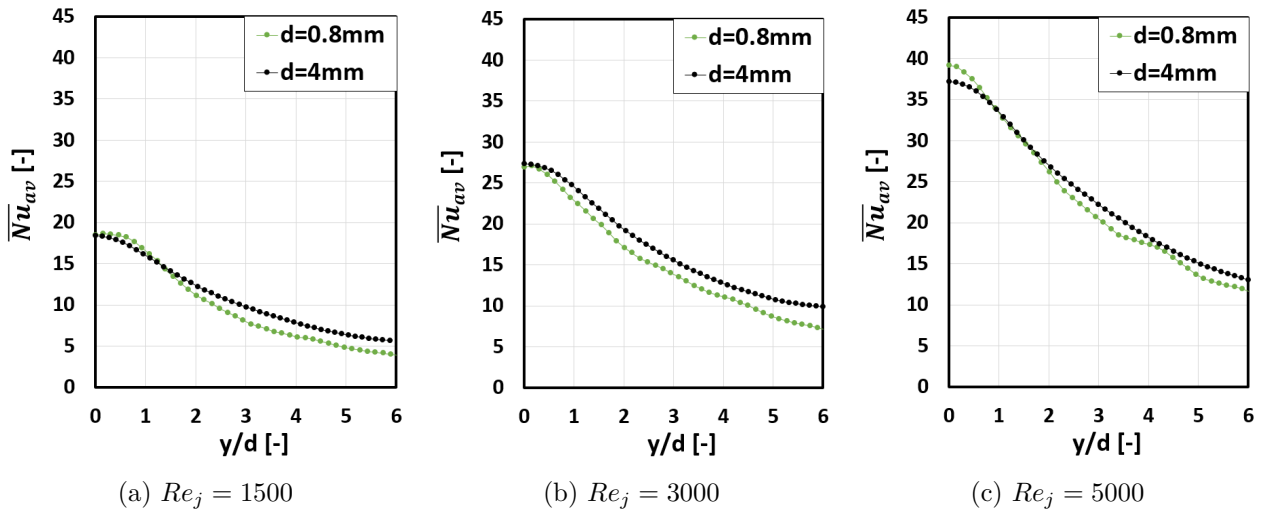


FIGURE 4.13 – Comparaison entre l'étude à échelle 1 et 5 des profils du nombre de Nusselt linéique :  $H/d = 5$  -  $p/d = 3,5$  -  $VR \approx 10$ .

Ces tendances sont également observées pour des distances d'impact  $3 < H/d < 7$  (figure 4.14).

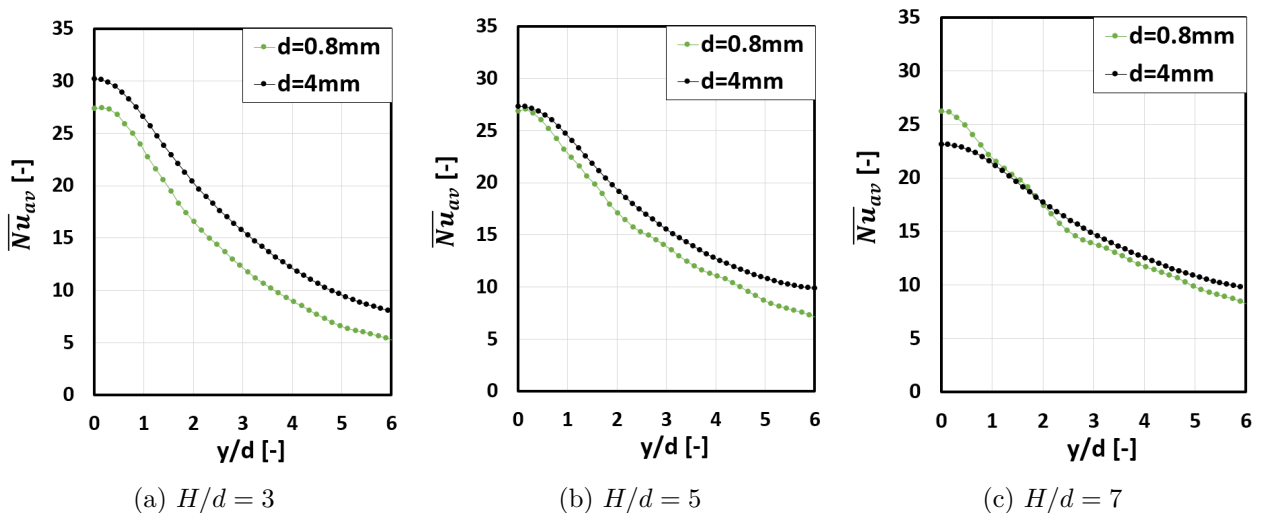
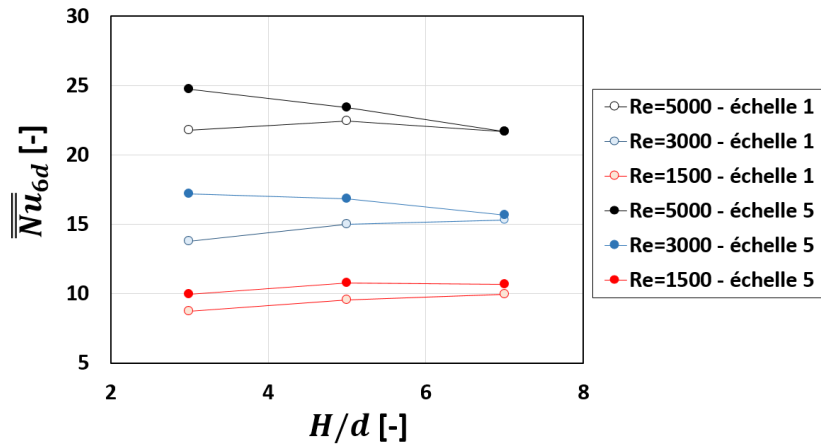


FIGURE 4.14 – Comparaison entre l'étude à échelle 1 et 5 des profils du nombre de Nusselt linéique :  $Re_j = 3000$  -  $p/d = 3,5$  -  $VR \approx 10$ .

### ► Distribution du nombre de Nusselt surfacique

On se propose ici de poursuivre l'analyse moyenne des transferts thermiques en étudiant le nombre de Nusselt surfacique. La figure 4.15a présente l'influence de la distance d'impact sur le nombre de Nusselt surfacique  $\overline{Nu}_{6d}$ .

(a) Nombre de Nusselt surfacique  $\overline{Nu}_{6d}$ 

	$H/d = 3$	$H/d = 5$	$H/d = 7$
$Re_j = 5000$	10,8%	2,9%	0,8%
$Re_j = 3000$	18,4%	10,1%	1,9%
$Re_j = 1500$	10,9%	10,1%	5,1%

(b) Écart de  $\overline{Nu}_{6d}$  entre l'échelle 1 et 5

FIGURE 4.15 – Comparaison des transferts thermiques moyens,  $\overline{Nu}_{6d}$ , entre l'étude à échelle 1 ( $d = 0,8mm$ ) et à l'échelle 5 ( $d = 4mm$ ).

L'étude du nombre du Nusselt surfacique confirme les observations sur la distribution linéique. En particulier, les écarts entre l'étude à échelle 1 et échelle 5 sont compris dans les incertitudes de mesure (estimées à moins de 15%). A noter toutefois que la configuration  $Re_j = 3000 - H/d = 3$  (figures 4.14a et 4.15) présente un écart plus important (18,4%) comparé aux autres configurations. Le paragraphe 3.5.2.2 a montré une influence du nombre de Reynolds sur le nombre de Nusselt surfacique,  $\overline{Nu}_{6d}$ , en loi puissance :

$$\overline{Nu}_{6d} \propto Re_j^n \quad (4.11)$$

	$H/d = 3$	$H/d = 5$	$H/d = 7$
Échelle 1	$n = 0,75$	$n = 0,71$	$n = 0,64$
Échelle 5	$n = 0,76$	$n = 0,64$	$n = 0,59$

TABLE 4.6 – Comparaison des lois puissances

Le tableau 4.6 présente les valeurs de  $n$  pour les trois distances d'impact. Pour les deux échelles, la valeur de  $n$  est la plus élevée lorsque  $H/d = 3$ . La valeur de  $n$  diminue ensuite lorsque la distance d'impact augmente. Les écarts sur  $n$  tendent à légèrement augmenter lorsque la distance d'impact augmente.

Ce chapitre a permis d'étudier la similitude d'échelle entre un tube multi-perforé caractérisé par  $d = 4mm$  (chapitre 3) et un tube LPTACC caractérisé par  $d = 0,8mm$ . Les résultats ont montré des écarts sur la distribution locale du nombre de Nusselt proche du point d'impact. En particulier, les amplitudes des pics du nombre de Nusselt sont moins marquées pour les transferts thermiques associés au tube LPTACC. Ces écarts sur le nombre de Nusselt local semblent toutefois moins liés à un phénomène d'échelle qu'à des limites sur la technique expérimentale.

Comparer la distribution du nombre de Nusselt moyen ( $\overline{Nu}$  et  $\overline{Nu_{6d}}$ ) permet de s'affranchir de ces limites. Les écarts sur le nombre de Nusselt linéique et surfacique entre les deux échelles sont de l'ordre de 10% et sont compris dans les incertitudes de mesure, validant ainsi la similitude d'échelle.

### Bilan du chapitre 4

Un second banc d'essais a été mis en place afin d'identifier d'éventuels effets d'échelle entre l'étude couplée aérodynamique/thermique réalisée dans le chapitre 3 ( $d = 4mm$ ) et un tube LPTACC échelle 1 ( $d = 0,8mm$ ) rencontré dans l'environnement moteur. Cette étude de similitude s'appuie sur la détermination du nombre de Nusselt, non soumise aux contraintes des mesures par technique PIV à très faible diamètre de trou.

Les principaux paramètres d'influence caractérisant une configuration sont similaires entre les deux échelles afin de permettre une comparaison directe : distance d'impact ( $H/d = 3 - 5 - 7$ ), pas inter-trous ( $p/d = 3, 5$ ), épaisseur du tube ( $e/d = 0, 9$ ), nombre de Reynolds ( $Re_j = 1500 - 300 - 5000$ ), écoulement cisailant ( $VR \approx 10$ ). Les différences, considérées comme de second ordre, correspondent au nombre de Mach, au diamètre du tube, et à l'absence de confinement pour l'étude échelle 1.

Cette étude a montré que les amplitudes des pics du nombre de Nusselt sont moins marquées pour les jets issus d'un tube LPTACC. En effet, les gradients de température importants entre les jets, très localisés sur une distance caractéristique  $d = 0,8mm$ , sont plus difficilement mesurables. Ceci entraîne un lissage du profil de température et une sous-estimation du flux conductif latéral. Il en résulte des difficultés à reconstruire les fortes variations locales de la distribution du nombre de Nusselt. Cet aspect est par ailleurs accentué par le fait que le nombre de Biot correspondant à cette étude échelle 1 est plus élevé ( $0,6 \lesssim Bi \lesssim 1,2$ ). Une étude numérique de conduction 3D a mis en évidence que ceci joue localement en causant des pics et des creux moins marqués au niveau des points d'impact. Cette même étude a toutefois montré que l'influence est très faible sur la distribution moyenne du nombre de Nusselt. Les distributions moyennes du nombre de Nusselt ( $\overline{Nu}$  et  $\overline{Nu_{6d}}$ ) à échelle 1 et 5 sont ainsi proches, les écarts étant de l'ordre des incertitudes de mesure (10%). En conséquence, le changement d'échelle a une faible influence sur la distribution du nombre de Nusselt linéique et surfacique.





## 5 | Méthodes de modélisation numérique des jets en impact

---

<b>5.1</b>	<b>Équation de Navier-Stokes et fondamentaux</b>	<b>148</b>
5.1.1	Équations de conservation	148
5.1.2	Échelles de la turbulence	149
5.1.3	Modélisation en proche paroi	150
<b>5.2</b>	<b>Stratégie de résolution</b>	<b>152</b>
5.2.1	Simulation statistique - RANS	152
5.2.2	Simulation des grandes échelles - LES	157
5.2.3	Simulation numérique direct - DNS	163
<b>5.3</b>	<b>Méthode des frontières immergées</b>	<b>164</b>
5.3.1	Principe du modèle	164
5.3.2	Méthode de résolution	165

---

L'objectif de ce chapitre est de présenter les principales stratégies de résolution numérique d'un jet en impact. La très grande majorité des revues portant sur le sujet s'est intéressée à la modélisation d'un jet axisymétrique issu d'un tube long (chapitre 1, paragraphe 1.1). La raison étant que cette configuration géométrique simple est répandue dans la littérature et facile à reproduire. Une présentation des équations à résoudre est d'abord présentée dans la partie 5.1. Les différentes stratégies de résolution numérique sont ensuite décrites dans la partie 5.2 en s'attardant sur les modèles utilisés pour les problématiques d'impact de jet. Enfin, les méthodes de résolution par frontières immergées, utilisées dans le cadre de ces travaux, seront détaillées dans la partie 5.3.

## 5.1 Équation de Navier-Stokes et fondamentaux

Cette section a pour objectif de présenter les concepts nécessaires à la caractérisation des écoulements turbulents.

### 5.1.1 Équations de conservation

Les équations qui régissent l'écoulement d'un fluide, quelle que soit la nature du fluide (compressible ou incompressible), et de l'écoulement (turbulent, laminaire ou transitionnel), correspondent aux équations de Navier-Stokes. Ces équations traduisent la conservation de quantité de mouvement, auxquelles viennent s'ajouter les équations de conservation de la masse et de l'énergie.

► **L'équation de continuité** traduit la conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5.1)$$

$\rho$  désigne la densité du fluide et varie principalement du fait des variations de température dans notre étude,  $\mathbf{u} = (u_1, u_2, u_3)$  désigne la vitesse du fluide.

► **L'équation de conservation de quantité de mouvement**  $\rho \mathbf{u}$  :

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i \quad (5.2)$$

$p$  désigne la pression,  $\boldsymbol{\tau}$  représente le tenseur des contraintes visqueuses et traduit l'influence des frictions internes qui résultent de l'effet de viscosité. On considère qu'une force volumique  $\rho \mathbf{g}$  s'applique au fluide.

► **L'équation de conservation d'énergie**  $E$  :

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho E u_j + u_j p \right) = \frac{u_i \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \quad (5.3)$$

L'énergie totale du fluide  $E = e + \frac{1}{2} u_i u_i$  est décomposée en énergie interne  $e$  et énergie cinétique. Le flux de chaleur  $\varphi$  s'exprime à partir de la loi de Fourier :

$$\varphi = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (5.4)$$

où  $T$  et  $\lambda$  désignent respectivement la température et la conductivité du fluide.

Les cinq équations qui composent les équations de conservation introduisent huit inconnues :  $\rho$ ,  $\mathbf{u}$ ,  $p$ ,  $\boldsymbol{\tau}$ ,  $e$  et  $T$ . La masse volumique et la pression sont reliées entre elles par l'équation d'état  $\rho = \rho(p, T)$ . En particulier, dans notre étude, le fluide considéré est l'air et est supposé parfait. La loi d'état des gaz parfaits s'écrit alors :

$$p = r \rho T \quad (5.5)$$

où  $r = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  représente la constante spécifique de l'air. Nous disposons alors de six équations pour huit inconnues. Les deux équations manquantes sont obtenues en supposant :

- l'hypothèse de Stokes permettant d'exprimer le tenseur des contraintes visqueuses en fonction du gradient de vitesse et de la viscosité dynamique  $\mu$  :

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \left( \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (5.6)$$

- pour l'air supposé calorifiquement parfait, l'énergie interne  $e$  s'exprime sous la forme :

$$e = c_v T \quad (5.7)$$

en notant  $c_v$  la capacité calorifique spécifique à volume constant.

Par ailleurs, les propriétés thermo-physiques du fluide qui interviennent dans ces équations (la conductivité thermique  $\lambda(T)$ , la capacité calorifique  $c_v(T)$  et la viscosité  $\mu(T)$ ) sont supposée connues. En particulier, la viscosité de l'air est liée à la température par la relation de Sutherland :

$$\mu = \mu_{ref} \left( \frac{T}{T_{ref}} \right)^{3/2} \frac{T_{ref} + 110,4}{T + 110,4} \quad (5.8)$$

où  $T_{ref} = 273,15K$ . Par conséquent, nous disposons de huit équations pour huit inconnues, le système est donc fermé. Toutefois, le caractère non-linéaire du terme de convection qui apparaît dans ces équations est à l'origine des difficultés rencontrées dans la résolution de ce système.

### 5.1.2 Échelles de la turbulence

Les écoulements turbulents se caractérisent par des mouvements désordonnés et tridimensionnels. Cette agitation turbulente se manifeste par des structures tourbillonnaires d'une grande diversité sur toute une plage d'échelles. Le spectre spatial de l'énergie turbulente (figure 5.1) illustre la distribution de l'énergie cinétique turbulente en fonction de la longueur d'onde  $\kappa$  et permet de mettre en évidence trois zones caractéristiques de la turbulence :

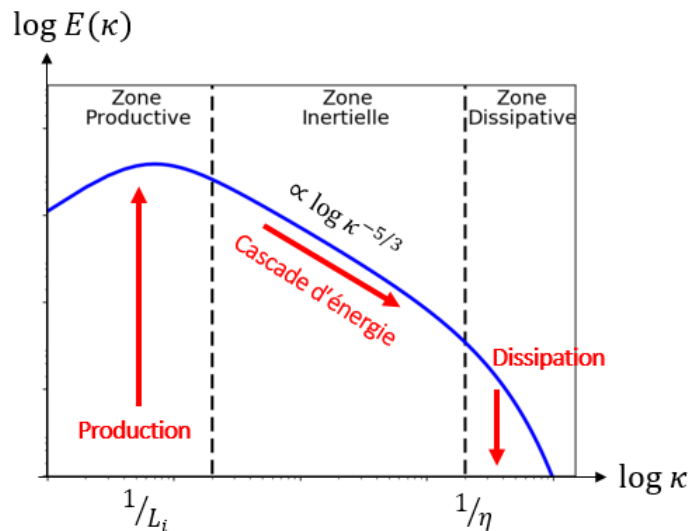


FIGURE 5.1 – Schéma du spectre spatial d'énergie turbulente

- Les grandes échelles (faible longueur d'onde) sont à l'origine de la production d'énergie turbulente. Cette zone, appelée zone productive, contient les grandes structures turbulentes les plus énergétiques. Ces grandes structures sont générées par l'écoulement moyen et diffèrent selon les géométries. La zone productive se caractérise par l'échelle intégrale  $L_i$  correspondant au pic d'énergie. Cette échelle est de l'ordre de grandeur de la dimension caractéristique de la géométrie.
- Les grosses structures sont instables et se disloquent. L'énergie cinétique des grosses structures se transfère alors vers des structures de plus petites tailles. Ces dernières possèdent une dynamique propre qui peut être considérée comme universelle. Le processus de transfert d'énergie a été formalisé par Kolmogorov (1991) sous le principe d'une cascade d'énergie de l'écoulement se disloquant de la même manière depuis la plus grande échelle de l'écoulement jusqu'aux plus petites échelles. Cette zone est appelée zone inertielle.

- Les plus petites structures générées sont alors responsables de la dissipation visqueuse de l'énergie cinétique. Cette zone, appelée dissipative, se caractérise par l'échelle de Kolmogorov  $\eta$ . Cette échelle correspond à la taille des plus petites structures, il n'y a pas de structures tourbillonnaires plus petites.

Ce mécanisme repose sur l'hypothèse que l'échelle des plus petites structures dans la zone dissipative est uniquement déterminée à partir de la viscosité cinématique  $\nu$  et du taux de dissipation  $\epsilon$ . Par ailleurs, dans la zone inertielle, le processus de cascade énergétique est supposé universel et associé à aucune dissipation visqueuse. L'énergie extraite des plus grandes structures est ainsi conservée et égale aux taux de dissipation  $\epsilon$ .

### 5.1.3 Modélisation en proche paroi

La présence d'une paroi modifie fortement la turbulence du fait des fortes anisotropies et des gradients importants. Certaines particularités propres aux couches limites sont à considérer :

#### ► Couche limite dynamique :

Moser *et al.* (1999) ont ainsi mis en évidence que, suffisamment proche de la paroi, la dissipation de l'énergie cinétique turbulente n'est plus équilibrée par un terme de production (champs de vitesses nulles à la paroi) mais par un terme de diffusion visqueuse. Ceci conduit notamment à décrire l'écoulement dans cette région en construisant deux grandeurs adimensionnées  $y^+$  et  $u^+$  dépendant des contraintes de frottement à la paroi  $\tau_p$ . Ces grandeurs adimensionnées se basent en plus sur la distance à la paroi  $y$ , sur la vitesse longitudinale dans la couche limite  $u$  ainsi que sur les propriétés du fluide  $\rho$  et  $\nu$  :

$$\begin{cases} u^+ = \frac{u}{u_f} & \text{avec } u_f = \sqrt{\tau_p/\rho} \\ y^+ = \frac{y \cdot u_f}{\nu} \end{cases} \quad (5.9)$$

Il est possible de distinguer plusieurs zones à l'intérieur de la couche limite :

- **La sous-couche visqueuse** ( $0 < y^+ < 5$ ) correspond à la zone dans laquelle les effets visqueux dominent. La vitesse  $u^+$  évolue de manière linéaire par rapport à  $y^+$ .
- **La zone tampon** ( $5 < y^+ < 30$ ) correspond à une zone de transition où les effets visqueux et turbulents sont du même ordre de grandeur.
- **La zone logarithmique** ( $30 < y^+$  et  $y/\delta^1 < 0,2$ ) correspond à la zone où les effets turbulents dominent. La vitesse  $u^+$  évolue de manière logarithmique.
- **La zone de sillage** ( $0,2 < y/\delta < 1$ ) correspond à la zone extérieure de la couche limite. Elle est indépendante de la viscosité  $\nu$ .

Le concept de sous-couche visqueuse sera essentiel pour définir des critères de résolution à la paroi par l'intermédiaire de la taille du maillage (paragraphes 5.2.1.2 et 5.2.2.2).

---

1.  $\delta$  : épaisseur de la couche limite

► **Couche limite thermique :**

Par analogie avec la caractérisation aérodynamique de la couche limite, il est possible de définir une grandeur thermique adimensionnée  $T^+$  en construisant une température de frottement  $T_f$  se basant sur le flux surfacique de chaleur à la paroi  $\varphi_p = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_p$  et les propriétés du fluide (conductivité  $\lambda$  et diffusivité thermique  $\alpha$ ) :

$$T^+ = \frac{T - T_p}{T_f} \quad \text{avec} \quad T_f = \frac{\alpha}{u_f} \frac{\varphi_p}{\lambda} \quad (5.10)$$

On distingue ainsi des zones caractéristiques de la couche limite thermique très similaires à celles définies pour une couche limite dynamique : la sous-couche conductive (caractérisée par une évolution linéaire de la température par rapport à la distance à la paroi), la zone tampon et la zone logarithmique. Le rapport entre l'épaisseur de la couche limite dynamique et thermique est régi par le nombre de Prandtl. Pour l'air, le nombre de Prandtl est inférieur à 1 ( $Pr = 0.71$ ), la couche limite thermique est donc plus épaisse que la couche limite dynamique. Les contraintes de résolution des champs aérodynamiques de l'écoulement en proche paroi sont donc plus restrictives que celles sur les champs thermiques.

Cette section a permis de présenter les concepts nécessaires à la caractérisation de la turbulence. Les différents modèles de turbulence permettant de modéliser les phénomènes d'impact de jets vont avoir pour but de reproduire aux mieux les différentes échelles de la turbulence dans la région de jet libre et proche paroi en se basant sur les équations de Navier-Stokes plus ou moins modifiées.

## 5.2 Stratégie de résolution

Les résultats expérimentaux reportés dans la littérature scientifique ont montré que les jets en impact se caractérisent par de nombreuses zones où l'écoulement présente un caractère tourbillonnaire (paragraphe 1.1.2.2). La taille, la localisation et l'orientation de ces structures tourbillonnaires varient énormément. Ceci se traduit par la présence de nombreuses échelles spatiales et temporelles. Il existe en conséquence plusieurs stratégies de résolution numérique prenant en compte plus ou moins ces échelles et qui diffèrent par leur niveau de précision et par leur coût, en particulier :

- l'approche statistique - RANS (pour Reynolds Averaged Navier-Stokes).
- l'approche semi-résolue par simulation aux grandes échelles - LES (pour Large Eddy Simulation).
- l'approche résolue par simulation numérique directe - DNS (pour Direct Numerical Simulation).

L'objectif de cette partie est de présenter les principales stratégies de résolution numérique utilisées pour des problèmes d'impact de jet. La méthode RANS qui est, à ce jour encore, l'approche privilégiée pour la modélisation des jets issus d'un tube multi-perforé est d'abord présentée. Nous nous attarderons ensuite sur la méthode LES puisqu'elle constitue la stratégie de résolution retenue dans le cadre de ces travaux. Enfin, la méthode DNS sera succinctement présentée.

### 5.2.1 Simulation statistique - RANS

#### 5.2.1.1 Principe

Une approche de modélisation statistique, dite RANS (pour Reynolds Averaged Navier-Stokes), consiste à introduire une modélisation de toutes les échelles de la turbulence. Du fait de son coût de calcul limité, cette approche est particulièrement utilisée pour les géométries complexes. Elle est basée sur la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées en s'appuyant sur la décomposition du champ total en un champ moyen et un champ fluctuant :

$$u_i(x_i, t) = \bar{u}_i(x_i) + u'_i(x_i, t) \quad (5.11)$$

où  $\bar{u}_i(x_i)$  représente la moyenne de Reynolds de la variable  $u_i(x_i, t)$  sur une durée  $T$  :

$$\bar{u}_i(x_i) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T u_i(x_i, t) dt \quad (5.12)$$

La décomposition en champs moyen et fluctuant est introduite pour les autres grandeurs du problème puis la moyenne de Reynolds est appliquée aux équations de Navier-Stokes.

► L'équation de conservation de quantité de mouvement moyennée fait intervenir un terme supplémentaire  $-\rho \overline{u'_i u'_j}$  ayant la dimension d'une contrainte et appelé tenseur de Reynolds. Le champ moyen ne satisfait donc strictement pas aux équations de Navier Stokes présentées dans la partie 5.1.1. Le tenseur de Reynolds fait apparaître six nouvelles inconnues représentant l'effet du champ fluctuant. Le rôle des différents modèles de turbulence est de fournir les lois afin de fermer le problème. On distingue deux grandes familles de fermeture :

- Les modèles du premier ordre, basés sur le concept de viscosité turbulente (hypothèse de Boussinesq), consistent à modéliser directement les termes du tenseur de Reynolds à l'aide d'une viscosité turbulente  $\mu_t$ <sup>2</sup> :

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (5.13)$$

2. Cette formulation repose sur une analogie avec la loi de comportement d'un fluide visqueux reliant le tenseur des contraintes visqueuses au champ de vitesse (équation 5.6)

où  $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$  représente l'énergie cinétique turbulente. L'hypothèse de Boussinesq simplifie la fermeture du problème en exprimant le tenseur de Reynolds en fonction de la viscosité turbulente. Ici, la viscosité dynamique turbulente  $\mu_t$  dépend de l'écoulement et n'est pas une propriété du fluide à la différence de la viscosité dynamique  $\mu$ . Les différents modèles de turbulence du premier ordre se différencient par leur manière de modéliser la viscosité turbulente.

- Les modèles du second ordre consistent à s'affranchir de l'hypothèse de Boussinesq et à calculer directement les termes du tenseur de Reynolds en modélisant les termes d'ordre supérieur.

Les modèles RANS du premier ordre sont les plus répandus dans l'industrie, ils sont notamment privilégiés pour la modélisation des phénomènes d'impact de jets (Dewan *et al.*, 2012). Aussi, nous aborderons ici uniquement cette famille de modèles.

► L'équation de conservation de l'énergie moyennée fait intervenir un terme supplémentaire appelé flux de chaleur turbulent (trois inconnues). De manière similaire à la modélisation des tenseurs Reynolds, nous considérerons ici la modélisation du flux de chaleur turbulent en se basant sur le concept de nombre de Prandtl turbulent  $Pr_t$ . Nous abordons ici les modèles considérant un nombre de Prandtl turbulent constant, très majoritairement rencontré dans la modélisation des phénomènes d'impact de jets (Dewan *et al.*, 2012).

### 5.2.1.2 Exemples de modèles RANS du premier ordre

Les modèles RANS du premier ordre, aussi appelés EVM (pour Eddy Viscosity Model), sont généralement classés en fonction du nombre d'équations de transport considérées afin de modéliser au mieux les différentes échelles de turbulence et la viscosité turbulente. On se concentre ici uniquement sur les modèles à plusieurs équations de transport majoritairement utilisés pour modéliser l'impact de jets issus d'un tube multi-perforé.

#### ► Principaux modèles rencontrés :

Ces modèles reposent sur une fermeture du problème avec une première équation de transport portant sur l'énergie cinétique turbulente  $k$ . Les modèles se différencient par la grandeur considérée pour la deuxième équation de transport. Celle-ci porte généralement sur le taux de dissipation  $\epsilon$  ou bien le taux de dissipation spécifique  $\omega$  :

$$\epsilon = \nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \quad \omega = \epsilon/k$$

▷ **Modèle  $k-\epsilon$**  : Ce modèle est répandu dans l'industrie. La viscosité turbulente  $\mu_t$  est exprimée en fonction de l'énergie cinétique turbulente  $k$  et du taux de dissipation  $\epsilon$  :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (5.14)$$

avec  $C_\mu$  une constante de modélisation. Les deux grandeurs  $k$  et  $\epsilon$  sont obtenues en résolvant leur équation de transport (Jones et Launder, 1972; Launder et Spalding, 1974). Le modèle  $k-\epsilon$  est valable pour des écoulements fortement turbulents et n'est donc pas utilisable en proche paroi. Les effets visqueux en proche paroi sont généralement pris en compte par l'utilisation de lois de paroi. Initialement développé pour des écoulements cisailés simples, il s'avère moins adapté aux écoulements plus complexes (paragraphe 5.2.1.3) impliquant notamment un gradient de pression adverse, des zones de décollement ou de recirculation.

▷ **Modèle  $k-\omega$**  : La viscosité turbulente est exprimée en fonction de l'énergie cinétique turbulente  $k$  et du taux de dissipation spécifique  $\omega$  :

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \quad (5.15)$$



Les deux grandeurs  $k$  et  $\omega$  sont obtenues en résolvant leur équation de transport (Wilcox, 1988). Ce modèle présente l'avantage d'être valable jusqu'à la paroi et ne nécessite donc pas de lois de paroi pour prendre en compte les effets visqueux. Par ailleurs, il est mieux adapté aux écoulements présentant un gradient de pression adverse et des décollements à la paroi. Toutefois, ce modèle est très sensible au niveau de turbulence externe à la couche limite (renseigné le plus souvent arbitrairement).

▷ **Modèle  $k$ - $w$ - $SST$  (SST pour Shear Stress Transport)** : Ce modèle, proposé par Menter (1994), est un modèle hybride utilisant un modèle  $k$ - $w$  dans la région proche de la paroi et un modèle  $k$ - $\epsilon$  loin de la paroi. Il tire profit de l'efficacité du modèle  $k$ - $w$  à prédire l'écoulement dans la région proche de la paroi tout en s'affranchissant de la forte sensibilité à l'écoulement externe par l'utilisation du modèle  $k$ - $\epsilon$ . La transition entre les deux modèles se fait progressivement par une fonction de mélange. Les équations de transport sont identiques aux équations utilisées pour les modèles  $k$ - $w$  et  $k$ - $\epsilon$  standards.

Les modèles présentés précédemment ont notamment été développés pour des écoulements le long d'une paroi et sont moins performants dans des configurations d'impact de jets. Il est difficile de reproduire l'effet de surpression en proche paroi qui entraîne une diminution de la vitesse  $v$  normale à la paroi. Par ailleurs, ces modèles font l'hypothèse d'une turbulence isotrope, discutable pour un écoulement en impact. Pour pallier à ces limites, le modèle  $\overline{v^2}$ - $f$  a été développé par Durbin (1991).

▷ **Modèle  $\overline{v^2}$ - $f$**  : La viscosité turbulente est exprimée en fonction de l'énergie cinétique turbulente  $k$ , du taux de dissipation  $\epsilon$  et des fluctuations normales à la paroi  $\overline{v^2}$  :

$$\mu_t = \rho C_\mu \overline{v^2} \frac{k}{\epsilon} \quad (5.16)$$

avec  $C_\mu$  une constante de modélisation. Ce modèle se base sur deux premières équations de transport portant sur l'énergie cinétique  $k$  et la dissipation  $\epsilon$ . Le modèle  $\overline{v^2}$ - $f$  est capable de prédire en partie l'anisotropie de la turbulence dans les problèmes d'impact de jet. Deux nouvelles équations de transport portant sur  $\overline{v^2}$  et son terme source  $f$  permettent de prendre en compte la diminution de la composante normale de la vitesse due à la présence de la paroi et les effets non locaux de la paroi. Aussi, tout comme le modèle  $k$ - $w$ - $SST$ , le modèle  $\overline{v^2}$ - $f$  est valide jusqu'à la paroi et ne nécessite pas de lois de paroi.

## ► Maillage

Plusieurs méthodes permettent de tenir compte des effets visqueux en proche paroi :

- Les modèles s'appuyant sur l'expression d'une viscosité turbulente non valable dans les régions proches de la paroi sont dits non intégrables à la paroi (modèle haut-Reynolds). C'est notamment le cas du modèle  $k$ - $\epsilon$ . L'utilisation de lois de paroi afin de modéliser les effets visqueux dans les différentes zones de la couche limite<sup>3</sup> (paragraphe 5.1.3) est une solution. Ceci permet d'avoir une taille de maille plus grosse à la paroi  $y^+ > 30$  (après la zone tampon).
- Certains modèles intégrables à la paroi (modèles bas-Reynolds) s'affranchissent des lois de paroi en utilisant des fonctions d'amortissement afin de forcer la diminution de la viscosité turbulente. Le modèle  $k$ - $w$  introduit par Wilcox (1992) est un exemple. Ces modèles nécessitent cependant une taille de maille bien plus faible à la paroi ( $y^+ \approx 1$ ) afin d'approcher correctement la sous-couche visqueuse.
- La résolution d'équation spécifique en proche paroi est également une solution (modèles  $\overline{v^2}$ - $f$ ). Ces modèles nécessitent aussi une taille de maille à la paroi située dans la sous-couche visqueuse ( $y^+ \approx 1$ ).

3. Sous-couche visqueuse ( $0 < y^+ < 5$ ), zone tampon ( $5 < y^+ < 30$ ), zone logarithmique ( $y^+ > 30$ )

### 5.2.1.3 Modèles RANS répandus pour l'impact de jets

L'objectif de cette partie est de présenter les principaux modèles RANS utilisés pour modéliser les phénomènes d'impact de jet. Ces modèles serviront par ailleurs pour le développement de modèles plus avancés hybrides RANS-LES (paragraphe 5.2.2.3). L'efficacité du modèle est estimée sur sa capacité à prédire correctement l'aérodynamique du jet ainsi que les transferts thermiques en proche paroi. La majorité des études scientifiques visant à comparer les modèles numériques se concentrent sur un jet axisymétrique issu d'un tube long. Pour cette raison, nous présenterons d'abord les principaux résultats portant sur une telle configuration. Les modèles utilisés pour caractériser les jets issus d'un tube multi-perforé seront ensuite détaillés.

#### ► Jet rond axisymétrique

Une comparaison des modèles de turbulence RANS portant sur les problèmes d'impact de jet est présentée dans la revue de [Dewan \*et al.\* \(2012\)](#) et [Zuckerman et Lior \(2005\)](#). En particulier, la configuration à  $Re_j \approx 23000$  et  $H/d = 2$  constitue un cas test privilégié afin de comparer des modèles de turbulence différents. Ceci s'explique par le nombre important de mesures expérimentales ([Baughn et Shimizu, 1989](#); [Cooper \*et al.\*, 1993](#); [Fénot \*et al.\*, 2005](#)) et par le fait que la distribution du nombre de Nusselt correspondant à cette configuration présente un second maximum en  $r/d \approx 2$  visible figure 1.11c (chapitre 1, paragraphe 1.1.3.1). Cette particularité, plus ou moins bien captée numériquement, permet d'évaluer les modèles de turbulence entre eux. La revue bibliographique (paragraphe 1.1.3.1) a montré que ce second maximum est associé à des effets d'instationnarité liés aux interactions entre les structures tourbillonnaires présentes dans la couche de cisaillement du jet libre et l'écoulement du jet pariétal.

▷ **Modèles  $k-\epsilon$**  : [Zuckerman et Lior \(2005\)](#) notent que le modèle  $k-\epsilon$  standard tend à surestimer les champs de vitesse en proche paroi (fluctuations de vitesses normales et vitesses moyennes tangentielles). Les transferts thermiques sont également surestimés, jusqu'à plus de 100% du nombre de Nusselt au point d'impact. L'estimation du second maximum est mauvaise en terme de niveau et d'allure. Les auteurs ne recommandent pas le modèle  $k-\epsilon$  standard pour les problèmes d'impact de jet. Des modèles  $k-\epsilon$  plus avancés ([Craft \*et al.\*, 1996](#); [Merci \*et al.\*, 2003](#)) apportent toutefois des améliorations avec une prédiction du nombre de Nusselt comprise entre 15% et 60%. A travers la comparaison de plusieurs lois de paroi et de fonction d'amortissement, [Heyerichs et Pollard \(1996\)](#) attribuent les écarts importants à l'incapacité de ces méthodes à prendre en compte fidèlement les effets visqueux en proche paroi. Ces lois se basent sur certaines hypothèses contraignantes (nombre de Reynolds élevé, écoulement parallèle à la paroi, pas de gradient de pression adverse et de décollement...) rendant son application peu généralisable dans le cas des problèmes en impact de jet.

▷ **Modèle  $k-w$**  : [Zuckerman et Lior \(2005\)](#) notent que le modèle  $k-w$  permet une meilleure estimation des transferts thermiques comparée au modèle  $k-\epsilon$  standard avec une prédiction du nombre de Nusselt comprise entre 10% et 30%. Toutefois, tout comme le modèle  $k-\epsilon$ , le modèle  $k-w$  tend à surestimer le nombre de Nusselt et n'est pas capable de prédire correctement sa distribution proche du second maximum (jusqu'à 100% d'écart). Par ailleurs, la forte sensibilité aux conditions de turbulence de l'écoulement extérieur ne rend ce modèle que légèrement plus satisfaisant que le modèle  $k-\epsilon$ .

Les revues de synthèse réalisées par [Hofmann \*et al.\* \(2007\)](#); [Zuckerman et Lior \(2005\)](#) montrent que les modèles  $k-w-SST$  et  $\overline{v^2}-f$  produisent de meilleurs résultats.

▷ **Modèle  $k-w-SST$**  : Ce modèle hybride possède les avantages des modèles  $k-w$  et  $k-\epsilon$ . [Zuckerman et Lior \(2005\)](#) montrent que le modèle  $k-w-SST$  estime plus fidèlement les champs de vitesse et les transferts thermiques : le nombre de Nusselt est prédit avec un écart de l'ordre de 20%. [Hofmann \*et al.\* \(2007\)](#) ont comparé les performances de 13 modèles de turbulence classiquement utilisés dans l'industrie. Les auteurs observent les meilleurs résultats pour le modèle

*k-w-SST*. Toutefois, tel quel, ce modèle reste incapable de prédire le second maximum dans la distribution du nombre de Nusselt.

▷ **Modèle  $\overline{v^2-f}$**  : Ce modèle possède l'avantage de prendre en partie en compte l'anisotropie turbulente en proche paroi (paragraphe 5.2.1.2). Les revues de synthèse de [Zuckerman et Lior \(2005\)](#) montrent que le modèle  $\overline{v^2-f}$  donne les meilleures estimations du champ de vitesse et du nombre de Nusselt (entre 2% et 30%). Par ailleurs, ce modèle est capable de prédire l'apparition d'un second maximum dans la distribution du nombre de Nusselt.

[Zuckerman et Lior \(2005\)](#) notent que le modèle *k-w-SST*, bien que légèrement moins performant que le modèle  $\overline{v^2-f}$ , donne des prédictions du même ordre de grandeur ( $\pm 5\%$  selon [Esch, 2003](#)) avec un coût de calcul plus faible. Aussi, les auteurs recommandent le modèle *k-w-SST* parmi les modèles RANS du premier ordre. La revue de [Zuckerman et Lior \(2005\)](#) reste toutefois à nuancer, certaines études semblent obtenir des écarts plus importants et de l'ordre de 100% pour des configurations à  $Re_j \approx 23000$  similaires. En particulier, pour un jet non isotherme où la température du jet diffère de la température du milieu ambiant, [Grenson \(2016\)](#) montre que ces modèles mettent en défaut la prévision des échanges thermiques à la paroi avec une surestimation importante du nombre de Nusselt.

La modélisation des flux de chaleur turbulent se base sur l'hypothèse d'un nombre de Prandtl turbulent constant pour la majorité des études RANS : la valeur du nombre de Prandtl turbulent est pris égal à  $Pr_t = 0,9$  pour les modèles présentés précédemment. [Behnia et al. \(1999\)](#) et [Park et Sung \(2001\)](#) ont étudié l'influence de la valeur du nombre de Prandtl turbulent sur les échanges thermiques à la paroi. Ils observent qu'une modification de sa valeur ou bien la prise en compte d'un Prandtl turbulent variable en se basant sur l'évolution dans une couche limite de type plaque plane n'influent que faiblement sur les échanges de chaleur. Pour un jet non isotherme, [Grenson \(2016\)](#) observe toutefois que la modélisation des flux de chaleur turbulents à l'aide d'un nombre de Prandtl turbulent constant entraîne vraisemblablement des difficultés à estimer fidèlement la distribution du nombre de Nusselt à la paroi.

### ► Jets issu d'un tube multi-perforé

En s'appuyant sur les études numériques portant sur un jet axisymétrique, le modèle *k-w-SST* est le modèle RANS privilégié dans la littérature scientifique afin de modéliser des jets issus d'un tube LPTACC ([Ahmed et al., 2011](#); [Andreini et al., 2013](#); [Da Soghe et al., 2021](#); [Marzec et Kucaba-Pietal, 2016](#)) :

▷ **Modèle *k-w-SST*** : Pour des nombres de Reynolds d'injection compris entre  $3800 < Re_j < 8200$ , [Da Soghe et al. \(2021\)](#) ont comparé la distribution du nombre de Nusselt obtenue par un modèle *k-w-SST* avec leur propres mesures. Les auteurs observent que le modèle a tendance à surestimer le nombre de Nusselt. Les écarts plus forts sont situés au niveau du point d'impact et sont de l'ordre de 40%. Les auteurs observent que cet écart tend à augmenter à mesure que le nombre de Reynolds d'injection est faible. [Andreini et al. \(2013\)](#) trouvent également une surestimation du nombre de Nusselt en comparant les résultats numériques avec leurs propres mesures expérimentales sur une plage de nombre de Reynolds comprise entre  $6500 < Re_j < 10500$ . Pour des jets issus de plusieurs rangées de jets à nombre de Reynolds élevé, [Laroche et al. \(2017\)](#) ont montré que le modèle *k-w-SST* a tendance à largement surestimer le nombre de Nusselt au point d'impact (de l'ordre de 100%).

▷ **Modèle  $\overline{v^2-f}$**  : [Laroche et al. \(2017\)](#) ont comparé le modèle *k-w-SST* avec un modèle  $\overline{v^2-f}$  avancé (modèle *k- $\epsilon$*  Billard-Laurence). Ils observent des estimations du nombre de Nusselt très similaires entre les deux modèles, avec une surestimation du nombre de Nusselt de l'ordre de 100%. A noter, toutefois, que les récents travaux de [Pachpute et Premachandran \(2020\)](#) ont notamment eu pour objectif de comparer la distribution du nombre de Nusselt pour des jets issus d'un tube multi-perforé (tube Piccolo) et impactant une surface cylindrique. Les auteurs

ont comparé les prédictions numériques obtenues par un modèle  $\overline{v^2}$ - $f$  avec leurs mesures expérimentales. Pachpute et Premachandran observent une bien meilleure estimation des transferts thermiques (écart inférieur à 16%) par rapport aux études précédentes.

La capacité des modèles RANS à modéliser correctement les champs de vitesse et les transferts thermiques sont très inégales. En particulier, la turbulence est souvent surestimée dans les zones d'impact entraînant une surestimation des coefficients d'échange. Les études scientifiques sur des géométries simples ont montré que les modèles  $k$ - $w$ - $SST$  et  $\overline{v^2}$ - $f$  produisent les meilleurs résultats parmi les modèles RANS du premier ordre. Certains de ces modèles avancés semblent donner des résultats satisfaisants avec des prédictions de l'ordre de 30%.

En pratique, toutes les échelles de la turbulence étant modélisées, une calibration de nombreuses constantes de fermeture dépendant de l'écoulement traité est considérée afin de reproduire fidèlement la turbulence. Ceci entraîne un manque de généralité des modélisations RANS et des difficultés à prédire les transferts thermiques à la paroi pour des configurations remarquables (jet non-isotherme, second maximum...). Ceci peut notamment expliquer le fait que l'estimation des transferts thermiques par ces mêmes modèles  $k$ - $w$ - $SST$  et  $\overline{v^2}$ - $f$  est dégradée pour des jets issus d'un tube multi-perforé (prédiction comprise entre 10% et 100%).

## 5.2.2 Simulation des grandes échelles - LES

Une alternative à l'approche statistique RANS consiste à modéliser les petites échelles de la turbulence et résoudre explicitement les grandes échelles. Cette approche, appelée simulation aux grandes échelles (LES pour Large Eddy Simulation), repose sur le fait que les structures turbulentes de grandes tailles diffèrent fortement selon la géométrie et l'écoulement considéré tandis que les petites structures ont un caractère universel et se modélisent plus facilement (paragraphe 5.1.2).

### 5.2.2.1 Principe - Filtrage spatial

Afin de séparer les échelles résolues de celles modélisées, la simulation aux grandes échelles utilise un opérateur de filtrage. Il s'agit d'un filtre passe-bas  $G_\Delta$  de largeur  $\Delta$ . Les champs instantanés  $u_i$  sont décomposés en une composante résolue  $\langle u_i \rangle$  et une composante résiduelle  $u'_i$  :

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \langle u_i(\mathbf{x}, t) \rangle + u'_i(\mathbf{x}, t) \quad (5.17)$$

$\langle u_i(\mathbf{x}, t) \rangle$  représente la partie filtrée correspondant aux grandes structures de tailles supérieures à la largeur du filtre  $\Delta$  et  $u'_i(\mathbf{x}, t)$  représente la partie fluctuante correspondant aux petites structures non résolues :

$$\langle u_i(\mathbf{x}, t) \rangle = \int_{\mathcal{D}} u_i(\mathbf{x}', t) G_\Delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') dx' \quad (5.18)$$

On applique par ailleurs la moyenne de Favre<sup>4</sup>,  $\tilde{u}_i(\mathbf{x}, t)$ , afin de prendre en compte la variation de la masse volumique (Favre, 1992). De nombreuses définitions du filtre  $G_\Delta$  existent, on considère ici un filtre "chapeau" s'exprimant sous la forme :

$$G_\Delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') = \begin{cases} \frac{1}{\Delta} & \text{si } |\mathbf{x} - \mathbf{x}'| < \frac{\Delta}{2} \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (5.19)$$

4. Moyenne de Favre :  $\tilde{u}_i = \langle \rho u_i \rangle / \langle \rho \rangle$

Cette opération de filtrage est appliquée aux équations de Navier-Stokes, faisant apparaître deux nouveaux termes non linéaires nommés tenseur des contraintes de sous-maille  $\tau^d$  et flux thermique de sous-maille  $\tau^t$  et qui s'expriment sous la forme :

$$\begin{cases} \tau_{ij}^d = \langle \rho \rangle (u_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \\ \tau_i^t = \langle \rho \rangle (u_i \tilde{T} - \tilde{u}_i \tilde{T}) \end{cases} \quad (5.20)$$

La résolution des équations de conservation filtrées permet ainsi de résoudre le problème posé au niveau des échelles résolues des grandes structures mais doit reposer sur une modélisation des termes de sous-mailles ci-dessus afin de constituer un système d'équations fermées. Les modèles cherchant à exprimer ces termes sont appelés modèles de sous-maille (SGS pour Sub-Grid Scale). A noter qu'il existe également des modèles reposant sur l'expression explicite du filtre (SFS pour Sub-Filter Scale) ou bien en utilisant la dissipation induite par certains schémas numériques pour jouer le rôle de la dissipation physique et de filtre (ILES pour Implicit LES). Nous aborderons ici uniquement les modèles de sous-maille, ceux-ci étant les plus répandus pour la modélisation des jets en impact.

### 5.2.2.2 Exemples de modèles LES de sous-maille

On s'intéresse successivement au tenseur des contraintes de sous-maille et au flux thermique de sous-maille.

#### ► Tenseur des contraintes de sous-maille

Nous abordons les modèles basés sur une viscosité turbulente, appelée viscosité de sous-maille  $\nu_{sm}$ . Tout comme pour les modèles RANS du premier ordre, ce type de modèle utilise l'hypothèse de Boussinesq exprimant les tenseurs de contrainte de sous-maille sous une forme analogue à celle du terme visqueux. Cette hypothèse se traduit par la relation :

$$\tau_{ij}^d = -2\nu_{sm} \tilde{S}_{ij} + \frac{2}{3} k_{sm} \delta_{ij} \quad (5.21)$$

où  $\tilde{S}_{ij}$  correspond au tenseur des déformations filtré :

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (5.22)$$

Tout comme pour les modèles RANS du premier ordre, la viscosité de sous-maille  $\nu_{sm}$  n'est pas une propriété du fluide. Les différents modèles de turbulence de sous-maille s'appuyant sur l'hypothèse de Boussinesq se différencient par leur manière de modéliser  $\nu_{sm}$ .

▷ **Modèle de Smagorinsky** : La viscosité de sous-maille est exprimée sous la forme :

$$\begin{cases} \nu_{sm} = \langle \rho \rangle (C_s \Delta)^2 |\tilde{S}| \\ |\tilde{S}| = \sqrt{2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}} \end{cases} \quad (5.23)$$

La longueur de coupure  $\Delta$  connaît plusieurs écritures, [Deardorff \(1970\)](#) donne :

$$\Delta = \sqrt[3]{\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z} \quad (5.24)$$

où  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  et  $\Delta z$  représentent la taille de la maille dans les trois directions de l'espace (Germano *et al.*, 1991).  $C_s$ , nommée constante de Smagorinsky, correspond à une constante reliant directement la valeur de viscosité sous-maille au tenseur de vitesse. Sa valeur est généralement comprise entre 0,1 et 0,21. Le modèle de Smagorinsky semble parfois trop dissipatif et tend à surestimer la viscosité de sous-maille pour les faibles nombres de Reynolds. La valeur de  $C_s$  est ainsi généralement ajustée.

▷ **Modèle de Smagorinsky Dynamique** : Le modèle de Smagorinsky standard a été amélioré en considérant une méthode dynamique se basant sur un filtrage multiple. À noter que cette méthode s'applique sur tous les modèles de viscosité de sous-maille et est particulièrement rencontrée pour le modèle de Smagorinsky dans les modélisations des problèmes d'impact de jet. Le modèle Smagorinsky dynamique consiste à utiliser l'information contenue dans les plus petites échelles résolues pour adapter la valeur de la constante de Smagorinsky en chaque point et à chaque pas de temps. En plus du filtre de sous-maille, un deuxième filtre, appelé filtre test, est introduit. Ce filtre test a une largeur plus grande que  $\Delta$ . En supposant que l'on peut utiliser le modèle de Smagorinsky avec la même constante, on peut extraire la valeur de  $C_s$  en chaque point et en chaque pas de temps. Ceci permet une adaptation du modèle suivant le type d'écoulement. L'inconvénient de la méthode réside dans le fait que la constante peut prendre des valeurs négatives et n'est pas bornée, introduisant des instabilités numériques. Des méthodes de stabilisation sont mis en place en utilisant une moyenne dans la direction d'homogénéité. Ceci reste difficile à mettre en place pour les géométries complexes, des alternatives en bornant la constante ou en considérant une moyenne temporelle ont aussi été mises en place.

▷ **Modèle WALE** : Ce modèle développé par Nicoud et Ducros (1999) permet de modéliser la contrainte de sous-maille en modifiant la viscosité de sous-maille dans l'équation 5.23. Le modèle permet d'avoir un meilleur comportement asymptotique de la contrainte de cisaillement à la paroi.

### ► Flux thermique de sous-maille

La modélisation du flux thermique de sous-maille a été bien moins étudiée dans la littérature. Toutefois, la méthode la plus répandue repose sur une diffusivité de sous-maille  $\kappa_{sm}$  par analogie à la loi de Fourier :

$$\tau_j^t = -\kappa_{sm} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \quad (5.25)$$

La diffusivité thermique de sous-maille  $\kappa_{sm}$  s'exprime en fonction de la viscosité de sous-maille  $\nu_{sm}$  et repose sur un modèle de nombre de Prandtl turbulent, appelé nombre de Prandtl de sous-maille  $Pr_{sm}$  :

$$\kappa_{sm} = \frac{\nu_{sm}}{Pr_{sm}} \quad (5.26)$$

Tout comme pour la viscosité turbulente, ce nombre de Prandtl turbulent ne dépend pas des propriétés du fluide mais de la nature de l'écoulement. La plupart des études utilise l'hypothèse que le nombre de Prandtl de sous-maille est constant. Il est pris égal à  $Pr_{sm} = 0,71$  dans cette étude.

### ► Maillage

La taille du maillage permet de fixer la séparation entre grosses structures résolues et petites structures modélisées. Une bonne modélisation du modèle LES implique que la longueur de coupure  $\Delta$  soit située dans la zone inertielle du spectre de la turbulence (paragraphe 5.1.2) et suffisamment proche des plus petites échelles dissipatives afin de modéliser uniquement les petites échelles (figure 5.2).

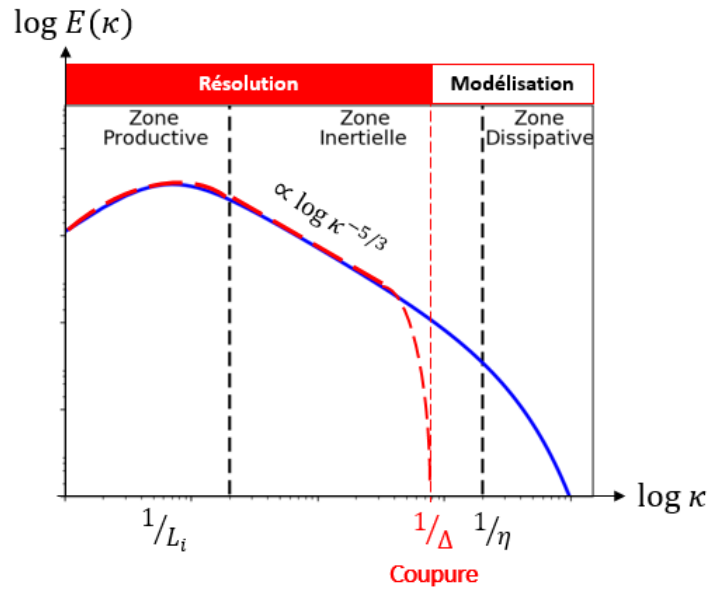


FIGURE 5.2 – Parties résolue et modélisée dans le spectre spatial d'énergie turbulente

La zone la plus contraignante sur le maillage se situe en proche paroi (cf paragraphe 5.1.3). La taille de maille dans la direction normale à la paroi doit être située dans la région de sous-couche visqueuse définie par  $0 < y^+ < 5$ . Les tailles de maille dans la direction longitudinale et transversale sont moins contraignantes (Piomelli et Balaras, 2002). Pour un écoulement pariétal, les auteurs préconisent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Direction normale : } y^+ \approx 5 \\ \text{Direction transversale : } z^+ \approx 20 \\ \text{Direction longitudinale : } x^+ \approx 100 \end{array} \right. \quad (5.27)$$

### 5.2.2.3 Modèles LES répandus pour l'impact de jets

L'objectif de cette partie est de présenter les principaux modèles LES utilisés pour modéliser les phénomènes d'impact de jet.

#### ► Jet rond axisymétrique

Dewan *et al.* (2012) ont réalisé une revue des études numériques portant sur les jets en impact. Les auteurs ont comparé différents modèles numériques LES pour des configurations à faibles distances d'impact. Les auteurs montrent que les modèles LES sont capables de prédire le niveau ainsi que la distribution du nombre de Nusselt de manière satisfaisante. En particulier, le second maximum observé sur le profil du nombre de Nusselt à faible distance d'impact est capté correctement à la différence de la majorité des modèles RANS.

▷ **Modèles de Smagorinsky et Smorinsky dynamique** : il s'agit du modèle LES le plus répandu pour la modélisation des phénomènes d'impact de jet. Hadžiabdić et Hanjalić (2008) montrent que le modèle de Smagorinsky dynamique est capable de reproduire la distribution du nombre de Nusselt tant en terme de niveau (écart inférieur à 5%) que d'allure (position du second maximum). La formation des structures tourbillonnaires cohérentes, leur grossissement et dissociation dans les couches de cisaillement puis les interactions avec la plaque sont mis en évidence. Uddin *et al.* (2013) arrivent à des résultats similaires en terme de structures tourbillonnaires et d'allure de distribution du nombre de Nusselt en faisant varier le nombre Reynolds sur une plage plus importante  $13000 < Re_j < 23000$ .

▷ **Modèle WALE** : [Aillaud \*et al.\* \(2016\)](#) ont également mis en évidence le développement des structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement du jet libre ainsi que leur interaction avec la paroi à l'aide d'un modèle WALE. La distribution du nombre de Nusselt est correctement estimée en terme de niveau (écart inférieur à 5% au point d'impact) et d'allure (position du second maximum, écart inférieur à 5%). Ils observent cependant une légère sous-estimation du nombre de Nusselt au niveau du creux du nombre de Nusselt entre les deux maxima.

A noter que les modèles présentés ici sont des modèles de sous-maille classiquement rencontrés et s'appuyant sur l'hypothèse de Boussinesq. Certains auteurs ([Dairay \*et al.\*, 2014](#); [Lodato \*et al.\*, 2009](#); [Olsson et Fuchs, 1998](#)) ont cherché à évaluer les performances de modèles ne tenant pas compte de cette hypothèse. On pourra se référer à ces études pour plus de précisions.

Concernant la modélisation du flux thermique de sous-maille, la plupart des auteurs considèrent un nombre de Prandtl turbulent constant égal à  $Pr_{sm} = 0,5$ . [Aillaud \*et al.\* \(2016\)](#) ont étudié l'influence du nombre de Prandtl turbulent sur une plage comprise entre  $0,5 < Pr_{sm} < 0,9$ . Les auteurs observent une faible influence sur la distribution du nombre de Nusselt.

### ► Maillage

[Hadžiabdić et Hanjalić \(2008\)](#) et [Uddin \*et al.\* \(2013\)](#) ont mis en évidence l'importance du maillage en étudiant son influence sur les résultats aérodynamiques et thermiques pour un modèle Smagorinsky dynamique. Les auteurs jugent que le critère 5.27 sur le maillage n'est pas suffisant dans le cadre des problèmes d'impact de jet, en particulier dans la direction radiale du fait des effets d'accélération et de décélération de l'écoulement au niveau du jet pariétal. [Shum-Kivan \*et al.\* \(2014\)](#) et [Aillaud \*et al.\* \(2016\)](#) notent par ailleurs qu'une taille de maille  $y^+ > 5$  dans la direction normale n'est pas complètement satisfaisante pour rendre pleinement compte de l'aérodynamique et de la thermique des jets en proche paroi. Un critère sur le maillage est résumé ci-dessous en s'appuyant sur les études présentées :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Direction normale : } 1 < y^+ < 5 \\ \text{Direction transversale : } r\theta^+ \approx 20 \\ \text{Direction longitudinale : } r^+ \approx 20 \end{array} \right. \quad (5.28)$$

### ► Conditions limites

[Aillaud \*et al.\* \(2016\)](#) ont mis en évidence l'importance des conditions limites en sortie d'injecteur. Les auteurs ont notamment comparé une première configuration caractérisée par des profils de vitesses moyennes et rms imposés en sortie d'injecteur, et une configuration avec simulation d'une conduite amont de longueur  $2d$  ( $Re_j = 23000$  et  $H/d = 2$ ). Des modifications sur la structure aérodynamique du jet sont observées (pertes de cohérence des structures tourbillonnaires) entraînant des différences sur la distribution du nombre de Nusselt. Ces écarts sont faibles au point d'impact (inférieurs à 2%) et visible principalement au niveau du second maximum (sous-estimation de l'ordre de 20% et disparition du second maximum).

Plusieurs méthodes permettant de générer des fluctuations en sortie d'injecteur sans avoir à modéliser une conduite amont ont été étudiées. [Hällqvist \(2006\)](#) a comparé l'influence de l'ajout de perturbations aléatoires directement en sortie d'injecteur avec une simulation d'un écoulement pleinement développé dans une conduite amont. [Hällqvist](#) a observé que l'ajout de perturbations produit un écoulement moins turbulent, avec des structures tourbillonnaires bien plus cohérentes, ceci entraîne une surestimation importante des fluctuations de vitesse le long de la paroi. Une revue des différentes méthodes, réalisée par [Dhamankar \*et al.\* \(2015\)](#), montre que la modélisation préalable d'une conduite donne des meilleurs résultats, au prix toutefois d'un temps de calcul plus important.

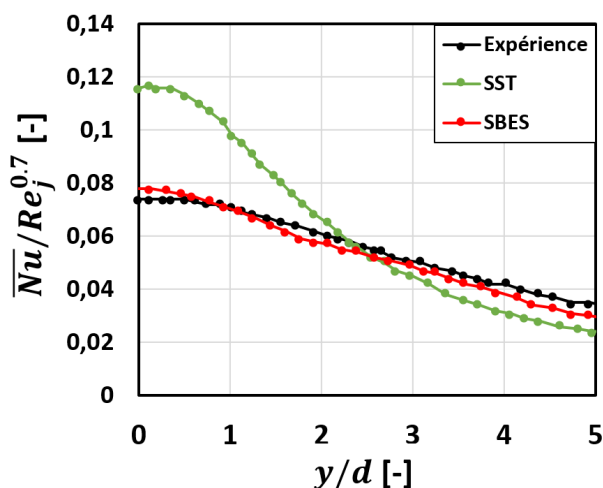


Aillaud *et al.* (2016) ont introduit un écoulement ambiant co-courant parallèle au jet comme condition limite afin de limiter le domaine d'étude. L'influence de cet écoulement a été étudiée en faisant varier son intensité entre 2% et 10% de la vitesse moyenne du jet et en comparant les résultats à une configuration s'en affranchissant. Aillaud *et al.* ont montré que l'effet de l'écoulement co-courant est négligeable à la fois sur l'aérodynamique du jet et la thermique. Les auteurs recommandent une intensité de 5% de la vitesse du jet.

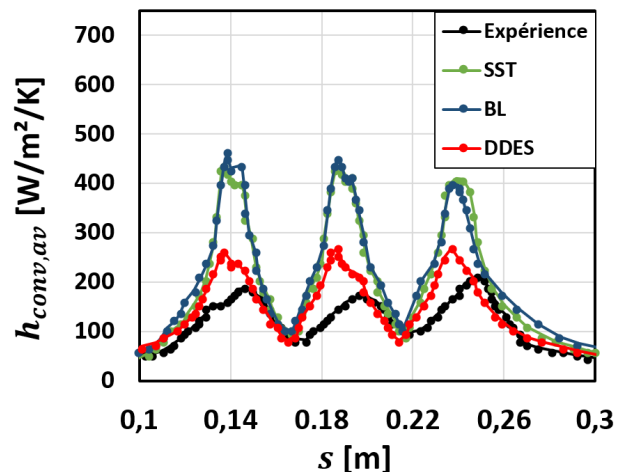
### ► Jets issu d'un tube multi-perforé

Devant la difficulté que rencontrent les modèle RANS à reproduire correctement les transferts thermiques issu d'un tube multi-perforé (paragraphe 5.2.1.3), quelques rares études ont cherché à tirer profit des méthodes résolues en considérant une approche hybride RANS-LES. Les modèles hybrides RANS-LES reposent sur l'utilisation d'un modèle LES loin de la paroi afin de résoudre les structures de grandes échelles, et d'un modèle RANS en proche paroi permettant de modéliser toutes les échelles de la turbulence dans les régions trop couteuses en temps de calcul. A notre connaissance, il n'existe pas de modélisation de tels jets par simulation aux grandes échelles sans méthode hybride. Ceci peut notamment s'expliquer par la géométrie complexe et la taille importante du domaine nécessaire à la modélisation d'une rangée complète de jets.

Da Soghe *et al.* (2021) ont réalisé une modélisation d'une rangée de jets issus d'un tube multi-perforé en utilisant une approche hybride SBES. Ce modèle repose sur l'utilisation d'un modèle Smagorinsky dynamique afin de résoudre les grandes structures de la turbulence loin de la paroi et d'un modèle RANS  $k-w-SST$  en proche paroi. Les auteurs comparent notamment leur résultats avec une estimation réalisée par un modèle  $k-w-SST$  ainsi qu'à leurs propres mesures. Da Soghe *et al.* mettent en évidence une amélioration notable des estimations des transferts thermiques au point d'impact à l'aide de l'approche hybride (écart inférieur à 5% contre 40% pour le modèle RANS). Loin du point d'impact, le modèle hybride a cependant tendance à sous-estimer le nombre de Nusselt (de l'ordre de 20–50% contre 30–50% pour le modèle  $k-w-SST$ ). Laroche *et al.* (2017) ont également comparé un modèle hybride RANS-LES (ZDES) avec des modèles RANS du premier ordre ( $k-w-SST$  et  $v^2-f$ ). Les auteurs notent également une nette amélioration des prédictions de la distribution du nombre de Nusselt (écart maximal de 25% au point d'impact contre plus de 100% pour les modèles RANS).



(a) Da Soghe *et al.* (2021)



(b) Laroche *et al.* (2017)

FIGURE 5.3 – Comparaison de modèles RANS-LES pour une rangée de jets avec écoulement cisailant

La capacité des modèles LES à prédire l'aérodynamique et la thermique des jets a été largement soulignée dans la littérature. En particulier, ces méthodes permettent de mettre en évidence la formation et le développement des structures tourbillonnaires ainsi que leur interaction avec la plaque d'impact. En particulier, les modèles Smagorinsky sont capables de prédire de manière très satisfaisante la distribution du nombre de Nusselt d'un jet axisymétrique (écart de l'ordre de 5% au point d'impact) et constitue une amélioration notable par rapport aux modèles RANS classiquement rencontrés (modèles  $k-w-SST$  et  $\overline{v^2-f}$ ). Ceci se fait toutefois au prix d'une résolution fine à la paroi ( $1 < y^+ < 5$ ,  $r\theta^+ \approx 20$ ,  $r^+ \approx 20$ ) entraînant des coûts de calcul importants. Ces temps de calcul importants expliquent la faible utilisation des méthodes LES pour modéliser une rangée de jets malgré des améliorations considérables en terme d'estimation de la distribution du nombre de Nusselt.

### 5.2.3 Simulation numérique direct - DNS

Nous abordons ici rapidement à titre indicatif le modèle de Simulation Numérique Directe (DNS pour Direct Numerical Simulation) consistant à résoudre directement toutes les échelles caractéristiques de l'écoulement. Le spectre de la turbulence est alors résolu entièrement sans modélisation. La méthode nécessite un maillage suffisamment fin pour capturer l'ensemble des structures de l'écoulement : la taille de la maille doit être inférieure à l'échelle de dissipation. Dans le cadre d'écoulements turbulents, les ordres de grandeur des échelles s'échelonnent depuis la taille caractéristique des plus grandes structures énergétiques présentes dans l'écoulement (échelle intégrale  $L_i$ ), jusqu'à celle des plus petites structures dissipatives (échelle de Kolmogorov  $\eta$ ). Le rapport entre ces deux échelles peut être évalué par :

$$\frac{L_i}{\eta} \propto Re^{3/4} \quad (5.29)$$

qui donne une estimation du nombre de points de discrétisation dans une direction. La résolution du maillage est ainsi proportionnel à  $Re^{9/4}$  pour un écoulement tridimensionnel. La méthode DNS est par conséquent extrêmement couteuse en temps de calcul. En pratique, elle se limite à des géométries simples (jet axisymétrique) et des écoulements à nombre de Reynolds relativement faible (Dairay, 2013; Rohlfs *et al.*, 2012; Tsujimoto *et al.*, 2009). Elle n'est donc pas adaptée à l'étude d'une rangée de jets en impact.

La simulation aux grandes échelles est la méthode qui a été retenue dans nos travaux pour modéliser des jets en impact issus d'un tube multi-perforé. Ce choix est motivé d'une part par la faible efficacité des modèles RANS à modéliser l'aérodynamique et la thermique des jets issus d'un tube multi-perforé ainsi que par les améliorations notables apportées par une approche aux grandes échelles. Le code est basé sur un modèle de sous-maille Smagorinsky. Par ailleurs, au vu des études présentées précédemment, une attention particulière sera donnée à la résolution à la paroi et au comportement du jet en sortie d'injection.

## 5.3 Méthode des frontières immergées

Afin de modéliser les jets issus d'un tube multi-perforé, le code utilisé dans cette étude est un code LES faiblement compressible se basant sur la méthode de frontières immergées (IBM pour Immersed Boundary Method). L'objectif de cette section est de présenter les particularités de cette méthode. Il s'agit d'un code développé à l'Institut Pprime dont une description détaillée est présentée dans la thèse de [Pham \(2005\)](#) et [Tran et Plourde \(2014\)](#).

### 5.3.1 Principe du modèle

Quelque soit la méthode de frontières immergées utilisées, le domaine d'étude est un volume donné dont le maillage est uniforme sans distinction entre parties fluide et solide. Le maillage du domaine d'étude est donc cartésien et régulier. L'utilisation d'un maillage cartésien et régulier permet de recourir à des schémas numériques simples et de gérer aisément les déplacements du solide. Par ailleurs, un maillage régulier permet d'assurer un filtrage identique des variables dans tous le domaine fluide étant donné que la séparation entre grandes structures tourbillonnaires résolues et petites structures modélisées est imposée par la taille de la maille (paragraphe 5.2.2.1). En contrepartie, l'impossibilité de raffiner le maillage conduit à des coûts de calcul bien plus importants.

#### 5.3.1.1 Domaine fluide - Domaine solide

Les domaines fluide et solide sont séparés par l'introduction d'une interface délimitant l'obstacle à prendre en compte. L'obstacle est "plongé" dans le domaine d'étude et repéré par sa frontière qui est définie par un maillage surfacique. Le maillage du domaine d'étude n'est donc pas body-fitted, c'est-à-dire que les bords du maillage volumique associé au domaine d'étude ne coïncident pas avec les bords du solide.

Afin de prendre en compte la présence de la frontière solide, les mailles sont classées en quatre catégories (figure 5.4) :

- Les cellules solides sont identifiées comme celles dont les noeuds sont liés à la partie solide.
- Les cellules fluides sont identifiées comme les cellules dont les noeuds sont localisés à l'extérieur du corps solide.
- Les cellules fantômes possèdent leur noeud dans la partie solide tout en ayant au moins une cellule voisine ayant son noeud dans la partie fluide.
- Les cellules de forçage possèdent leur noeud dans la partie fluide tout en ayant au moins une cellule voisine ayant son noeud dans la partie solide.

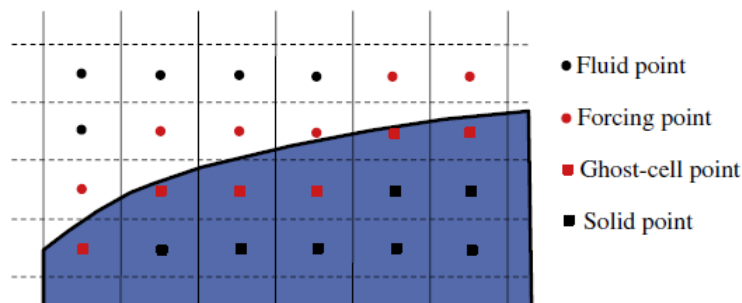


FIGURE 5.4 – Schéma du maillage en proche paroi ([Tran et Plourde, 2014](#))

Ainsi, la première étape consiste en la définition de la frontière immergée afin de dissocier une région fluide et une région solide dans le domaine. Cette différenciation sur la nature des cellules est réalisée par un algorithme dit de "painting". Les cellules fantômes et de forçage sont d'abord identifiées à la frontière solide-fluide. Ensuite, une cellule source est choisie arbitrairement dans le

domaine, sa cellule voisine est alors marquée comme solide ou fluide en fonction de la nature de la cellule source, la propagation du marquage se fait alors depuis la cellule source jusqu'à une frontière solide-fluide.

### 5.3.1.2 Résolution à la frontière

Une particularité des méthodes de frontières immergées est que l'interface fluide-structure ne coïncide pas avec les nœuds du maillage. La difficulté de la méthode se situe donc dans la résolution des équations de Navier-Stokes en proche paroi. Les méthodes de frontières immergées se distinguent les unes des autres à travers leur manière d'imposer les conditions à l'interface. Il existe principalement deux approches. La première consiste à ajouter un champ de force sur le domaine pour prendre en compte la présence du corps immergé sur le maillage et se nomme technique de forçage continu ou "continuous forcing". La seconde ne modifie pas les équations de Naviers-Stokes mais repose sur une modification des équations à résoudre uniquement près des frontières immergées et se nomme technique de forçage discret ou "discrete forcing" (Balaras, 2004; Fadlun *et al.*, 2000; Ghias *et al.*, 2007). L'approche utilisée dans notre étude correspond à la technique de forçage discret.

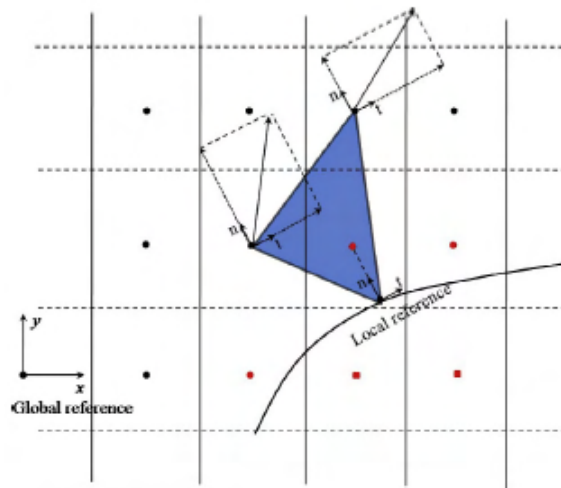


FIGURE 5.5 – Condition de forçage en proche paroi (Tran et Plourde, 2014)

La méthode consiste à imposer directement sur la solution la condition de forçage en s'affranchissant de la résolution des équations de transport à proximité de la frontière immergée. La condition de forçage correspond à une formule d'interpolation (Yang et Balaras, 2006) et a pour but de reconstruire, localement, le champ de vitesse proche à la paroi immergée. L'étape clé de la méthode consiste à déterminer les variables dans la cellule de forçage, ne connaissant dans l'absolu que la formulation des conditions d'une paroi rigide glissante ou non glissante, la position exacte de la frontière et les variables fluides dans le domaine fluide (figure 5.5). Ils existent plusieurs variantes de cette méthode. La principale différence entre les différentes méthodes réside dans le choix du schéma d'interpolation et en particulier dans l'ordre de cette interpolation (linéaire, bilinéaire, etc). Dans notre étude, la forme générale de l'interpolation est d'ordre 1 et s'écrit :

$$\Phi = c_1x + c_2y + c_3 \quad (5.30)$$

où  $\Phi$  désigne la variable et  $c_i$  les coefficients dépendant des conditions limites à la paroi.

### 5.3.2 Méthode de résolution

Pour un écoulement faiblement compressible, l'équation de conservation de la quantité de mouvement peut s'écrire sous la forme d'une équation de Poisson <sup>5</sup> :

5. En appliquant l'opérateur divergence à l'équation de quantité de mouvement

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = f(x, y, z) \quad (5.31)$$

La résolution de cette équation par méthode itérative est l'une des parties les plus coûteuses en temps de calcul. La résolution par méthode spectrale est bien plus efficace. Le maillage cartésien et régulier adopté dans notre modélisation possède l'avantage de permettre une résolution spectrale par transformé de Fourier. L'équation de Poisson est alors discrétisée par méthode de différence finie.

$$\frac{p_{i+1,j,k} - 2p_{i,j,k} + p_{i-1,j,k}}{\Delta x^2} + \frac{p_{i,j,k} - 2p_{i+1,j,k} + p_{i,j-1,k}}{\Delta y^2} + \frac{p_{i,j,k+1} - 2p_{i,j,k} + p_{i,j,k-1}}{\Delta z^2} = f_{i,j,k} \quad (5.32)$$

En appliquant la transformation de Fourier dans la direction  $z$  puis dans la direction  $y$ , on démontre que l'expression de la pression se réduit en une somme de fonction sinus ou cosinus en fonction des conditions aux limites de type Dirichlet ou Neumann :

$$\begin{cases} \hat{p}_k = \sum_{n=1}^N p_n \sin\left(\frac{\pi k(n-1/2)}{N}\right) & : \text{condition type Dirichlet} \\ \hat{p}_j = \sum_{m=1}^M p_m \sin\left(\frac{\pi(j-1)(m-1/2)}{M}\right) & : \text{condition type Neumann} \end{cases} \quad (5.33)$$

L'équation forme alors un système linéaire :

$$\frac{\hat{p}_{i+1,j,k} - 2\hat{p}_{i,j,k} + \hat{p}_{i-1,j,k}}{\Delta x^2} + \lambda_y \hat{p}_{i,j,k} + \lambda_z \hat{p}_{i,j,k} = \hat{f}_{i,j,k} \quad (5.34)$$

$$\text{avec } \begin{cases} \lambda_y = \frac{1}{\Delta y^2} \left( 2\cos\left(\frac{(m-1)\pi}{M}\right) - 2 \right) \\ \lambda_z = \frac{1}{\Delta z^2} \left( 2\cos\left(\frac{n\pi}{N}\right) - 2 \right) \end{cases} \quad (5.35)$$

La solution est considérée comme s'assimilant à des ondes dans l'espace fréquentielle, une transformation de Fourier inverse permet d'en déduire la solution dans l'espace physique. La méthode de transformation rapide de Fourier présente l'avantage de réduire considérablement les coûts de calcul pour la résolution de l'équation de Poisson par rapport à une résolution par méthode itérative. Il s'agit également d'une résolution par méthode directe, donc numériquement très stable.

### Bilan du chapitre 5

Les jets en impact se caractérisent par de nombreuses zones où l'écoulement présente un caractère tourbillonnaire. La taille, la localisation et l'orientation de ces structures tourbillonnaires varient énormément. Ceci se traduit par la présence de nombreuses échelles spatiales et temporelles. Plusieurs stratégies de résolution numérique prenant en compte plus ou moins ces échelles existent afin de modéliser de tels jets. Ces stratégies de résolution diffèrent par leur niveau de précision et par leur coût.

L'approche RANS, présente largement dans l'industrie, estime les champs de vitesse et les transferts thermiques à la paroi de manière inégale. En particulier, la turbulence est souvent surestimée dans les zones d'impact entraînant une surestimation des coefficients d'échange. Les études scientifiques sur des géométries simples ont montré que les modèles  $k-w-SST$  et  $\overline{v^2-f}$  produisent les meilleurs résultats parmi les modèles RANS du premier ordre. En pratique, toutes les échelles de la turbulence étant modélisées, une calibration de nombreuses constantes de fermeture dépendant de l'écoulement traité est considérée afin de reproduire fidèlement la turbulence. Ainsi, l'estimation des transferts thermiques associés aux jets issus d'un tube multi-perforé par ces mêmes modèles ( $k-w-SST$  et  $\overline{v^2-f}$ ) n'est pas satisfaisante (jusqu'à 100% d'écart).

La capacité des modèles LES à prédire l'aérodynamique et la thermique des jets a été largement soulignée dans la littérature. En particulier, ces méthodes permettent de mettre en évidence la formation et le développement des structures tourbillonnaires ainsi que leur interaction avec la plaque d'impact. En particulier, les modèles Smagorinsky sont capables de prédire de manière très satisfaisante la distribution du nombre de Nusselt d'un jet axisymétrique (écart de l'ordre de 5% au point d'impact) et constitue une amélioration notable par rapport aux modèles RANS. Ceci se fait toutefois au prix d'une résolution fine à la paroi ( $1 < y^+ < 5$ ) entraînant des coûts de calcul importants. Ces temps de calcul importants expliquent la faible utilisation des méthodes LES pour modéliser une rangée de jets malgré des améliorations considérables en terme d'estimation de la distribution du nombre de Nusselt. Au vu de la capacité de l'approche LES à modéliser une rangée de jets issus d'un tube multi-perforé, l'étude numérique présentée dans ces travaux s'est appuyée sur une simulation aux grandes échelles, reposant par ailleurs sur une méthode aux frontières immergées.



## 6 | Caractérisation numérique des jets

<b>6.1</b>	<b>Stratégie de modélisation</b>	<b>170</b>
6.1.1	Configuration expérimentale modélisée	170
6.1.2	Conditions limites	172
6.1.3	Étude sur le maillage	179
<b>6.2</b>	<b>Validation du modèle numérique</b>	<b>186</b>
6.2.1	Modélisation de la structure aérodynamique des jets	186
6.2.2	Modélisation des transferts thermiques	190
<b>6.3</b>	<b>Approfondissement de la caractérisation des jets</b>	<b>195</b>
6.3.1	Écoulement à l'intérieur du tube multi-perforé	195
6.3.2	Formation des jets à travers les trous	196
6.3.3	Étude instationnaire des jets	199

Le banc d'essais et les mesures expérimentales présentés dans les chapitres 2 et 3 ont permis une caractérisation aérodynamique et thermique des jets issus d'un tube multi-perforé. En outre, les champs de vitesses moyennes et rms ont été obtenus dans la zone située entre le tube multi-perforé et la plaque d'impact, ces champs de vitesse ayant été mesurés sur plusieurs plans afin de caractériser les jets de manière 3D. Les transferts thermiques entre les jets et la plaque d'impact chauffée ont également été caractérisés via la détermination de la distribution du nombre de Nusselt. Cette caractérisation aérodynamique et thermique des jets a été réalisée pour les principaux paramètres d'influence ( $1500 < Re_j < 5000$  -  $3 < H/d < 7$  -  $1,5 < VR < 9$ ,  $7 - 2,25 < Re_j < 5,8$ ).

Pour compléter l'analyse expérimentale, une modélisation numérique par simulation aux grandes échelles a été entreprise, les travaux numériques sont détaillés dans ce dernier chapitre. Dans un premier temps, les parties 6.1 et 6.2 visent à tester la représentativité des calculs entrepris en les confrontant aux résultats expérimentaux. La configuration géométrique et aérodynamique retenue, les conditions limites imposées ainsi que les hypothèses considérées afin de modéliser l'étude expérimentale sont détaillées. La partie 6.3 vise à poursuivre la caractérisation des jets en approfondissant l'étude dans les zones et pour des grandeurs non accessibles expérimentalement.



## 6.1 Stratégie de modélisation

Cette partie vise d'une part à détailler la configuration expérimentale retenue, et d'autre part présenter la stratégie de modélisation des jets issus d'un tube multi-perforé. Les hypothèses retenues, les conditions limites et les caractéristiques du maillage sont ici détaillées.

### 6.1.1 Configuration expérimentale modélisée

La configuration expérimentale choisie correspond à l'essai :  $Re_j = 5000$  ;  $H/d = 3$  ;  $VR = 2$  et  $p/d = 2.25$  (figure 6.1).

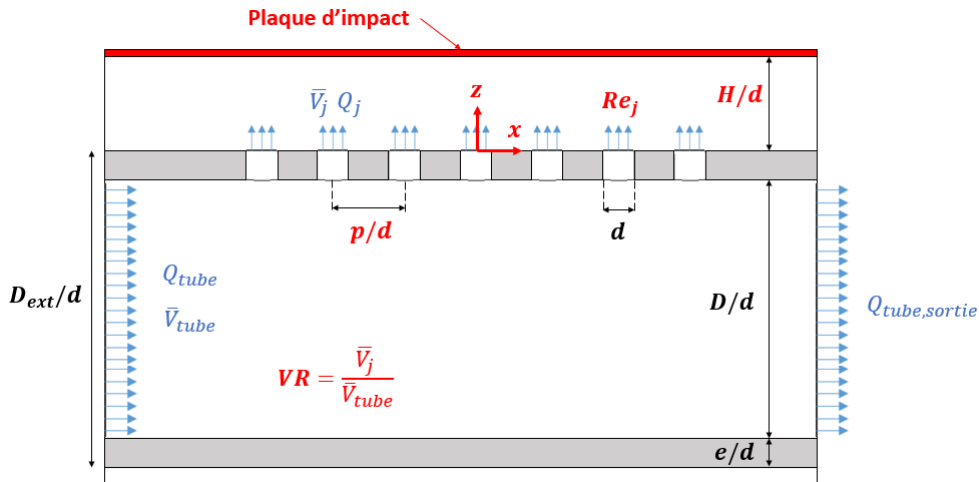


FIGURE 6.1 – Notations : paramètres géométriques et aérodynamiques

- $Re_j = 5000$  : ce nombre de Reynolds correspond à un jet faiblement turbulent.<sup>1</sup> Il s'agit d'un régime rencontré dans la littérature et permettra par la suite d'évaluer le modèle par rapport aux modèles répandus et présentés dans le chapitre 5 (paragraphe 5.2.2.2).
- $VR = 2$  : cette valeur de  $VR$  correspond à un écoulement cisailant important en amont des jets. On cherche ainsi à reproduire l'aérodynamique et les transferts thermiques associés aux jets avec un écoulement amont le plus marqué.
- $H/d = 3$  : le chapitre 3 (paragraphe 3.2) a montré que l'influence de  $VR$  sur le jet devient faible après fusion des couches de cisaillement à approximativement  $2 < z/d < 2,5$ . Le développement des jets dans la zone située entre  $0 < z/d < 3$  constitue donc une zone d'étude privilégiée. Par ailleurs, la distance d'impact  $H/d = 3$  étant la plus faible, ceci permet de réduire le temps de calcul en limitant la zone d'étude.
- $p/d = 2,25$  : cette valeur de  $p/d$  correspond au pas inter-trous le plus faible dans la plage d'étude expérimentale ( $2,25 < p/d < 5,8$ ). Les interactions entre jets sont ainsi les plus fortes et le temps de calcul plus faible du fait de la zone d'étude réduite.

#### ► Géométrie du tube multi-perforé

La géométrie du tube est identique à celle du tube utilisé pour les essais expérimentaux. Le tableau 6.1 résume les caractéristiques du tube multi-perforé. Celui-ci est composé de 7 trous et est ouvert à son extrémité. Une partie du débit d'air imposé à l'entrée est évacuée à travers les perforations tandis que l'autre partie sort à l'extrémité. La proportion entre les deux débits est imposée de tel sorte à respecter les conditions expérimentales :  $Re_j = 5000$  et  $VR = 2$ .<sup>2</sup>

1. Le chapitre 3 (paragraphe 3.5.2.1) a montré que les nombres de Reynolds  $Re_j = 1500$  et  $Re_j = 3000$  correspondent à des jets transitionnels.

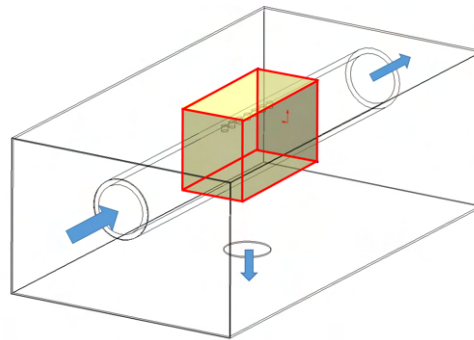
2. Les conditions limites sont présentées dans le paragraphe 6.1.2.

Paramètre		Valeur
Diamètre du trou	$d$	4mm
Nombre de trous	$N$	7
Pas inter-trous	$p/d$	2,25
Épaisseur du tube	$e/d$	0,9
Diamètre extérieur du tube	$D_{ext}/d$	10

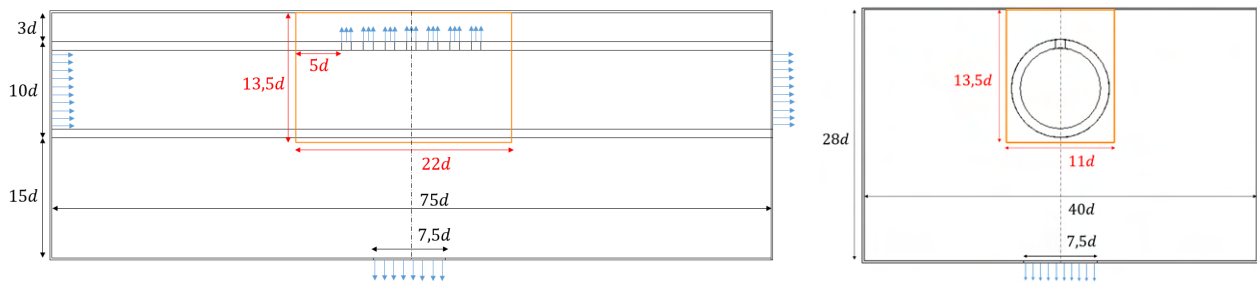
TABLE 6.1 – Caractéristiques géométriques du tube multi-perforé.

### ► Géométrie de l'enceinte

Les mesures expérimentales reposent sur l'impact de jets sur une plaque à l'intérieur d'une enceinte. La géométrie de cette enceinte est détaillée dans le chapitre 2, paragraphe 2.2.2. Rappelons ici que les jets issus du tube multi-perforé impactent la face supérieure de l'enceinte à  $z/d = 3$ , le débit total en sortie des trous s'échappent ensuite via une ouverture située sur la face inférieure. Les dimensions de l'enceinte sont représentées sur la figure 6.2.



(a) Zone de l'enceinte modélisée



(b) Plan parallèle à la rangée des jets

(c) Plan perpendiculaire

FIGURE 6.2 – Dimension de l'enceinte

La méthode des frontières immergées utilisée dans le cadre de ces travaux<sup>3</sup> s'appuie sur un maillage cartésien et régulier du domaine fluide. L'impossibilité de raffiner le maillage, notamment au voisinage des parois, conduit à des coûts de calcul plus importants. Pour cette raison, la totalité de l'enceinte n'est pas modélisée et on restreint la zone d'étude, représentée en rouge sur la figure 6.2a. Les dimensions dans les directions parallèle et perpendiculaire à la rangée des trous sont indiquées sur les figures 6.2b et 6.2c respectivement. En réduisant le domaine d'étude, l'établissement de l'écoulement à l'intérieur du tube multi-perforé (en amont des perforations), à l'extrémité du tube (en aval des perforations) et l'écoulement d'air à l'intérieur de l'enceinte (après impact des jets sur la plaque) ne sont pas modélisés. Il est alors nécessaire de s'assurer que la physique de l'écoulement en amont et en aval du domaine restreint soit fidèlement prise en compte. Ceci passe par une définition adéquate des conditions limites aux bords du domaine d'étude.

3. La méthode est détaillée dans le chapitre 5, paragraphe 5.3.

### 6.1.2 Conditions limites

Cette partie vise à présenter les conditions limites imposées afin de modéliser le plus fidèlement les essais expérimentaux. La figure 6.3 représente le domaine d'étude, les bords du domaine sont numérotés, à chaque couleur correspond une condition limite. On distingue :

- ① : l'entrée du tube multi-perforé.
- ② : l'extrémité du tube multi-perforé.
- ③ : les bords du domaine fluide.
- ④ : la plaque d'impact.

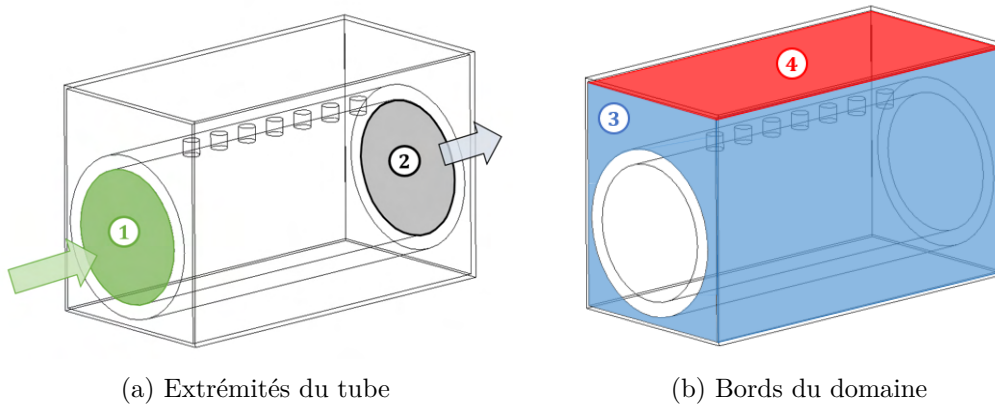


FIGURE 6.3 – Surfaces limites du domaine d'étude

#### 6.1.2.1 Condition limite à l'entrée du tube multi-perforé

Expérimentalement, le débit à l'entrée du tube multi-perforé, correspondant au test  $Re_j = 5000$  et  $VR = 2$ , est égal à  $Q_{tube} = 9,7g/s$ . La température de l'air à l'entrée du tube vaut  $T_j = 21,3^\circ C$ . Numériquement, deux approches sont considérées afin d'imposer la condition limite à l'entrée du tube multi-perforé.

##### ► Modélisation de l'écoulement pleinement développé à l'intérieur du tube

La première approche consiste à modéliser l'écoulement à l'intérieur du tube, en amont des perforations. Une portion du tube de longueur  $10d$  est ainsi modélisée (figure 6.4). Les extrémités de la portion du tube modélisé (surfaces ①) sont des conditions dites "full periodic", c'est-à-dire qu'on considère une condition de périodicité dans le sens de l'écoulement.

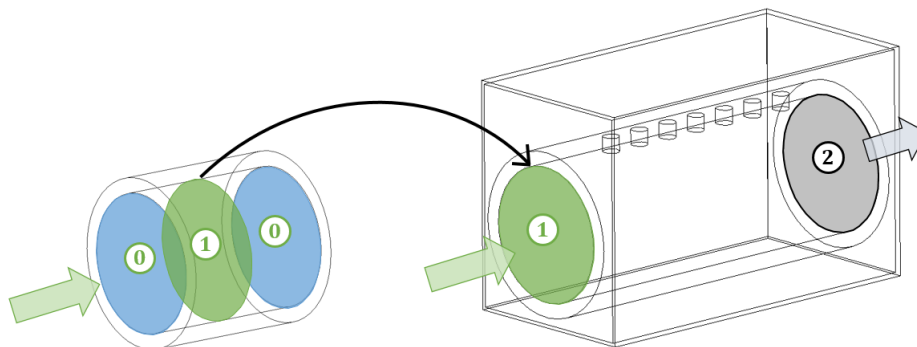


FIGURE 6.4 – Modélisation de l'écoulement pleinement développé en amont des perforations.

Ainsi, à partir du débit cible de  $9,7\text{g/s}$ , un terme source est ajouté aux équations de Naviers-Stokes conditionnant le débit à une perte de charge. Une fois la convergence atteinte, le profil de vitesse obtenu dans le plan (1) est pris comme condition limite du calcul complet, permettant ainsi de modéliser l'écoulement pleinement développé en amont des perforations.

La figure 6.5a présente la norme du champ de vitesse moyenne mesurée par technique PIV à l'entrée de l'enceinte. Ce champ de vitesse est obtenu expérimentalement pour la configuration correspondant à notre cas d'étude  $Q_{tube} = 9,7\text{g/s}$  ( $Re_j = 5000 - VR = 2$ ). N'étant pas possible de réaliser les mesures à l'intérieur du tube, les mesures sont effectuées directement à sa sortie. La longueur du tube est prise de telle sorte à ce que l'extrémité corresponde à l'entrée de l'enceinte. Le profil de vitesse à une distance  $0,05D$  en aval de l'extrémité du tube est présenté sur la figure 6.5c.

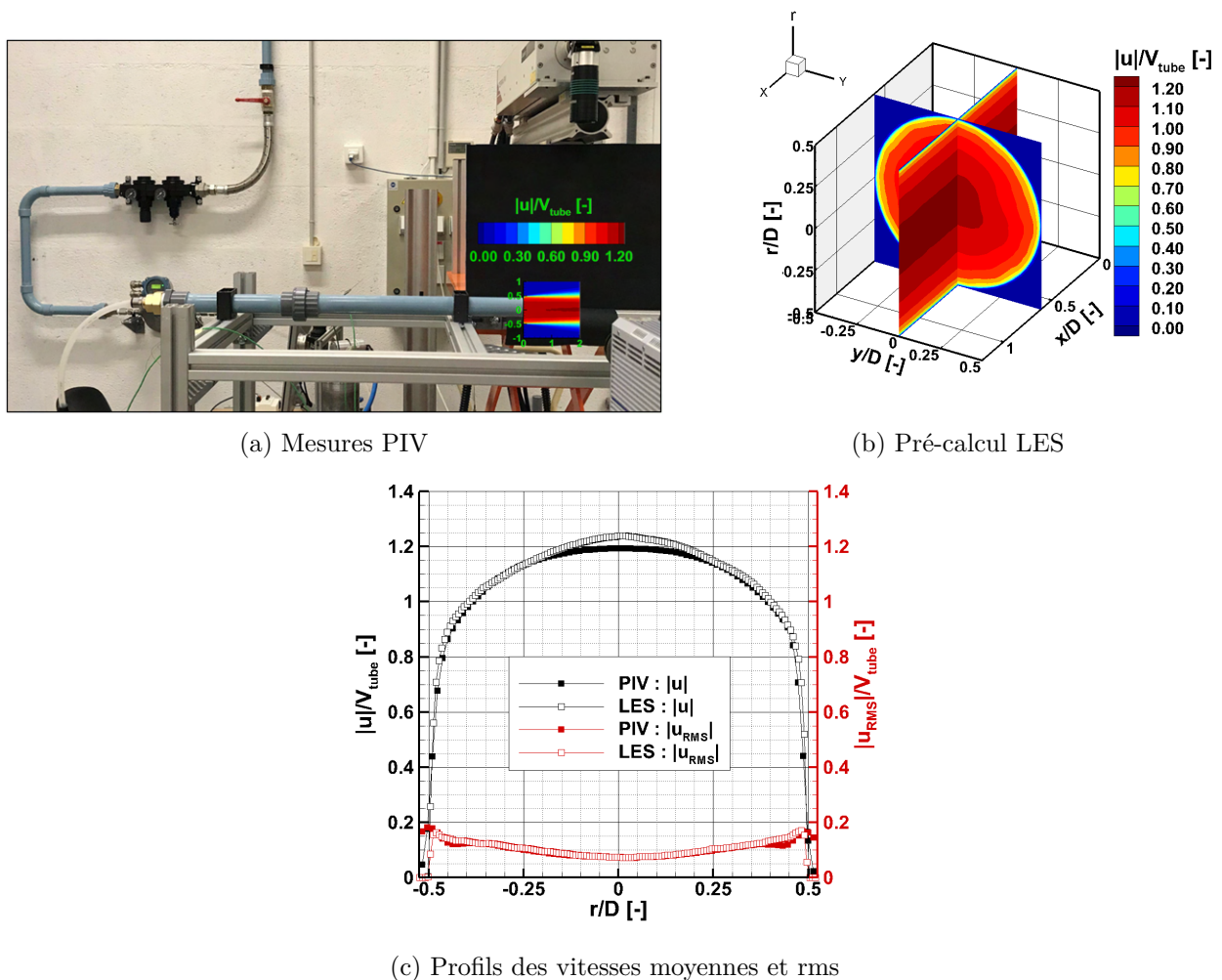


FIGURE 6.5 – Comparaison de la norme des vitesses moyennes et rms obtenues par mesure PIV et pré-calcul LES.

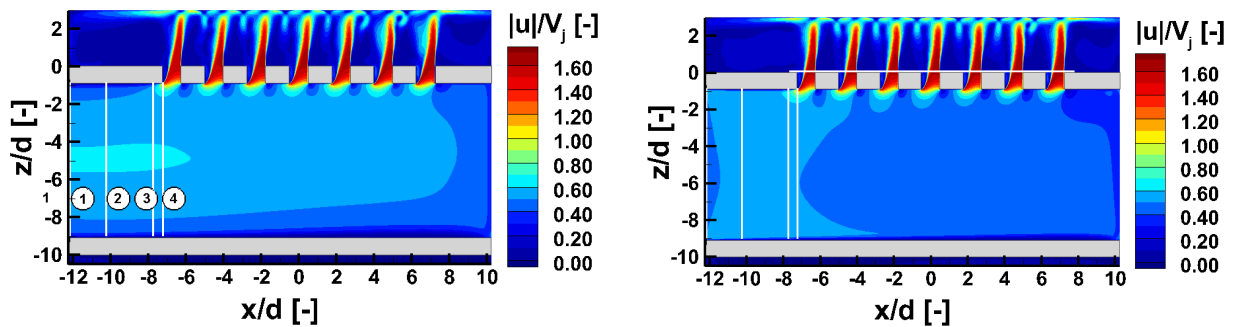
La figure 6.5b présente quant à elle la norme des champs de vitesse obtenue numériquement à l'intérieur du tube pour les mêmes conditions  $Q_{tube} = 9,7\text{g/s}$ . Le profil de vitesse à l'intérieur du tube sur le plan perpendiculaire à l'axe du tube est également présenté sur la figure 6.5c. Les profils de vitesses moyennes et rms obtenus par simulation numérique et par mesure PIV sont très proches. Cette approche permet ainsi de prendre en compte l'établissement de l'écoulement dans le tube multi-perforé en amont des perforations. Le profil de vitesse moyenne obtenu par pré-calcul LES est imposé comme condition limite à l'entrée du tube multi-perforé, un bruit blanc d'intensité 5% correspondant au taux de turbulence observé au cœur du tube (figure 6.5c) est également imposé à l'entrée du tube multi-perforé.

### ► Profil de vitesse uniforme

La seconde approche consiste à imposer un profil de vitesse uniforme à l'entrée du tube multi-perforé ①. Cette vitesse est calculée à partir du débit d'air mesuré expérimentalement,  $Q_{tube} = 9,7g/s$ , traversant le diamètre intérieur  $D$  du tube. La vitesse imposée à l'entrée du tube est égale à  $\bar{V}_{tube} = 9,7m/s$ . Cette approche, rapide à mettre en place, possède l'avantage d'être modélisable simplement. Un bruit blanc d'intensité 5% correspondant au taux de turbulence observé au cœur du tube (figure 6.5c) est imposé à l'entrée du tube multi-perforé.

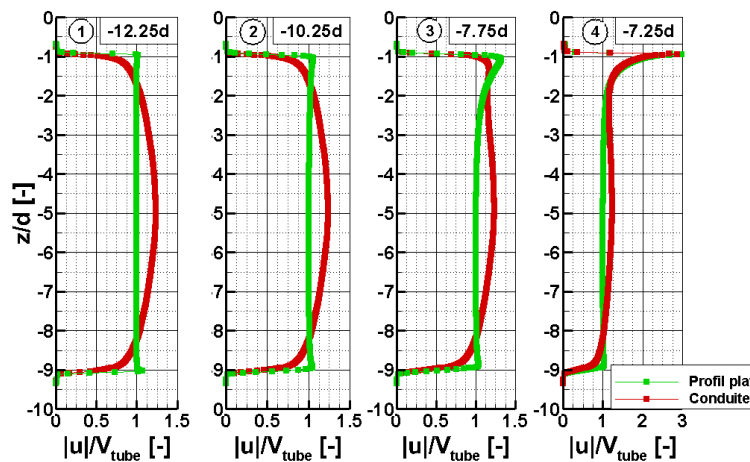
### ► Comparaison des deux méthodes de prise en compte des conditions limites

Ce paragraphe vise à comparer les champs de vitesse à l'intérieur du tube multi-perforé et en sortie de trous d'injection en imposant, d'une part, un profil de vitesse plat à l'entrée du tube multi-perforé et en réalisant, d'autre part, un pré-calcul permettant de modéliser l'écoulement pleinement développé à l'intérieur du tube en amont des perforations (figure 6.6). Cette étude est réalisée avec le maillage M4, détaillé dans le paragraphe 6.1.3.1 (tableau 6.3). Les profils de la norme des vitesses moyennes dans le tube multi-perforé sont présentés sur la figure 6.6c. Ces profils sont renseignés à l'entrée du tube ( $x = -12.25d$ ), en amont du premier trou ( $x = -10.25d$  et  $x = -7.75d$ ), et à l'extrémité du premier trou ( $x = -7.25d$ ).



(a) Écoulement pleinement développé (conduite)

(b) Profil de vitesse plat



(c) Profils à l'entrée du tube

FIGURE 6.6 – Influence de la condition limite à l'entrée du tube sur le champ de vitesse moyenne : plan  $y/d = 0$ .

Depuis l'entrée du tube multi-perforé et jusqu'à une distance  $3d$  en amont du premier trou, les profils de vitesse restent identiques à la fois pour le profil plat et le profil issu d'un écoulement pleinement développé. Par ailleurs, les deux profils de vitesse restent distincts jusqu'à une distance  $0,5d$  en amont du premier trou. En revanche, directement avant le premier trou, les profils de vitesse dans

la région proche des perforations ( $-0,9 < z/d < -2$ ) deviennent similaires. Les écarts sur les profils de vitesse restent visibles dans la partie inférieure du tube ( $-2 < z/d < -9,1$ ). En conséquence, l'influence du type de condition limite imposé à l'entrée du tube devient faible directement en amont du premier trou du fait de la forte déviation de l'écoulement entre l'intérieur du tube et les trous d'injection. Aussi, les profils de vitesses moyennes et rms à la sortie des trous ( $z/d = 0,1$ ) sont présentés sur la figure 6.7 afin d'évaluer l'influence des deux types de conditions limites sur la structure aérodynamique des jets.

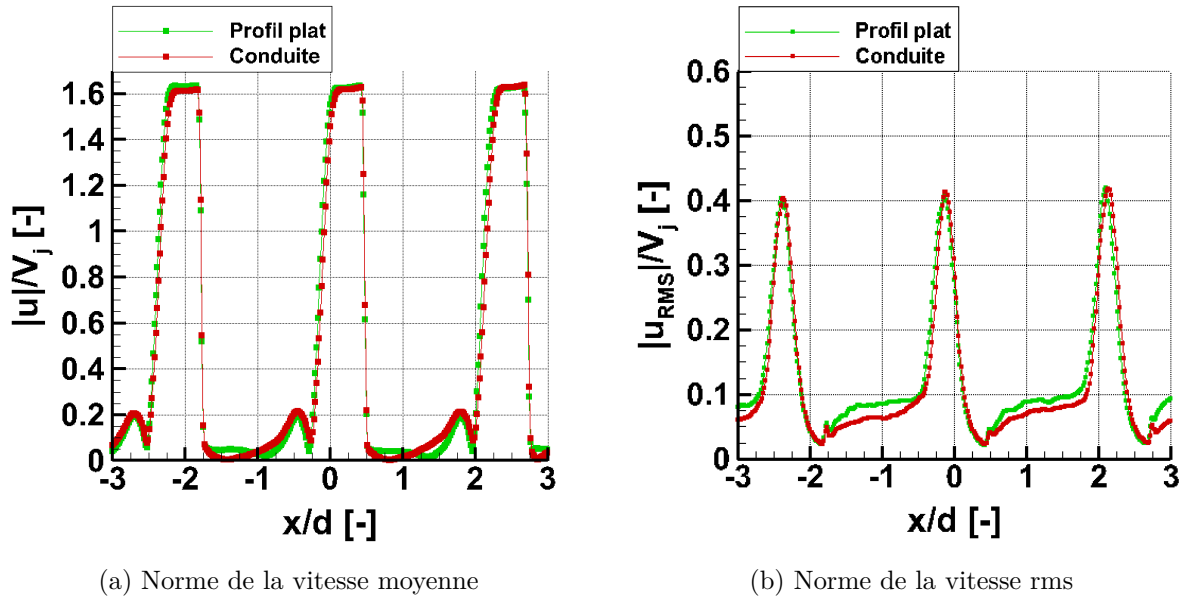


FIGURE 6.7 – Influence de la condition limite en sortie de trous sur le profil de la norme des vitesses moyennes et rms à  $z/d = 0,1$  : plan  $y/d = 0$ .

Les profils de vitesses moyennes et rms sont très similaires à l'injection : les écarts sont inférieurs à 3% dans le jet (entre  $-0,5 < x/d < 0,5$ ). Les écarts les plus marqués sont situés entre les jets. Par conséquent, modéliser l'écoulement pleinement développé dans le tube multi-perforé n'entraîne qu'une très faible variation sur la distribution des vitesses moyennes et rms en sortie de trous d'injection comparé à un profil uniforme comme condition limite. L'étude précédente à l'intérieur du tube multi-perforé a en effet montré que la forte déviation entraîne une forte modification de la vitesse moyenne, cette forte déviation génère également une forte intensité turbulente au bord amont du trou (figure 6.8).

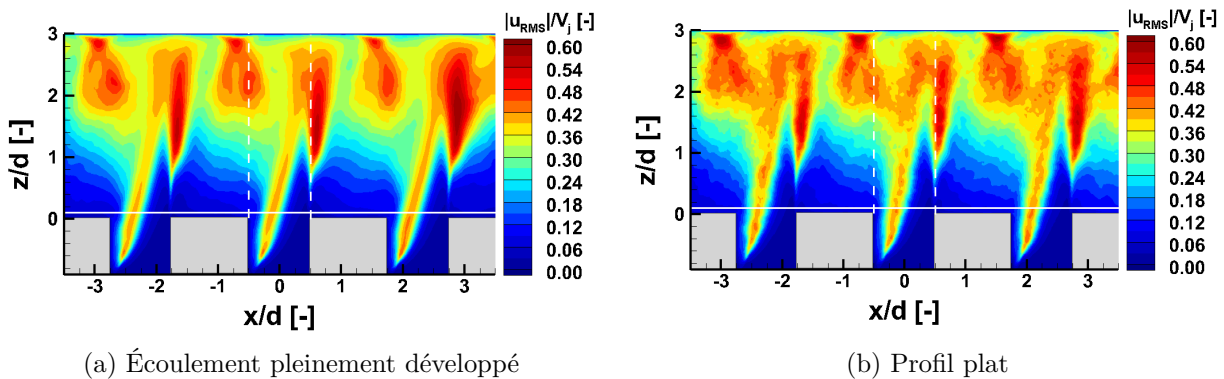


FIGURE 6.8 – Influence de la condition limite sur la norme du champ de vitesse rms : plan  $y/d = 0$ .

L'influence du profil de vitesse imposé à l'entrée du tube multi-perforé est vraisemblablement gommée par les fortes variations des vitesses moyennes et rms à l'entrée des trous d'injection. La

faible influence du profil de vitesse imposé à l'entrée du tube sur la structure aérodynamique des jets se confirme également sur les transferts thermiques associés aux jets. La figure 6.9 présente ainsi la distribution du nombre de Nusselt sur la plaque d'impact sur les lignes parallèle et perpendiculaire à la rangée des trous.

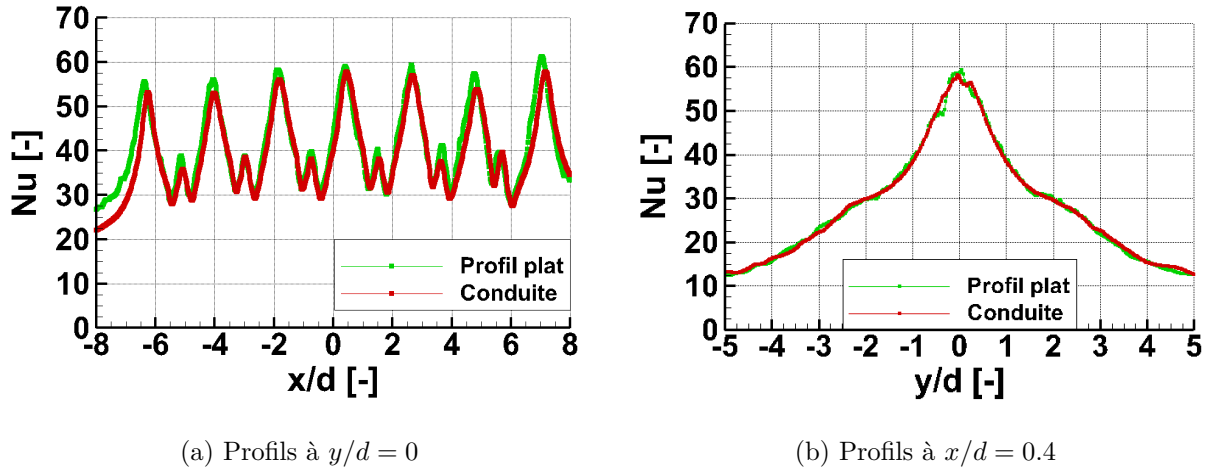


FIGURE 6.9 – Influence de la condition limite sur la distribution du nombre de Nusselt

Les profils du nombre de Nusselt obtenus d'une part avec un profil de vitesse plat à l'entrée du tube, et d'autre part en modélisant l'écoulement pleinement développé sont très similaires : les écarts sont inférieurs à 6% et sont très localisés au niveau du point d'impact et à mi-distance entre les jets.

Ce paragraphe a permis de comparer la structure aérodynamique des jets issus d'un tube multi-perforé ainsi que les transferts thermiques associés en imposant, d'une part, un profil de vitesse plat à l'entrée du tube multi-perforé et en réalisant, d'autre part, un pré-calcul permettant de modéliser l'écoulement pleinement développé à l'intérieur du tube en amont des perforations. L'influence du type de condition limite imposé à l'entrée du tube est faible sur les champs de vitesses moyennes et rms. Cette faible influence est attribuée à la forte déviation de l'écoulement entre l'intérieur du tube et les trous d'injection. En effet, cette forte déviation entraîne une forte modification de la vitesse moyenne et génère une forte intensité turbulente qui tend à gommer l'influence du profil de vitesse imposé à l'entrée du tube. En conséquence, l'influence du type de condition limite imposé à l'entrée du tube n'a que très peu d'influence sur la distribution du nombre de Nusselt associé aux jets.

### 6.1.2.2 Condition limite à l'extrémité du tube multi-perforé

La configuration aérodynamique testée expérimentalement ( $Re_j = 5000$  et  $VR = 2$ ) est caractérisée à la fois par le débit à l'entrée du tube multi-perforé,  $Q_{tube} = 9,7g/s$ , et par le débit à la sortie du tube,  $Q_{tube,sortie} = 7,7g/s$ .<sup>4</sup> Afin de respecter les conditions expérimentales, le contrôle du débit d'air sortant à l'extrémité du tube multi-perforé est primordial :

4. Le débit total sortant à travers la rangée des trous,  $Q_{j,tot} = 2.01g/s$ , assure  $Re_j = 5000$  tandis que le débit sortant du tube  $Q_{tube,sortie} = 7,7g/s$  assure  $VR = 2$ .

- Expérimentalement, une vanne est placée à l'extrémité du tube multi-perforé. Le débit à l'entrée du tube étant fixé, cette vanne permet de contrôler le débit d'air sortant du tube et donc le débit d'air total traversant la rangée des trous. Par ailleurs, une mesure de pression différentielle entre la pression statique dans le tube (à l'extrémité du tube) et la pression dans l'enceinte est réalisée (cf chapitre 2, figure 2.9). Cette différence de pression vaut  $\Delta P = 560 Pa$  pour la configuration  $Re_j = 5000$ ,  $VR = 2$ .
- Numériquement, le débit à l'extrémité du tube multi-perforé est contrôlé au moyen d'une paroi poreuse d'épaisseur  $\Delta x = 0,4d$  modélisée à l'extrémité du tube (figure 6.10). La paroi poreuse provoque une perte de charge entre l'amont de la paroi (intérieur du tube multi-perforé) et l'aval de la paroi (ambiant). La paroi poreuse joue ainsi le rôle de la vanne à l'extrémité du tube en permettant l'augmentation de la part du débit  $Q_{tube} = 9,7g/s$  sortant à travers les trous. La perte de charge engendrée par la paroi poreuse entraîne une diminution de la pression entre l'intérieur du tube multi-perforé et l'ambiant. On vérifie que ce différentiel de pression correspond à celui mesuré expérimentalement  $\Delta P = 560 Pa$ . Cette approche permet ainsi d'éviter d'imposer à la fois une pression dans le tube multi-perforé (surface ②) et dans l'ambiant (surfaces ③).

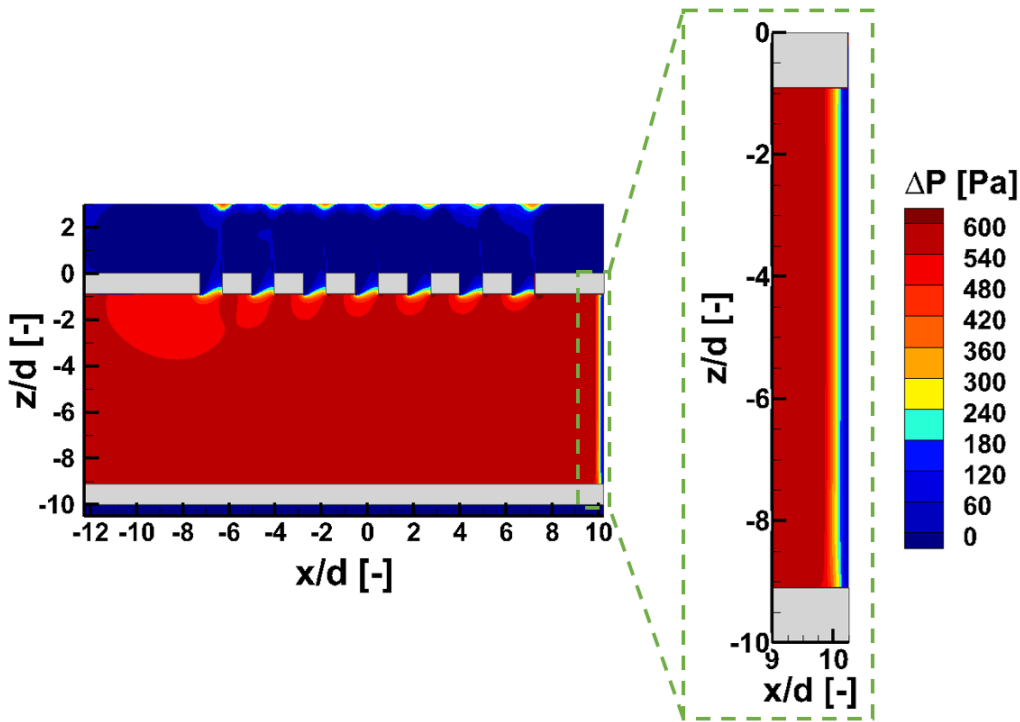


FIGURE 6.10 – Gradient de pression dans la paroi poreuse

La paroi poreuse est modélisée par l'ajout d'un terme source,  $S_i$ , aux équations de quantité de mouvement. Ce terme source s'exprime sous la forme :

$$S_i = -(K_i^{vis} u_i + K_i^{in} \rho |\mathbf{u}| u_i) \quad (6.1)$$

$\mathbf{u} = (u; v; w)$  représente la vitesse à travers la paroi poreuse,  $\mathbf{K}^{vis} = (K_1^{vis}; K_2^{vis}; K_3^{vis})$  et  $\mathbf{K}^{in} = (K_1^{in}; K_2^{in}; K_3^{in})$  des constantes dépendant de la perte de charge à travers la paroi poreuse. Ce puit dans l'équation de mouvement contribue à créer une perte de pression à travers la paroi poreuse. Le premier terme  $-K_i^{vis} u_i$  de l'expression 6.1 correspond aux pertes visqueuses (équation de Darcy), le second terme  $-K_i^{in} \rho |\mathbf{u}| u_i$  correspond aux pertes inertielles.

La définition de la condition limite à l'extrémité du tube multi-perforé repose donc sur la définition des coefficients  $\mathbf{K}^{vis}$  et  $\mathbf{K}^{in}$ . Les valeurs de ces constantes sont imposées de sorte à avoir une différence



de pression entre l'amont et l'aval de la paroi poreuse, c'est-à-dire entre le tube et l'ambient, égale à celle mesurées expérimentalement  $\Delta P = 560 Pa$ . Le terme source  $S_i$  est proportionnel à la vitesse à travers la paroi poreuse (pertes visqueuses) ou à la vitesse au carré (pertes inertielles). L'écoulement dans le tube étant parallèle à l'axe  $x$ , on cherche les expressions de  $\mathbf{K}^{vis}$  et  $\mathbf{K}^{in}$  sous la forme  $(K_1^{in}; 0; 0)$  et  $(K_1^{vis}; 0; 0)$ . Par ailleurs, on considère les pertes visqueuses négligeables devant les pertes inertielles ( $K_1^{vis} = 0$ ). L'équation 6.1 se simplifie donc sous la forme :

$$\begin{cases} S_1 = -K_1^{in} \rho |\mathbf{u}| u \propto \frac{\Delta P}{\Delta x} \\ S_2 = 0 \\ S_3 = 0 \end{cases} \quad (6.2)$$

La détermination de la valeur précise de  $K_1^{in}$  permettant  $Q_{tube,sortie} = 7,7 g/s$  ( $Re_j = 5000$  et  $VR = 2$ ), suit plusieurs étapes :

- Une première itération de  $K_1^{in}$  est déterminée à partir de l'équation 6.2 : les valeurs des vitesses  $|\mathbf{u}|$  et  $u_1$  sont calculées à partir du débit à l'extrémité du tube  $Q_{tube,sortie} = 7,7 g/s$  et du diamètre intérieur du tube  $D$ ,  $\Delta x$  correspond à l'épaisseur de la paroi poreuse. La différence de pression entre le tube et l'ambient est égale à  $\Delta P = 560 Pa$ , cette valeur ayant été mesurée expérimentalement. Cette valeur de  $K_1^{in}$  est une première approximation, et est associée à un premier débit calculé à l'extrémité du tube.
- Une augmentation de  $K_1^{in}$  entraîne une augmentation des pertes de charge à travers la paroi poreuse et donc une diminution du débit à l'extrémité du tube (le reste du débit étant évacué à travers la rangée des trous). A contrario, une diminution de  $K_1^{in}$  entraîne une augmentation du débit à l'extrémité du tube. Ainsi, les itérations suivantes consistent à ajuster la valeur de  $K_1^{in}$  afin d'obtenir  $Q_{tube,sortie} = 7,7 g/s$  (figure 6.11).

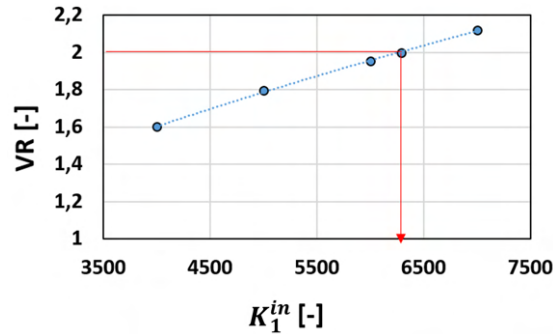


FIGURE 6.11 – Détermination du coefficient  $K_1^{in}$  au sein de la paroi poreuse

Après itérations, la valeur  $K_1^{in} = 6290$  impose un débit d'air à l'extrémité du tube égal à  $Q_{tube,sortie} = 7,7 g/s$ . Le débit d'air à l'entrée du tube étant fixé ( $Q_{tube} = 9,7 g/s$ ), la condition  $Q_{tube,sortie} = 7,7 g/s$  assure à la fois  $Re_j = 5000$  et  $VR = 2$ .

### 6.1.2.3 Condition limite sur les bords du domaine

Sur les bords du domaine fluide, on impose une condition d'écoulement libre. Cette condition porte sur la valeur du flux de vitesse (transport convectif) via l'équation de quantité de mouvement (paragraphe 5.1.1) :

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{g} = \mathbf{F} - \nabla p \quad (6.3)$$

avec  $\mathbf{F} = -\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{g}$ . La condition d'écoulement libre est ainsi une condition d'entrée-sortie imposant un gradient de vitesse nul aux bords du domaine :

$$\begin{cases} \frac{\partial u_t}{\partial x_t} = 0, \text{ et } \frac{\partial u_n}{\partial x_n} = \frac{1}{\rho} F_n - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_n} \\ \frac{\partial T}{\partial x_n} = 0 \end{cases} \quad (6.4)$$

Les indices  $n$  et  $t$  correspondent respectivement aux composantes normale et tangentielle par rapport à la surface. Physiquement, cette condition traduit le fait que, lors de la traversée du domaine fluide, l'écoulement préserve une tendance. Aussi, les composantes de la vitesse ne sont pas imposées sur les bords du domaine, la condition d'écoulement libre portant sur le transport convectif. La condition limite est plus flexible, et ainsi moins contraignante sur la nature de l'écoulement aux bords du domaine fluide.

#### 6.1.2.4 Condition limite sur la plaque d'impact

Expérimentalement, la plaque d'impact est chauffée en imposant un flux électrique sur la face en contact avec les jets. La répartition de la densité des flux, ainsi que de la température de la plaque sont représentées respectivement sur les figures 6.12a et 6.12b.

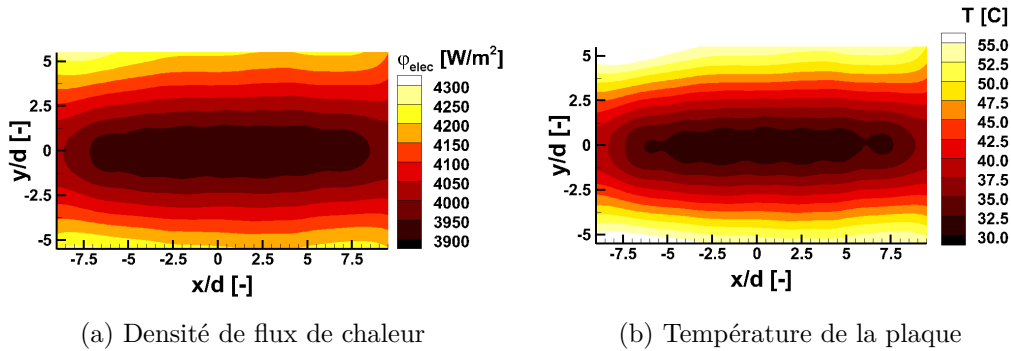


FIGURE 6.12 – Conditions expérimentales sur la plaque d'impact :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 3$  -  $VR = 2$  -  $p/d = 3, 5$ .

Le chapitre 5 a montré que la modélisation numérique des conditions limites sur la plaque d'impact est généralement faite en imposant soit une température uniforme, soit un flux de chaleur uniforme sur la plaque d'impact. Afin de rester au plus près des conditions expérimentales (figure 6.12), un flux uniforme,  $\varphi_p = 4000 W/m^2$ , globalement similaire à la mesure expérimentale, est imposé sur la surface (4). Le flux imposé s'exprime sous la forme :

$$\varphi_p = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_p \quad (6.5)$$

### 6.1.3 Étude sur le maillage

Ce paragraphe vise à présenter les caractéristiques des maillages ainsi que leur influence dans les zones critiques des jets.

#### 6.1.3.1 Caractéristiques du maillage

Comme il a été présenté dans le chapitre 5, paragraphe 5.3.1, le domaine d'étude dans la méthode IBM est décomposé en un domaine solide et un domaine fluide. Le domaine solide correspond au tube tandis que le domaine fluide correspond à l'écoulement de l'air. À ces deux domaines sont associés deux maillages.

**Maillage du domaine solide :** Un maillage surfacique est appliqué au tube. La géométrie est définie à partir d'un maillage surfacique et un maillage volumique est automatiquement construit en "immergeant" la surface à étudier. Seules les parois intérieures et extérieures sont maillées (figure 6.13). Le maillage surfacique est en maillage en triangle.

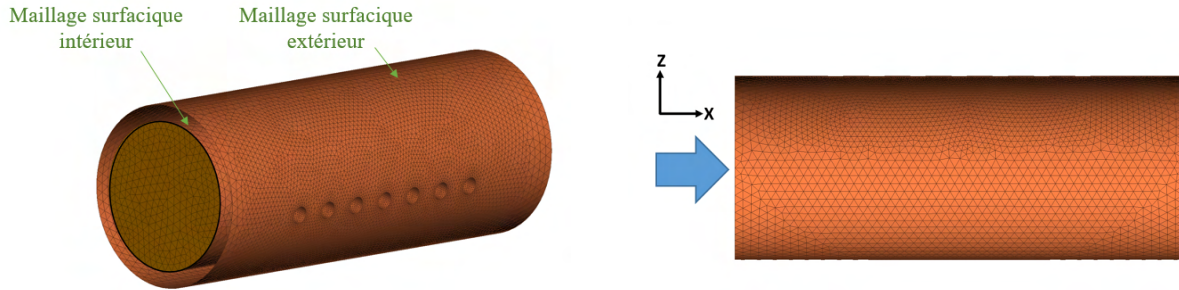


FIGURE 6.13 – Maillage surfacique du tube multi-perforé

	Maillage
Nombre de mailles	29512
Taille min	0,5mm
Taille max	2mm

TABLE 6.2 – Caractéristiques du maillage du tube multi-perforé

**Maillage du domaine fluide :** Le maillage du domaine fluide est cartésien et régulier, il est "indépendant" du maillage appliqué au tube.

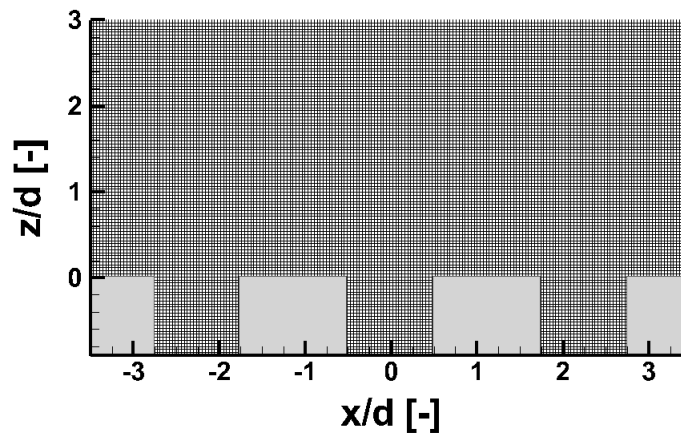


FIGURE 6.14 – Maillage du domaine fluide

Les caractéristiques des quatre maillages étudiés pour cette configuration sont résumées dans le tableau 6.3. Le pas de temps,  $\Delta t$ , est calculé à chaque itération et s'adapte en respectant un critère sur le nombre  $CFL$  (Courant-Friedrich-Lewy) :

$$CFL = \frac{u\Delta t}{\Delta x} < 0,7 \quad (6.6)$$

où  $\Delta x$  représente la taille de maille, et  $u$  la vitesse. Le nombre  $CFL$  critique est calculé sur l'ensemble du domaine. Par ailleurs, pour chaque maillage, les grandeurs statistiques sont moyennées à partir de  $t = 0,8s$ , le temps physique simulé étant de  $0,2s$ .

	Maillage 1	Maillage 2	Maillage 3	Maillage 4
Nombre de mailles (millions)	63M	151M	290M	503M
$d/\Delta x$	28, 4	34, 1	43, 4	56, 9
$d/\Delta y$	23, 3	34, 9	44, 4	46, 5
$d/\Delta z$	28, 4	37, 9	45, 2	56, 9
Nombre de processeurs	128	128	122	128
$z^+$ à la plaque	$2 < z^+ < 12, 5$	$1, 5 < z^+ < 10, 5$	$1 < z^+ < 9$	$1 < z^+ < 7, 5$
$\Delta t$	$2, 2e - 06s$	$1, 4e - 06s$	$1, 1e - 06s$	$1, 0e - 06s$
Coût de calcul (temps physique 0.2s)	17, 1k hCPU	33, 2k hCPU	73, 7k hCPU	118k hCPU

TABLE 6.3 – Caractéristiques des maillages étudiés pour le domaine fluide

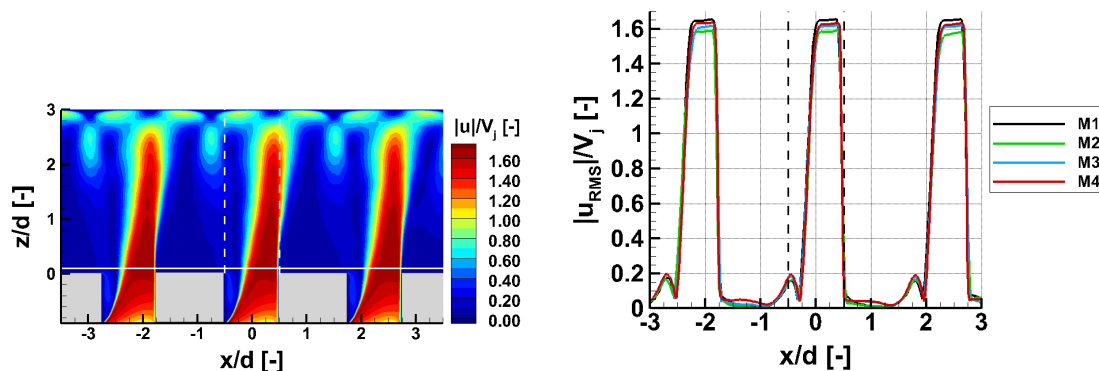
Étudions ici l'influence du maillage sur les champs aérodynamiques des jets et sur les transferts thermiques associés. Le maillage surfacique du tube multi-perforé ne varie pas. Quant au maillage du domaine fluide, le chapitre 5 a montré que les zones critiques sont d'une part la zone d'injection, et d'autre part la zone proche de la paroi d'impact.

### 6.1.3.2 Étude d'influence du maillage

Le chapitre 1 (paragraphe 1.1.2.1) a montré que les profils de vitesses moyennes et rms à l'injection influe fortement sur le développement du jet. La nature de l'écoulement en proche paroi joue par ailleurs un rôle sur les transferts thermiques. Ainsi, le chapitre 5, paragraphes 5.2.2.3 et 5.2.1.3, a mis en évidence que la modélisation fine des zones situées à la sortie de l'injection et proche de la paroi d'impact est cruciale afin d'estimer fidèlement les transferts thermiques associés aux jets. Ce paragraphe vise à étudier l'influence du maillage du domaine fluide dans ces deux zones critiques. Le maillage surfacique du tube multi-perforé ne varie quant à lui pas. Cette étude d'influence est réalisée en imposant un profil de vitesse uniforme à l'entrée du tube multi-perforé.

#### ► Maillage dans la zone d'injection des jets

A l'injection, l'influence du maillage sur la structure aérodynamique des jets est étudiée en analysant la norme des vitesses moyennes dans le plan parallèle à la rangée des trous (figure 6.15a) à  $z/d = 0, 1$  (figure 6.15b).



(a) Champs de vitesse 2D : maillage M4

(b) Profils à  $z/d = 0, 1$ FIGURE 6.15 – Influence du maillage sur la norme des vitesses moyennes dans le plan parallèle à la rangée des trous ( $y/d = 0$ )

Pour les quatre maillages étudiés, les profils de la norme de la vitesse moyenne sont très proches. Les écarts les plus notables sont situés au niveau de la surface de passage efficace des trous, là où

la vitesse moyenne est maximale. Les écarts restent toutefois faibles et inférieurs à 3%. Le maillage 4 le plus fin ( $d/\Delta x = d/\Delta z \approx 57$ ) n'entraîne ainsi qu'une faible variation sur les profils de vitesse moyenne à l'injection par rapport au maillage 1 le plus grossier ( $d/\Delta x = d/\Delta z \approx 28$ ). Le profil de vitesse étant induit par l'écoulement amont dans le tube multi-perforé et à travers l'épaisseur du trou, il apparaît ainsi que la convergence en maillage pour les champs de vitesse moyenne est atteint à partir d'une taille de maille de l'ordre de  $d/\Delta x = d/\Delta z \approx 30$  dans cette zone. L'influence du maillage sur les fluctuations de vitesse est par ailleurs présentée sur la figure 6.16.

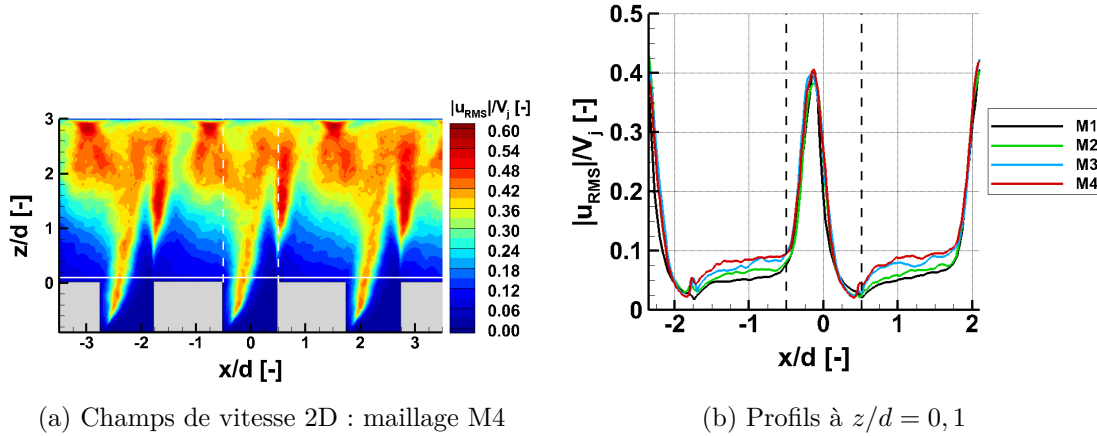


FIGURE 6.16 – Influence du maillage sur la norme des vitesses rms dans le plan parallèle à la rangée des trous ( $y/d = 0$ )

Les profils des vitesses rms au cœur du jet sont très similaires pour les quatre maillages étudiés. Les différences sont les plus notables au niveau des pics de vitesse rms dans la couche de cisaillement, ainsi qu'entre les jets. Les écarts de vitesse rms dans la couche de cisaillement entre le maillage le plus fin M4, pris comme maillage de référence, et le maillage n° $i$  sont indiqués dans le tableau 6.4. Les écarts sont indiqués au niveau des pics correspondant à la partie amont de la couche de cisaillement ( $x/d = -0, 15$ ) et de la partie aval ( $x/d = 0, 5$ ).

	Pic amont : $x/d = -0, 15$	Pic aval : $x/d = 0, 5$
Écart entre les maillages 1 et 4	12,6%	27,4%
Écart entre les maillages 2 et 4	9,0%	5,3%
Écart entre les maillages 3 et 4	3,3%	2,1%

TABLE 6.4 – Écart sur la norme de la vitesse rms dans la couche de cisaillement entre le maillage n° $i$  et le maillage 4.

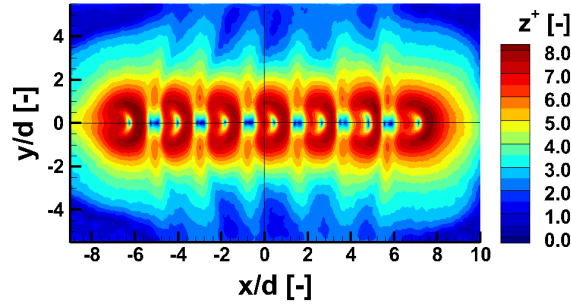
En diminuant la taille des mailles, le niveau de turbulence dans la couche de cisaillement et entre les jets augmente. On observe toutefois que les fluctuations de vitesse convergent à partir du maillage M3, les écarts avec le maillage le plus fin M4 sont alors inférieurs à 3,3%. Le critère de convergence en maillage est ainsi plus sévère sur les fluctuations de vitesse par rapport aux vitesses moyennes. Il apparaît ainsi qu'une taille de maille de l'ordre de  $d/\Delta x = d/\Delta z \approx 45$  dans la zone située en amont de l'injection est adaptée afin d'assurer une convergence en maillage à la fois sur les vitesses moyennes et les fluctuations de vitesse.

### ► Maillage en proche paroi

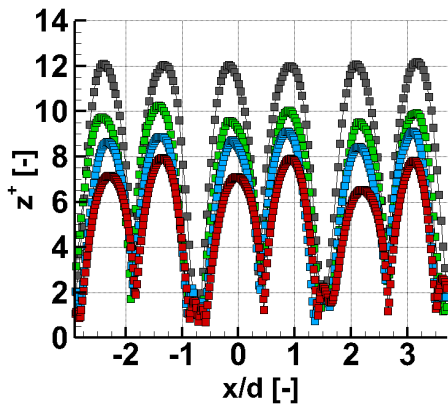
La figure 6.17 présente la distribution de  $z^+$  à la paroi. La revue bibliographique dans le chapitre 5, paragraphe 5.2.2.3, a montré que le maillage à la paroi doit respecter une taille de maille  $z^+ \approx 5$  afin d'estimer fidèlement les champs de vitesse et de température à la paroi. Les maillages M1

( $2 < z^+ < 12,5$ ), M2 ( $1,5 < z^+ < 10,5$ ) et M3 ( $1 < z^+ < 9$ ) ne respectent pas le critère de taille de maille à la paroi préconisé par la littérature. Le maillage M4 ( $1,5 < z^+ < 7,5$ ) s'en rapproche :

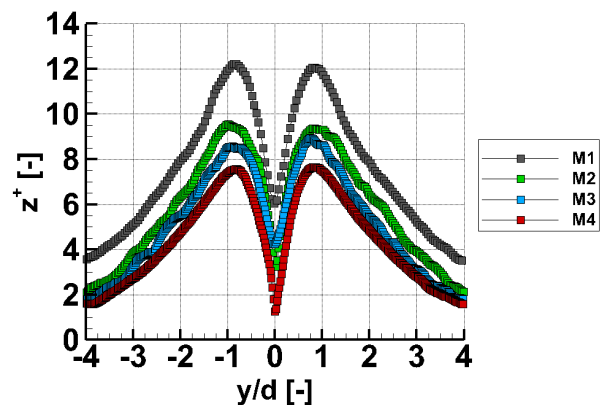
- Dans la direction parallèle à la rangée des trous (figure 6.17b),  $z^+$  est maximal à une distance de  $0,5$  des points d'impact et vaut  $z^+ = 7,5$ .
- Dans la direction perpendiculaire à la rangée des trous (figure 6.17c),  $z^+$  est maximal à  $y/d = 0,8d$  et vaut  $z^+ = 7,5$ .
- En dehors de ces zones, la valeur de  $z^+$  reste de l'ordre de 5 ou bien inférieure comme préconisé dans la revue bibliographique.



(a) Distribution 2D à la paroi : maillage M4



(b) Profils à  $y/d = 0$



(c) Profils à  $x/d = 0.4$

FIGURE 6.17 – Distribution de  $z^+$  à la paroi pour les quatre maillages étudiés

Afin d'évaluer la qualité du maillage à la paroi, l'influence de la taille de la maille sur la distribution du nombre de Nusselt est présentée sur la figure 6.18 :

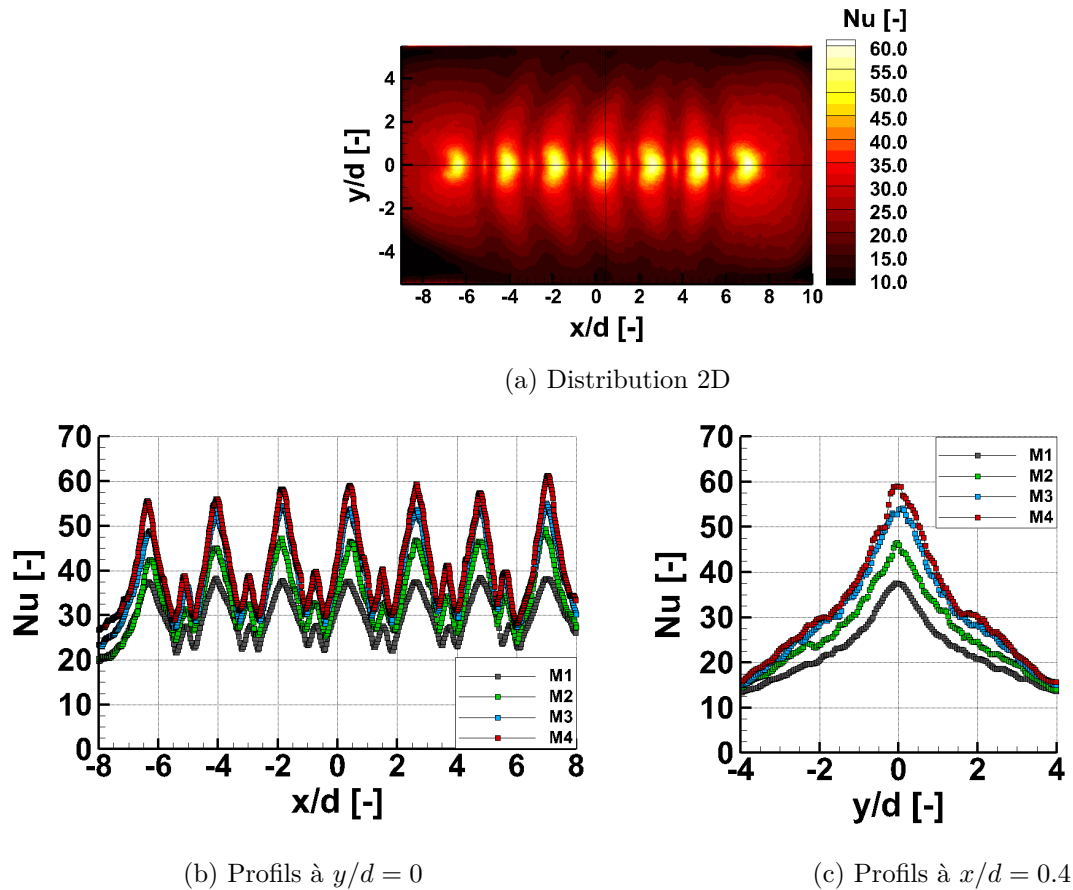


FIGURE 6.18 – Influence du maillage sur le nombre de Nusselt

Dans la direction parallèle (figure 6.18b) et perpendiculaire (figure 6.18c) à la rangée des trous, la distribution du nombre de Nusselt pour les maillages M1 et M2 est très largement sous-estimée par rapport aux maillages M3 et M4. On observe toutefois que la distribution du nombre de Nusselt converge à partir du maillage M3 : les écarts restent alors uniquement localisés au niveau des points d'impact et sont de l'ordre de 6% entre le maillage M3 et M4 contre  $\approx 35\%$  entre le maillage M1 et M4 (tableau 6.5).

	Aux points d'impact
Écart entre les maillages 1 et 4	35,2%
Écart entre les maillages 2 et 4	20,0%
Écart entre les maillages 3 et 4	6,5%

TABLE 6.5 – Écart sur le nombre de Nusselt au point de stagnation entre le maillage  $n^{\circ}i$  et celui  $n^{\circ}4$ .

L'étude de la convergence au maillage a montré qu'une taille de maille de l'ordre de  $d/\Delta x = d/\Delta z \approx 45$  (maillage M3) dans la zone située en amont de l'injection, i.e. à l'intérieur du tube multi-perforé et dans l'épaisseur des trous, est adaptée afin d'atteindre la convergence en maillage sur les profils de vitesses moyennes et rms à l'injection.

Cette taille de maille entraîne toutefois des valeurs de  $z^+$  à la paroi comprises entre  $1 < z^+ < 9$ , supérieures aux valeurs préconisées dans les études portant sur l'impact de jet. Aussi, une taille de maille de l'ordre de  $d/\Delta x = d/\Delta z \approx 57$  (maillage M4) est finalement retenu et correspond à une valeur de  $z^+$  compris entre  $1 < z^+ < 7,5$ . Bien que toujours légèrement supérieurs aux valeurs préconisées par la littérature, les écarts restent relativement faibles (écart maximal aux points d'impact inférieurs à 6,5%) sur le nombre de Nusselt par rapport au maillage plus grossier M3, indiquant ainsi une convergence en maillage sur la distribution du nombre de Nusselt à la paroi.

Dans la suite du chapitre, les résultats sont présentés pour le maillage M4 le plus fin et en imposant à l'entrée du tube multi-perforé un profil de vitesse issu d'un écoulement pleinement développé.



## 6.2 Validation du modèle numérique

Cette partie vise à valider le modèle numérique LES sur une configuration caractérisée expérimentalement. Cette configuration est présentée dans le paragraphe 6.1.1 :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 3$  -  $VR = 2$  -  $p/d = 2, 25$ . La capacité du modèle à reproduire fidèlement la structure aérodynamique des jets est d'abord étudiée dans le paragraphe 6.2.1 via la comparaison des champs de vitesses moyennes et rms obtenus numériquement par simulation LES et expérimentalement par technique PIV. Le paragraphe 6.2.2 évalue ensuite les transferts thermiques associés aux jets en comparant la distribution du nombre de Nusselt calculée numériquement et mesurée par thermographie infrarouge.

### 6.2.1 Modélisation de la structure aérodynamique des jets

La structure aérodynamique des jets est présentée en détail dans le chapitre 3, paragraphe 3.1.2, en s'appuyant à la fois sur les champs de vitesse moyenne et les fluctuations de vitesse. Aussi, nous ne chercherons pas ici à décrire de nouveau les jets par une approche numérique. Nous nous attacherons à présenter les similarités et les différences avec les mesures expérimentales afin d'évaluer la capacité du modèle LES à reproduire correctement les jets issus d'un tube multi-perforé.

Les figures 6.19 et 6.20, présentant la norme des champs de vitesse dans la direction parallèle à la rangée des trous, indiquent tout d'abord que la structure aérodynamique des jets est fidèlement reproduite numériquement. En particulier, les zones caractéristiques (injection, zone de jet libre, zone d'impact, zone de jet pariétal, zone d'effet fontaine) décrites dans le paragraphe 3.1.2 sont également visibles. Aussi, la comparaison des champs de vitesse des jets obtenus par simulation LES et par mesures expérimentales est présentée pour ces différentes zones caractéristiques et depuis l'injection.

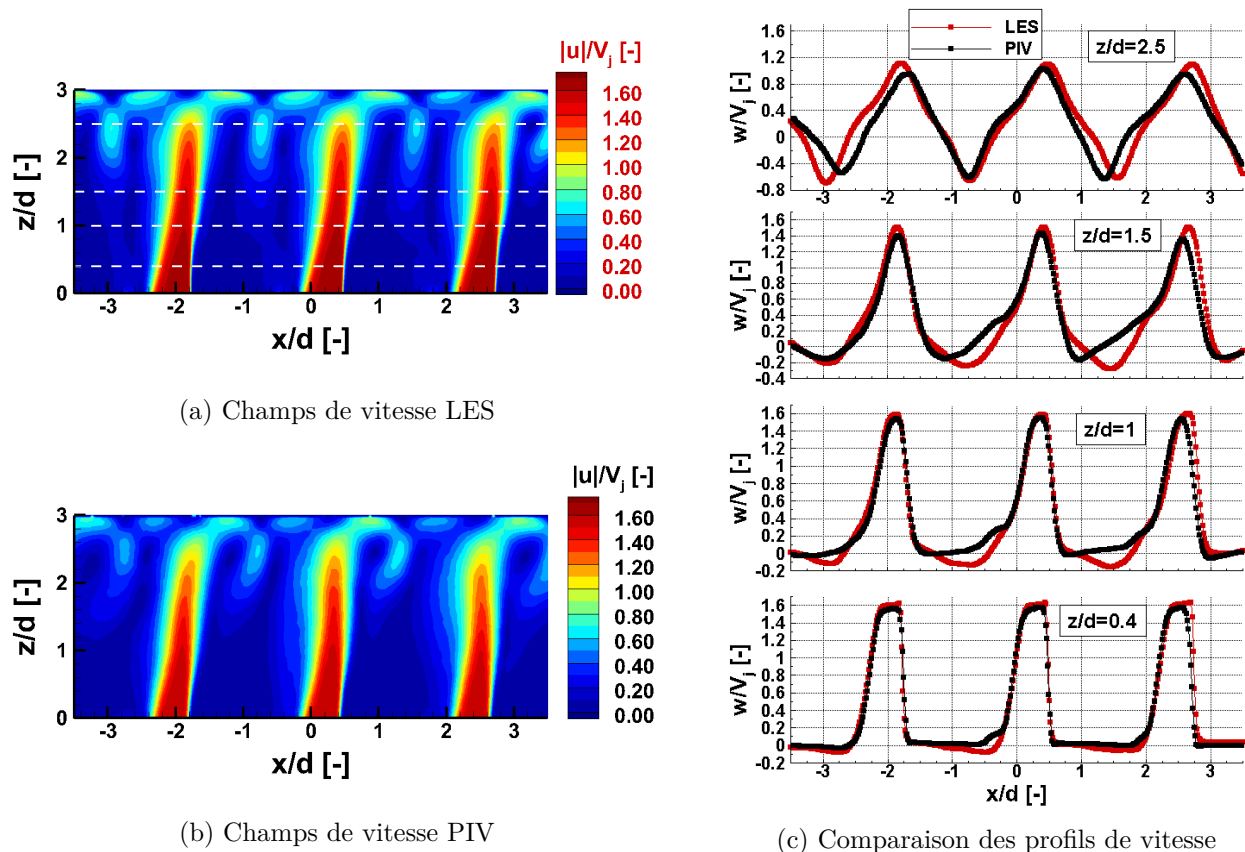


FIGURE 6.19 – Norme des champs de vitesse moyenne obtenue par méthode LES et expérimentalement par technique PIV dans le plan  $y/d = 0$  :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 3$  -  $VR = 2$  -  $p/d = 2, 25$ .

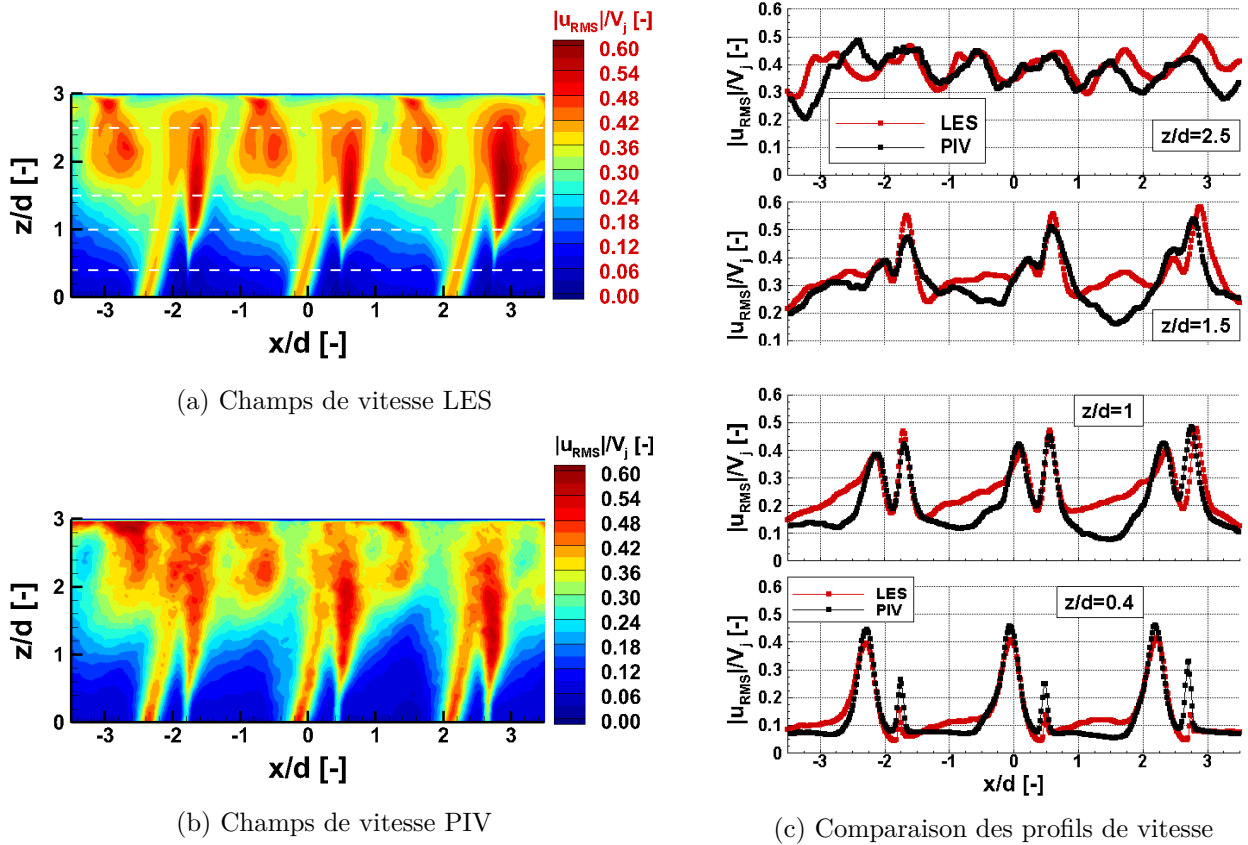


FIGURE 6.20 – Norme des champs de vitesse rms obtenue par méthode LES et expérimentalement par technique PIV dans le plan  $y/d = 0$  :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 3$  -  $VR = 2$  -  $p/d = 2, 25$ .

### 6.2.1.1 A l'injection

#### ► Champs de vitesse moyenne

La structure dissymétrique du jet est prononcée (figure 6.19a). Les profils de vitesse à l'injection (figure 6.19c :  $z/d = 0, 4$ ) obtenus numériquement et expérimentalement sont très similaires. En effet, comme mentionné dans le chapitre 3, les jets émergent avec une surface de passage réduite entraînant un profil de vitesse plat dans la moitié aval des trous d'injection (écarts inférieurs à 2% entre  $w_{max}^{LES} = 1,60\bar{V}_j$  et  $w_{max}^{PIV} = 1,57\bar{V}_j$ ). Les profils de vitesse diffèrent légèrement au niveau du bord amont des trous ( $-0,5 < x/d < -0,25$ ). Cette zone correspond à la surface non traversée par le jet : le chapitre 3 a en effet montré que l'air ambiant est aspiré à l'intérieur du trou (figure 6.21b). Ceci se confirme également sur les champs de vitesse obtenus numériquement (figure 6.21a). Ce phénomène de rentrée d'air semble toutefois plus marqué sur la modélisation LES. Ceci entraîne une vitesse moyenne axiale négative entre  $-0,5 < x/d < -0,25$  à la différence des mesures expérimentales. Afin de comprendre au mieux cet écart, il est nécessaire de s'intéresser aux interactions entre jets et en particulier à l'effet fontaine. Cet aspect sera abordé dans la suite (paragraphe 6.2.1.3).

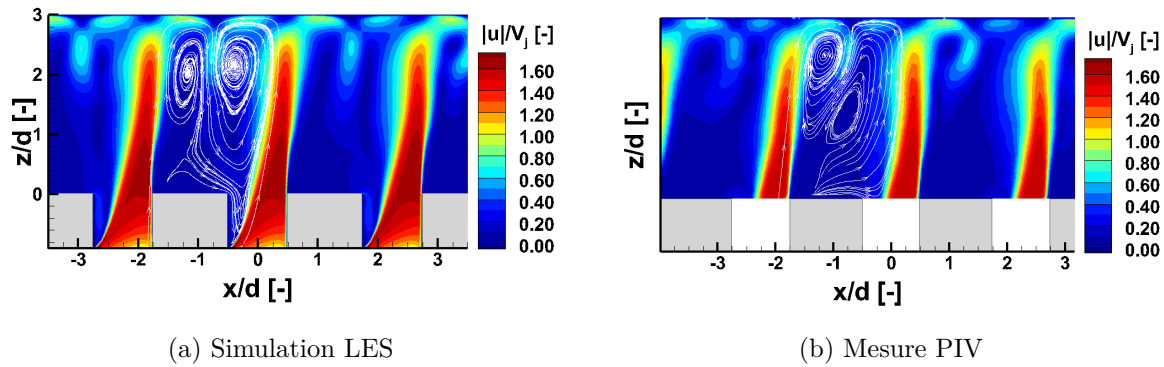


FIGURE 6.21 – Lignes de courant dans le plan  $y/d = 0$  :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 3$  -  $VR = 2$  -  $p/d = 2,25$

### ► Fluctuations de vitesse

La structure dissymétrique de la couche de cisaillement (figures 6.20a et 6.20b) est également correctement reproduite. On distingue la partie amont et la partie aval de la couche de cisaillement correspondant chacun à un pic de vitesse rms (figure 6.20c à  $z/d = 0,4$ ). La modélisation numérique du niveau de turbulence dans la partie amont de la couche de cisaillement est très similaire aux mesures expérimentales. Dans la partie aval en revanche, le niveau de turbulence est sous-estimé par rapport aux mesures. Le champs de vitesse rms (figure 6.20a) montre en effet, que la couche de cisaillement n'est pas amorcée directement au bord du trou mais à  $z/d = 0,4$ . En particulier, lorsque le jet s'est développé, l'écart diminue. A partir de  $z/d = 0,7$  (figure 6.22), le niveau de turbulence dans la partie amont et aval de la couche de cisaillement est correctement estimé numériquement comparé aux mesures expérimentales.

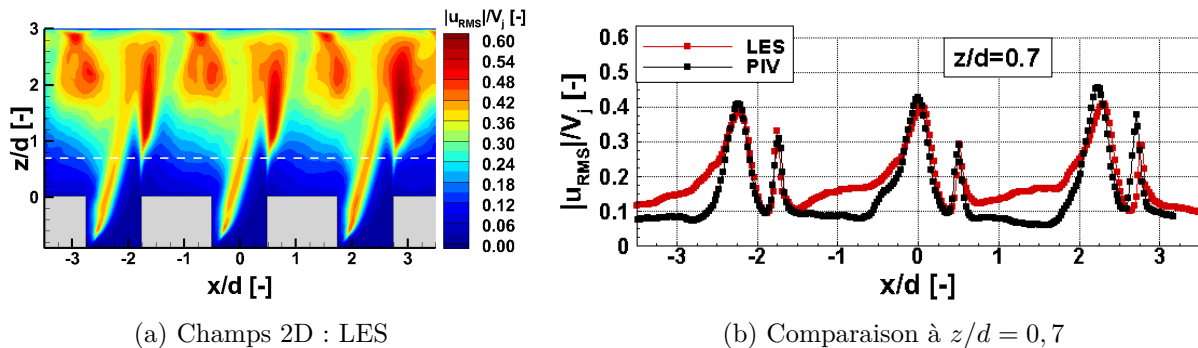


FIGURE 6.22 – Norme de la vitesse rms en sortie de trous dans le plan parallèle à la rangée des trous  $y/d = 0$  :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 3$  -  $VR = 2$  -  $p/d = 2,25$ .

Intéressons-nous ici à comprendre les disparités sur la prédiction du niveau de turbulence dans la partie amont et aval de la couche de cisaillement. Dans la partie amont des jets, la couche de cisaillement est amorcée au niveau du bord intérieur des perforations ( $z/d = -0,9$ ). Le débit important à l'intérieur du tube multi-perforé ( $Q_{tube} = 9,7g/s$ ) correspond à un nombre de Reynolds élevé dans le tube  $Re_{tube} = 20560$ . La forte déviation entre l'écoulement au cœur de tube et les perforations favorise ainsi la formation de la couche de cisaillement qui s'épaissit rapidement. En conséquence, à l'injection (figure 6.20c :  $z/d = 0,4$ ), la couche de cisaillement s'est épaissie et la vitesse rms y est élevée. En revanche, dans la partie aval des jets, la couche apparaît au niveau du bord extérieur des perforations. Le chapitre 3, paragraphe 3.5.2.1, a montré que la formation de la couche de cisaillement dans cette zone est très sensible aux conditions d'injection.<sup>6</sup> Par ailleurs, dans cette zone sensible aux conditions d'injection, les irrégularités dues aux aspects expérimentales des mesures

6. En particulier, la formation de la couche de cisaillement est très sensible au nombre de Reynolds à l'injection : pour des nombres de Reynolds plus faibles  $Re_j < 3000$ , la couche de cisaillement est amorcée avec un retard.

(légères bavures aux bords des trous, rugosité à l'intérieur du tube multi-perforé...) peut contribuer à déclencher la turbulence dès l'injection. Ces aspects ne sont pas présents numériquement (trous parfaitement cylindriques sans bavure, paroi parfaitement lisse à l'intérieur du tube et à travers les trous d'injection...) et peuvent au contraire contribuer à entrainer un retard sur la formation de la couche de cisaillement.

### 6.2.1.2 Zone de jet libre

Lorsque le jet se développe, les profils de la norme des vitesses moyennes entre modélisation numérique et mesures PIV sont très similaires au cœur des jets (figure 6.19c). On distingue d'une part la zone de jet libre avant fusion de la couche de cisaillement ( $z/d = 1$  et  $z/d = 1,5$ ) et après la fusion de la couche de cisaillement ( $z/d = 2,5$ ). Les écarts les plus marqués sont visibles entre les jets avant fusion de la couche de cisaillement, cet aspect est abordé dans le paragraphe 6.2.1.3. Après fusion de la couche de cisaillement les profils sont très similaires. Ces tendances sont également observés sur les vitesse rms (figure 6.20c :  $z/d = 1$  et  $z/d = 1,5$ ). Lorsque la couche de cisaillement fusionne ( $z/d = 2,5$ ), il n'y a plus de pics distincts et les profils de vitesse s'homogénéisent.

### 6.2.1.3 Zones d'effet fontaine et d'interaction après effet fontaine

#### ► Champs de vitesse moyenne

Proche de la plaque d'impact, l'écoulement est dévié parallèlement à la paroi. Le jet pariétal se développe ensuite le long de la plaque jusqu'à interagir avec l'écoulement pariétal issu des jets adjacents. L'écoulement descendant qui en résulte correspond à l'effet fontaine. La figure 6.19 montre que l'effet fontaine et l'écoulement descendant provoqué sont observables numériquement (figure 6.19a) et expérimentalement (figure 6.19b). En particulier, les profils de vitesse dans la zone à mi-distance entre les jets en proche paroi (6.19c :  $z/d = 2,5$ ) sont similaires. L'effet fontaine provoque un écoulement descendant en direction du tube multi-perforé (vitesse axiale négatives). Cet écoulement diffère entre la modélisation numérique et les mesures PIV. En effet, les lignes de courant (figure 6.21) montrent que l'effet fontaine est davantage localisé proche de la paroi pour les mesures PIV, tandis qu'il est à l'origine de deux zones de recirculation très étendues pour la modélisation numérique. Ces deux larges zones de recirculation interagissent avec le jet jusqu'à l'injection. Ceci entraîne une surestimation de la vitesse axiale en valeur absolue dans la zone de jet libre à mi-distance entre les jets (figure 6.19c :  $z/d = 1$  et  $z/d = 1,5$ ) et également à l'injection au bord amont des trous d'injection (figure 6.19c :  $z/d = 0,4$ ).

#### ► Fluctuations de vitesse

L'effet fontaine est associé à des zones de fluctuations de vitesse plus élevées, ces zones où la vitesse rms est plus importante sont observables numériquement (figure 6.20a) et expérimentalement (figure 6.20b). Comme mentionné précédemment sur les champs de vitesse moyenne, l'écoulement descendant s'étend jusqu'à l'injection sur la modélisation numérique, ceci explique la surestimation des vitesses rms par simulation numérique comparé aux mesures PIV dans la zone de jet libre à mi-distance entre les jets (figure 6.20c :  $z/d = 1$  et  $z/d = 1,5$ ).

Le modèle LES est capable de reproduire la structure dissymétrique des jets à la fois au coeur des jets (champs de vitesse moyenne) et dans la couche de cisaillement (champ de vitesse rms). Les zones caractéristiques sont fidèlement reproduites : profil de vitesse à l'injection, développement des jets dans la zone de jet libre, dans la zone d'impact et de jet pariétal. L'effet fontaine associé à des fluctuations de vitesse plus élevées est également correctement modélisé. Les principaux écarts entre simulation LES et mesures PIV concernent principalement :

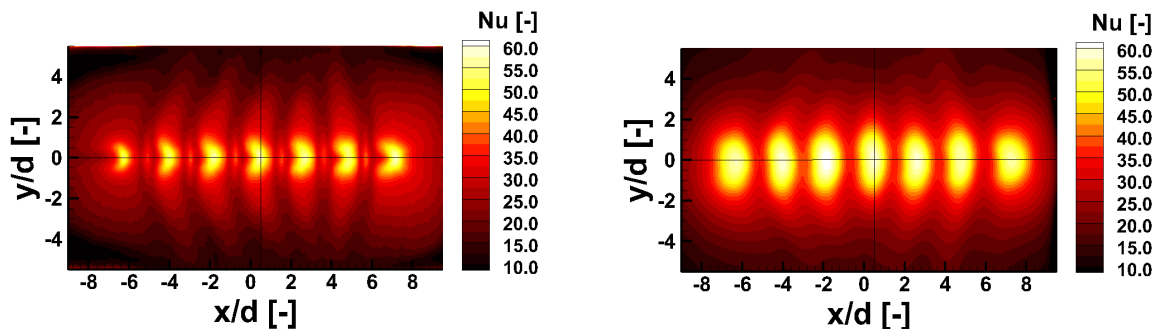
- le niveau de turbulence dans la partie aval de la couche de cisaillement à l'injection. La couche de cisaillement est amorcée avec un retard. Cette zone s'est révélée très sensible aux conditions d'injection.
- l'écoulement descendant issu de l'effet fontaine. Numériquement, l'effet fontaine résulte en deux larges zones de recirculation étendues en amont de la plaque d'impact et jusqu'au tube multi-perforé. Expérimentalement en revanche, l'effet fontaine est davantage localisé en proche paroi. Ceci entraîne une surestimation des vitesses moyennes et rms dans la zone de jets à mi-distance entre les jets pour la simulation LES comparé aux mesures expérimentales. A noter toutefois, que ces écarts situés entre les jets n'altèrent pas la capacité du modèle à reproduire la structure aérodynamique des jets.

Après avoir étudié la structure aérodynamique des jets, le paragraphe suivant vise à comparer les transferts thermiques associés aux jets obtenus par simulation LES et par mesure expérimentale (thermographie infrarouge, IR).

## 6.2.2 Modélisation des transferts thermiques

### ► Distribution 2D du nombre de Nusselt

La figure 6.23 présente la distribution du nombre de Nusselt sur la plaque d'impact obtenue par modélisation LES et par mesure expérimentale. Une description détaillée des transferts thermiques sur la plaque d'impact est présentée dans le chapitre 3, paragraphe 3.1.2.5. Nous nous concentrons ici sur la description des similitudes et des différences entre modélisation numérique (figure 6.23a) et mesure expérimentale (figure 6.23b). Pour les deux approches, le nombre de Nusselt est maximal aux points d'impact puis diminue radialement en s'éloignant des points d'impact. La forme en croissant des iso-contours du nombre de Nusselt aux points de stagnation est marquée sur la modélisation numérique. Sur les mesures expérimentales, la forme en croissant n'est pas aussi prononcée, on observe une forme en ellipse des iso-contours du nombre de Nusselt.



(a) Distribution 2D : LES

(b) Distribution 2D : IR

FIGURE 6.23 – Comparaison de la distribution du nombre de Nusselt obtenue par simulation LES et par mesure par thermographie infrarouge.

L'analyse du champs de vitesse dans le plan perpendiculaire à la rangée des trous ( $y/d = 0, 25$ ) permet d'apporter quelques éléments d'explication (figure 6.24). Tout d'abord, le paragraphe 3.1.2.2 (chapitre 3) a mis en évidence expérimentalement que la structure du jet en forme de croissant disparaît à approximativement  $z/d \approx 2,5$ , cette position correspondant à la fusion des couches de cisaillement et à l'homogénéisation des profils de vitesse. Le champ de la norme des vitesses moyennes obtenu par simulation LES dans le plan perpendiculaire à la rangée des trous (figure 6.24a) montre que les "branches" du croissant sont encore marquées proche de la paroi, contrairement aux mesures expérimentales (figure 6.24b). Cette forme en croissant du jet, qui persiste jusqu'à la plaque d'impact, se traduit par un maximum local de vitesse sur les profils de vitesse obtenus par simulation LES ( $z/d = 2$  et  $z/d = 2,8$  : figure 6.24c). Ceci entraîne très probablement des iso-contours du nombre de Nusselt en forme de croissant.

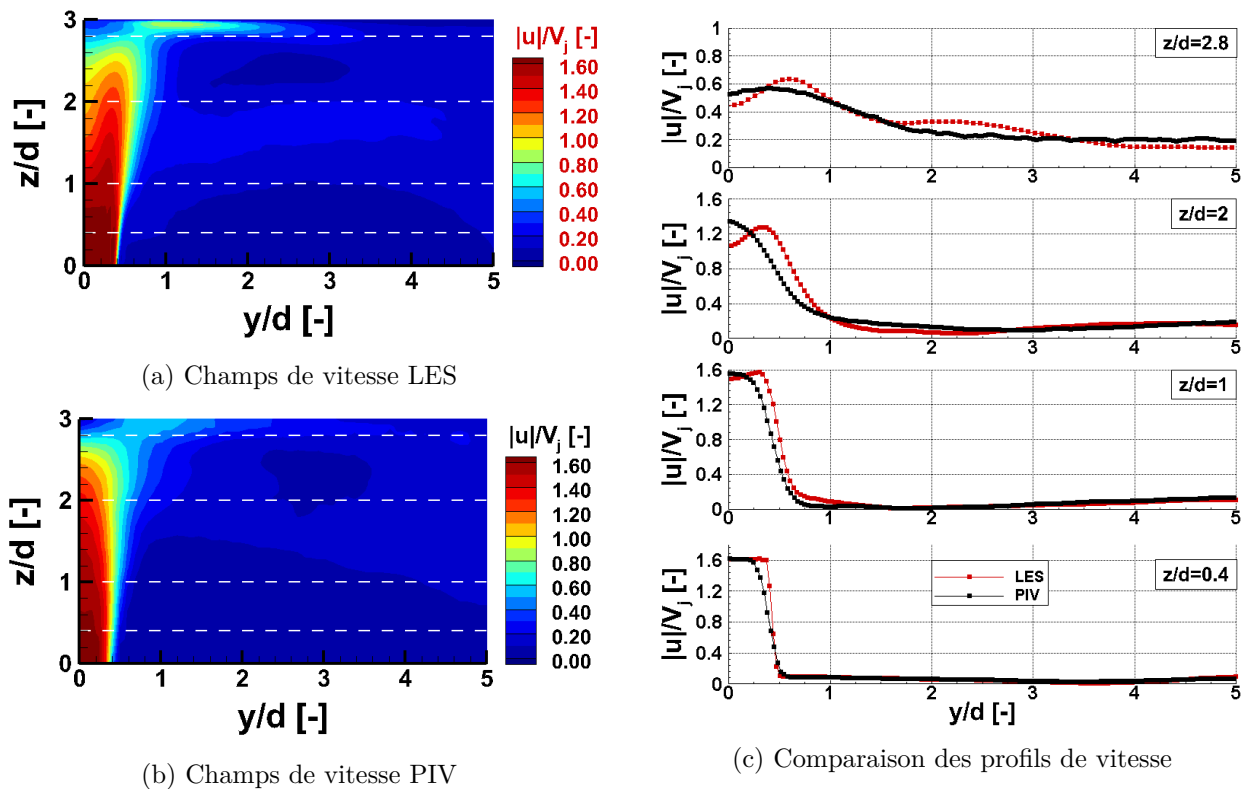


FIGURE 6.24 – Norme de la vitesse moyenne obtenue par simulation LES et par technique PIV dans le plan perpendiculaire à la rangée des trous ( $x/d = 0, 25$ ) :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 3$  -  $VR = 2$  -  $p/d = 2, 25$ .

La figure 6.25 compare les profils du nombre de Nusselt sur la ligne parallèle et perpendiculaire à la rangée des trous  $y/d = 0$ .

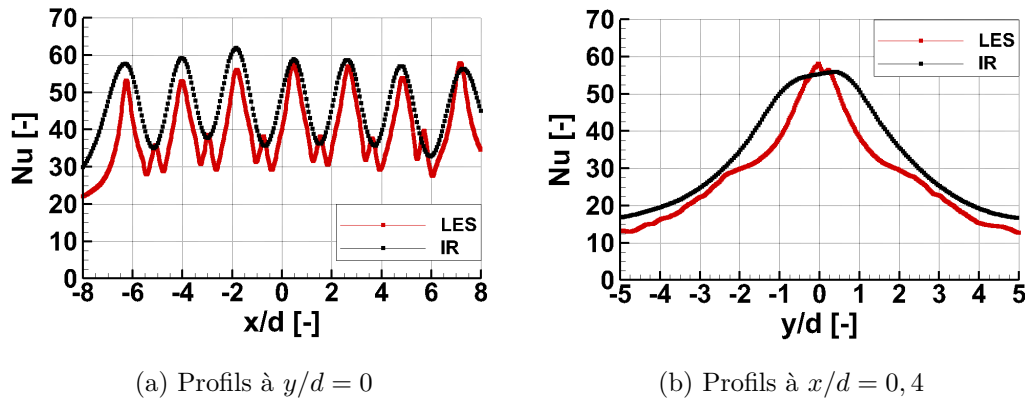


FIGURE 6.25 – Comparaison des profils du nombre de Nusselt obtenue par simulation LES et par mesure par thermographie infrarouge.

### ► Profil du nombre de Nusselt dans la direction parallèle à la rangée des jets

Les nombres de Nusselt aux points de stagnation sont très similaires, l'écart moyen aux points de stagnation sur la rangée des jets est inférieur à 6% (tableau 6.6). Les écarts les plus élevés sont visibles sur les premiers jets. Par ailleurs, le point d'impact du jet central n'est pas situé à  $x/d = 0$  mais est légèrement décalé à  $x/d = 0, 4$ . Le chapitre 3 paragraphe 3.1.2.3 a montré que ce décalage résulte de la déviation du jet dans la direction du sens de l'écoulement à l'intérieur du tube multi-perforé.

Jet n °	1	2	3	4	5	6	7	Moyenne
Écart au point de stagnation	8,1%	10,7%	9,1%	2,1%	3,0%	5,6%	2,8%	5,9%

TABLE 6.6 – Écart au point de stagnation entre le nombre de Nusselt obtenu par simulation LES et par mesure expérimentale.

A mi-distance entre les jets, on observe un maximum local, ce maximum n'est pas observé sur la mesure expérimentale. L'étude bibliographique menée dans le chapitre 1 n'a également pas mis en évidence ce maximum sur les études expérimentales visant à caractériser la distribution du nombre de Nusselt (Da Soghe *et al.*, 2021). Afin d'apporter des éléments d'explication, la figure 6.26 présente les lignes de courant d'un champ instantané obtenu par méthode LES. A mi-distance entre les jets, au niveau de l'effet fontaine, on observe un décollement lors de l'interaction entre les jets.

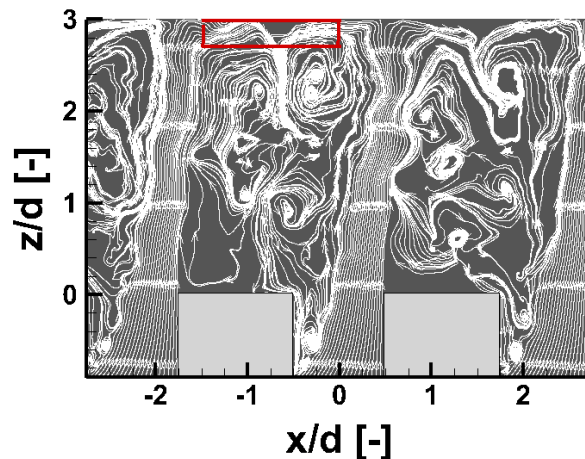


FIGURE 6.26 – Norme de la vitesse instantanée obtenue par simulation LES dans le plan parallèle à la rangée des trous  $y/d = 0$ .

La figure 6.27 présente les champs de vitesse et de température en proche paroi au niveau du décollement :

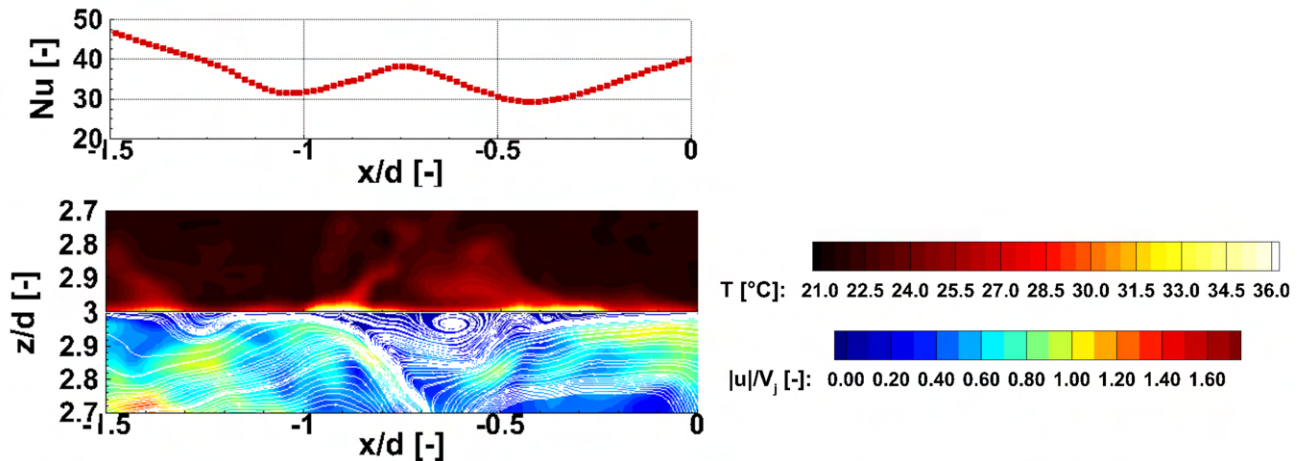


FIGURE 6.27 – Lignes de courant et température en proche paroi obtenues par simulation LES dans le plan parallèle à la rangée des trous ( $y/d = 0$ ).

En dessous du décollement, les lignes de courant représentées sur le champ de vitesse instantanée montrent une structure tourbillonnaire. Cette zone de recirculation fait vraisemblablement circuler localement une masse d'air froid, apportant en conséquence du fluide froid en proche paroi et entraînant de ce fait une augmentation locale des transferts thermiques. Ce pic local du nombre de Nusselt n'est pour autant pas observé sur les mesures par thermographie infrarouge. Expérimentalement, la distribution du nombre de Nusselt sur la face avant est calculée par bilan de flux à partir de la mesure de la cartographie de température. Or, le pic du nombre de Nusselt est très localisé sur une faible zone ( $< 0,5d$ ). Les variations radiales de température sont donc également très localisées. Il est ainsi probable que ces variations radiales de température soient moyennées lors de la mesure par caméra IR, modifiant ainsi la répartition du flux de chaleur conductif latéral estimé et rendant plus difficile la détermination du pic du nombre de Nusselt.

### ► Profil du nombre de Nusselt dans la direction perpendiculaire à la rangée des jets

Dans la direction perpendiculaire à la rangée des trous, au niveau du point d'impact ( $x/d = 0,4$ ), la figure 6.25b présente une comparaison des profils du nombre de Nusselt obtenus numériquement et expérimentalement. Aux points d'impact, les nombres de Nusselt obtenus numériquement et expérimentalement sont très similaires. Loin du point d'impact, à partir de  $z/d = 2,5$ , les écarts sont également faibles. Les écarts les plus importants sont situés entre  $0,5 < x/d < 2,5$  et sont de l'ordre de 20%. Afin d'analyser ces écarts sur le nombre de Nusselt, la figure 6.28 présente les champs de vitesse moyenne radiale  $v$  en proche paroi dans le plan perpendiculaire la rangée des trous  $x/d = 0,25$ . La vitesse moyenne augmente d'abord depuis le point de stagnation, puis la vitesse diminue du fait de l'expansion radiale (figure 6.28c). La position de la vitesse maximale est similaire entre la simulation LES et les mesures PIV ( $y/d = 0,7$  sur le profil  $z/d = 2,7$  et  $y/d = 1,1$  sur le profil  $z/d = 2,9$ ). L'intensité de ces pics diffère en revanche : la région marquée par ces écarts ( $0,5 < x/d < 2,5$ ) correspond à la région présentant des écarts de l'ordre de 20% entre le nombre de Nusselt obtenu par simulation LES et par mesure de thermographie infrarouge.

Ces vitesses moyennes radiales élevées sont à relier à une augmentation de  $z^+$ . Cette zone correspond à la région où  $z^+$  est le plus élevé et est compris entre  $5 < z^+ < 7,5$  (figure 6.17c). L'étude sur le critère de maillage à la paroi (paragraphe 5.2.2.3) recommande une taille de maille inférieure à  $z^+ < 5$ . Ceci entraîne très probablement une modélisation insuffisante de l'écoulement en très proche paroi et contribue à sous-estimer le nombre de Nusselt localement dans cette région.



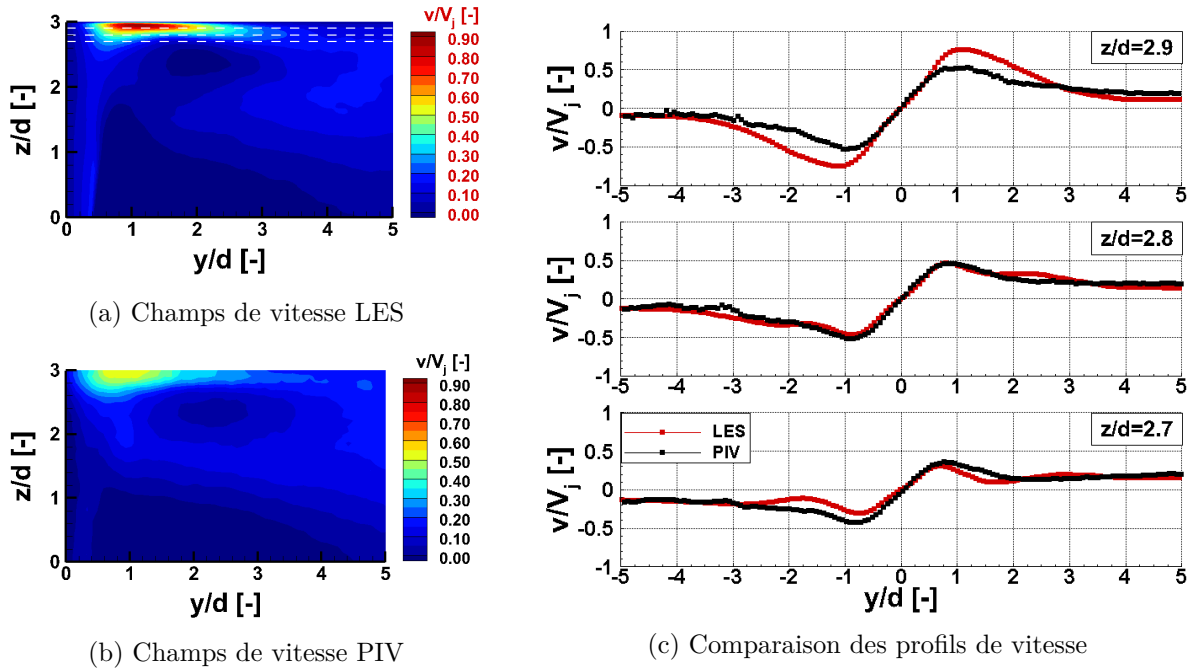


FIGURE 6.28 – Vitesse moyenne radiale  $v$  obtenue par méthode LES et expérimentalement par technique PIV dans le plan perpendiculaire à la rangée des trous ( $x/d = 0,25$ ) :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 3$  -  $VR = 2$  -  $p/d = 2,25$ .

La distribution du nombre de Nusselt est fidèlement modélisée numériquement. En particulier, le nombre de Nusselt aux points d'impact et loin du point d'impact sont très similaires. Les zones présentant les écarts les plus importants sont situées à mi-distance entre les jets où le pic local du nombre de Nusselt observé numériquement n'est pas visible expérimentalement.

Les parties précédentes ont permis de mettre en évidence la capacité du modèle LES à reproduire fidèlement à la fois la structure aérodynamique des jets et les transferts thermiques associés. Aussi, la partie 6.3 vise à approfondir la compréhension des jets issus du tube multi-perforé par une approche numérique.

### 6.3 Approfondissement de la caractérisation des jets

La caractérisation expérimentale des jets menée dans le chapitre 3 a permis d'une part de mettre en évidence la structure aérodynamique générale des jets dans la zone située entre le tube multi-perforé et la plaque d'impact, et d'autre part de caractériser les transferts thermiques à la paroi. En outre, cette étude expérimentale a été réalisée pour les trois jets centraux uniquement, en supposant un comportement identique des jets sur la totalité de la rangée. La structure 3D des jets a été déduite de l'analyse de plusieurs plans de mesure effectués dans différentes directions. Par ailleurs, cette étude expérimentale repose sur une analyse statistique des champs de vitesse. Aussi, l'objectif de cette partie est d'abord de poursuivre cette analyse dans les zones non accessibles expérimentalement, et ayant nécessités des hypothèses de travail. La caractérisation de l'écoulement à l'intérieur du tube multi-perforé est présentée, la formation des jets sur toute la rangée est ensuite décrite en détaillant d'éventuelles disparités entre les jets. Enfin, la caractérisation des jets est approfondie par une étude instationnaire sur les structures tourbillonnaires et les interactions 3D entre jets.

#### 6.3.1 Écoulement à l'intérieur du tube multi-perforé

La figure 6.29 présente la norme des champs de vitesse moyenne à l'intérieur du tube multi-perforé. Les profils de vitesse sont renseignés en amont du premier trou d'injection (figure 6.29c).

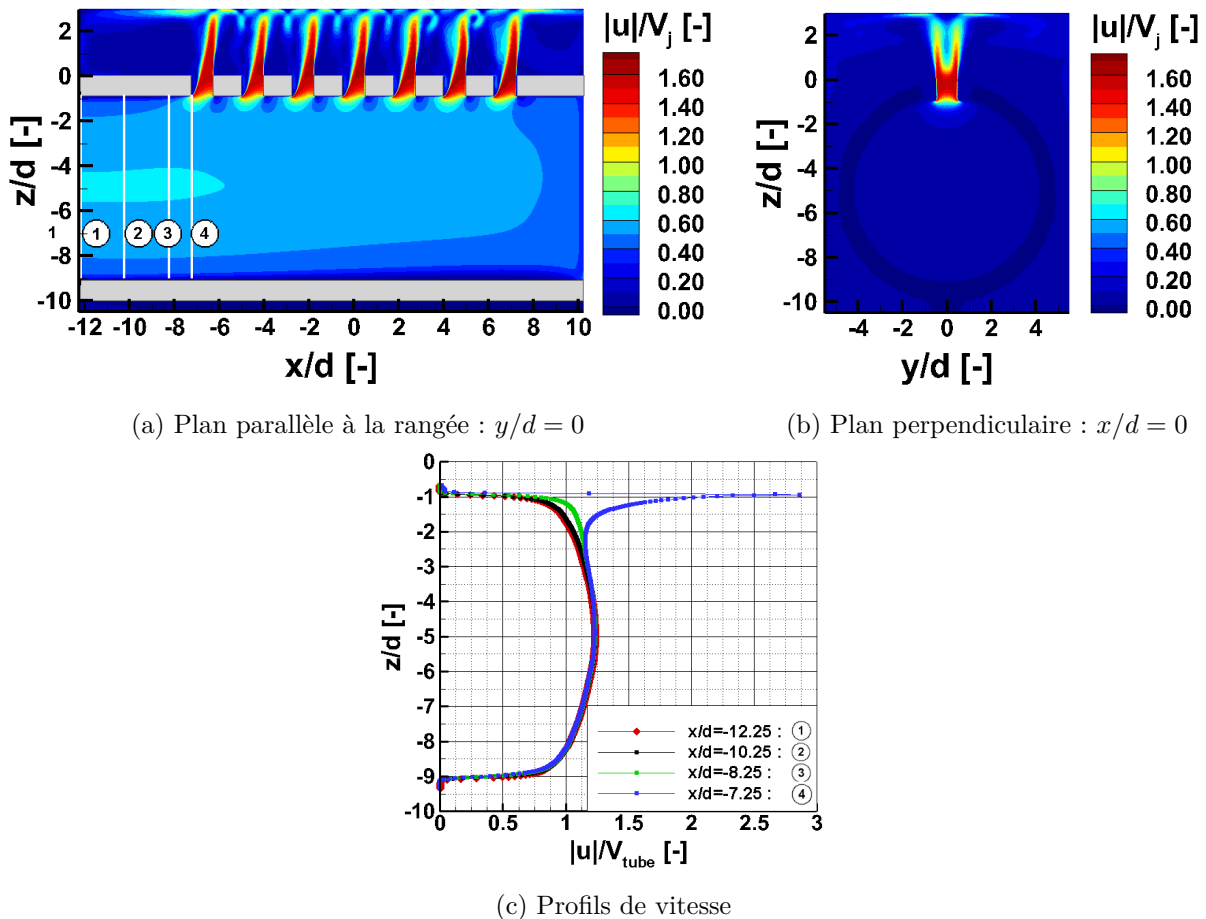


FIGURE 6.29 – Norme de la vitesse moyenne de l'écoulement à l'intérieur du tube multi-perforé

Les profils de vitesse entre l'entrée du tube et jusqu'à une distance  $3d$  en amont du premier trou d'injection sont similaires (figure 6.29c). L'influence du premier trou se fait ressentir à partir d'une distance  $1d$  en amont. Par ailleurs, les profils de vitesse au coeur du tube multi-perforé restent identiques entre l'entrée et le premier trou d'injection. En conséquence, l'influence du trou d'injection sur l'écoulement à l'intérieur du tube est limitée au voisinage du trou. Ceci est cohérent avec l'étude

menée par Andreini et Da Soghe (2012) : les auteurs ont mis en évidence que le diamètre du tube multi-perforé et sa forme (cylindrique ou rectangulaire) ont une faible influence sur le coefficient de débit à travers les trous.

### 6.3.2 Formation des jets à travers les trous

La figure 6.30 présente les champs de vitesse moyenne axiale et de vitesse rms à l'injection, le long de toute la rangée des trous (plan  $z/d = 0,4$ ). Excepté pour le premier et le dernier trou, la structure des jets à l'injection est similaire entre les différents jets. En particulier, la forme en croissant, marquée par des fluctuations de vitesse élevées autour, est visible sur la rangée de jets. Ceci justifie, a posteriori, le choix de se focaliser uniquement sur les trois jets centraux lors de l'étude expérimentale menée dans le chapitre 3.

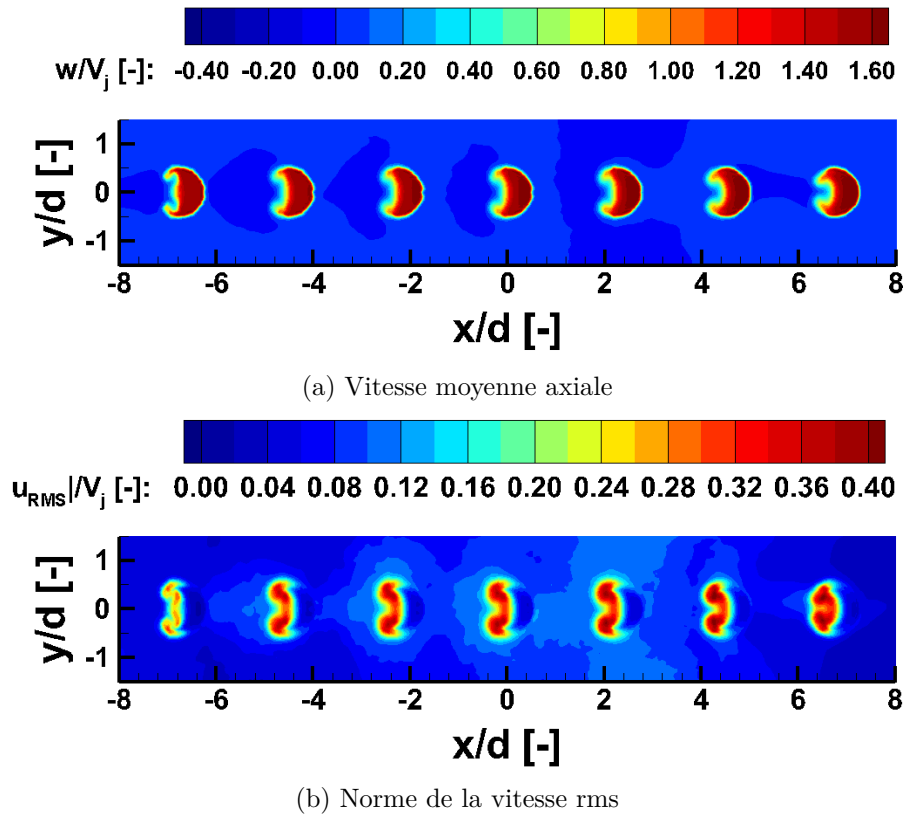


FIGURE 6.30 – Champs de vitesses moyennes et rms à l'injection (plan  $z/d = 0,4$ ).

Par ailleurs, le débit à travers chaque trou est calculé. L'évolution du nombre de Reynolds à l'injection le long de la rangée des jets est présentée sur la tableau 6.7. Les écarts entre le nombre de Reynolds à l'injection  $Re_{j,i}$  et le nombre de Reynolds calculé en supposant une répartition uniforme du débit entre les trous  $R_j = 5000$  restent inférieurs à  $\pm 5\%$ , justifiant ainsi l'hypothèse de répartition uniforme.

Jet n <sup>o</sup> <sub>i</sub>	1	2	3	4	5	6	7
$Re_{j,i}$	4804	4906	4939	4952	5031	5140	5256

TABLE 6.7 – Évolution du nombre de Reynolds à l'injection le long de la rangée de jets.

Ce paragraphe vise à étudier la formation des jets ayant lieu à l'entrée des trous d'injection. Nous nous concentrons sur le jet central. En particulier, la figure 6.31 présente les champs de vitesse moyenne axiale à travers l'épaisseur des perforations et directement en sortie du trou d'injection. L'épaisseur du tube multi-perforé est égal à  $e = 0,9$ . On observe ainsi qu'à l'entrée du trou,  $z/d =$

$-0,8$ , le jet occupe presque la totalité de la surface du trou. Cette surface de passage diminue ensuite au fur et à mesure que le jet progresse vers la sortie du trou (depuis  $z/d = -0,8$  jusqu'à  $z/d = 0$ ). Cette réduction de la surface est due d'une part à la forte déviation entre l'écoulement principal dans le tube et l'écoulement dans le trou. D'autre part, le paragraphe 6.2.1.1 (figure 6.21a) a mis en évidence qu'une partie de l'air ambiant est aspirée à l'intérieur du trou et entraîne localement des vitesses axiales négatives, diminuant d'autant plus la surface de passage. Ce phénomène de rentrée d'air s'étend jusqu'au bord inférieur du trou,  $z/d = -0,9$  (figure 6.21a). Par ailleurs, la structure caractéristique du jet en forme de croissant, mis en évidence également expérimentalement dans le chapitre 3, n'apparaît véritablement qu'à l'injection (entre  $z/d = 0,4$  et  $z/d = 0,8$ ) et non pas à l'intérieur du trou.

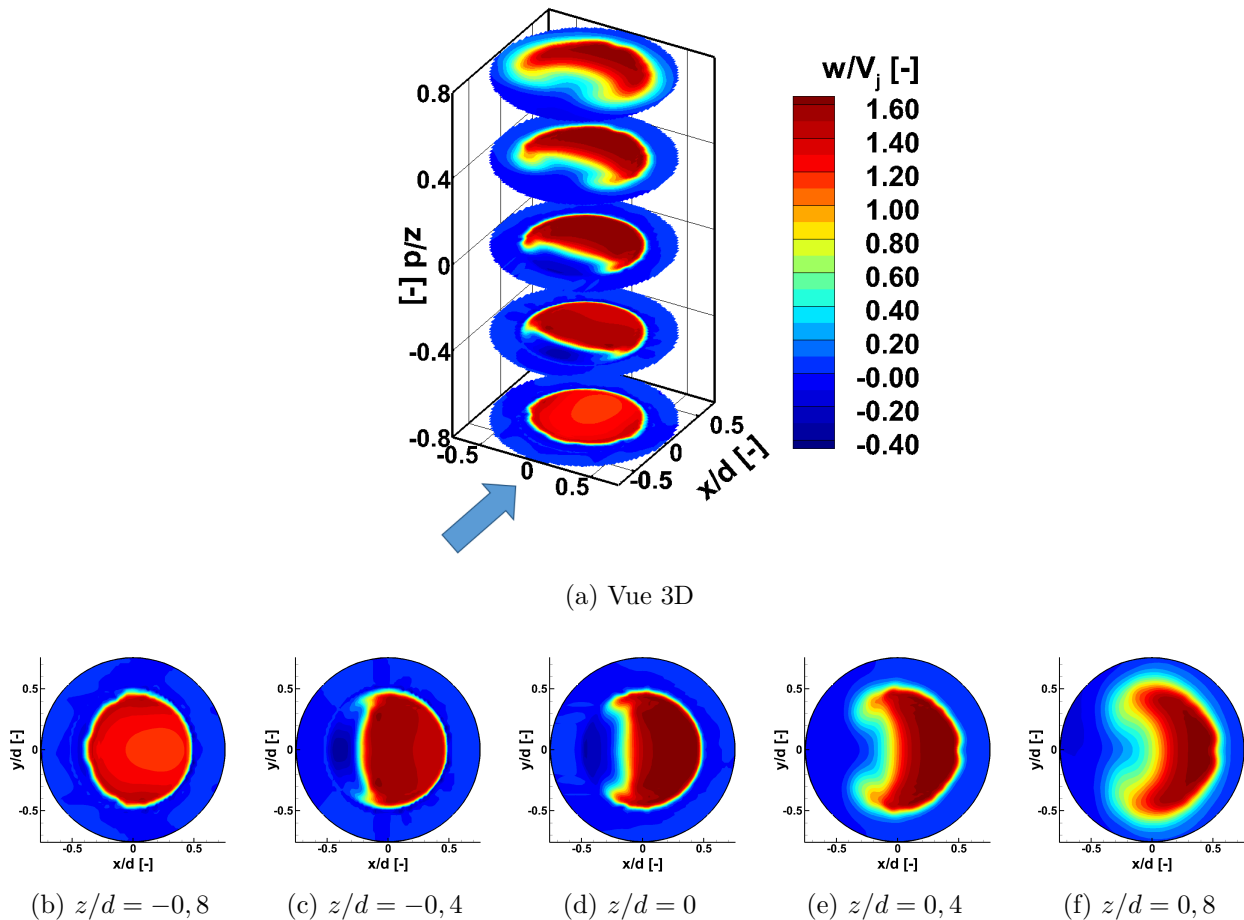


FIGURE 6.31 – Champs de vitesse moyenne axiale à travers le trou d'injection central :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 3$  -  $VR = 2$  -  $p/d = 2,25$

La figure 6.10 dans le paragraphe 6.1.2.2 a déjà montré que le champ de pression à l'intérieur du tube multi-perforé et à la sortie des trous d'injection est globalement uniforme, la différence de pression étant égal à  $\Delta P = 560 Pa$ . Aussi, la figure 6.32 présente l'évolution de la pression à travers un trou d'injection (trou central). La partie amont du trou ( $-0,5 < x/d < 0$ ) présente une zone de faible pression  $\Delta P \approx 0 Pa$ . A cette zone de dépression correspond le phénomène de rentrée d'air décrit précédemment : l'air ambiant est aspiré à l'intérieur du trou (vitesse axiale négative localement).

La figure 6.33 présente la norme des champs de vitesse rms à travers le trou d'injection central. A l'intérieur du trou  $-0,9 < z/d < 0$ , les zones présentant des vitesses rms élevées sont situées dans la moitié amont des trous. La partie amont de la couche de cisaillement étant amorcée dès le bord intérieur du trou d'injection ( $z/d = -0,9$ ). Dans la partie aval en revanche, la couche de cisaillement est amorcée au niveau du bord extérieur ( $z/d = 0$ ). Ceci explique la forte dissymétrie observée au niveau des pics de vitesse rms à l'injection. Aussi, la couche de cisaillement dans la

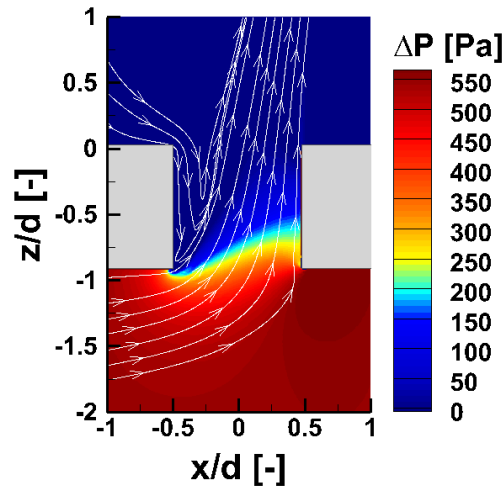
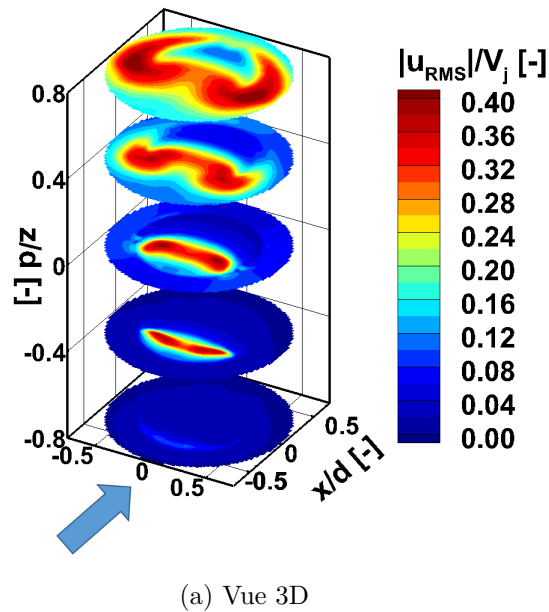
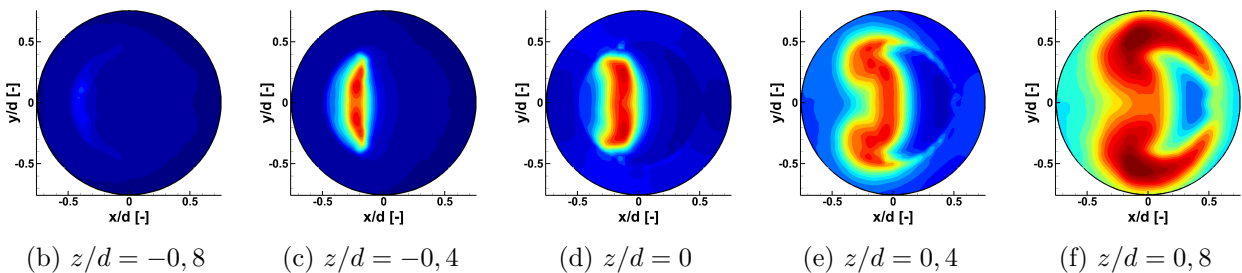


FIGURE 6.32 – Champ de pression dans le trou central (plan parallèle à la rangée des trous  $y/d = 0$ ).

partie amont du jet semble principalement pilotée par la forte déviation entre l'écoulement principal dans le tube multi-perforé et l'écoulement dans le trou, ceci explique très certainement pourquoi l'intensité de turbulence dans la partie amont du jet à l'injection dépend fortement du cisaillement amont (paramètre  $VR$ ) tandis que la partie aval n'en dépend que très faiblement (chapitre 3, figure 3.18b).



(a) Vue 3D



(b)  $z/d = -0,8$

(c)  $z/d = -0,4$

(d)  $z/d = 0$

(e)  $z/d = 0,4$

(f)  $z/d = 0,8$

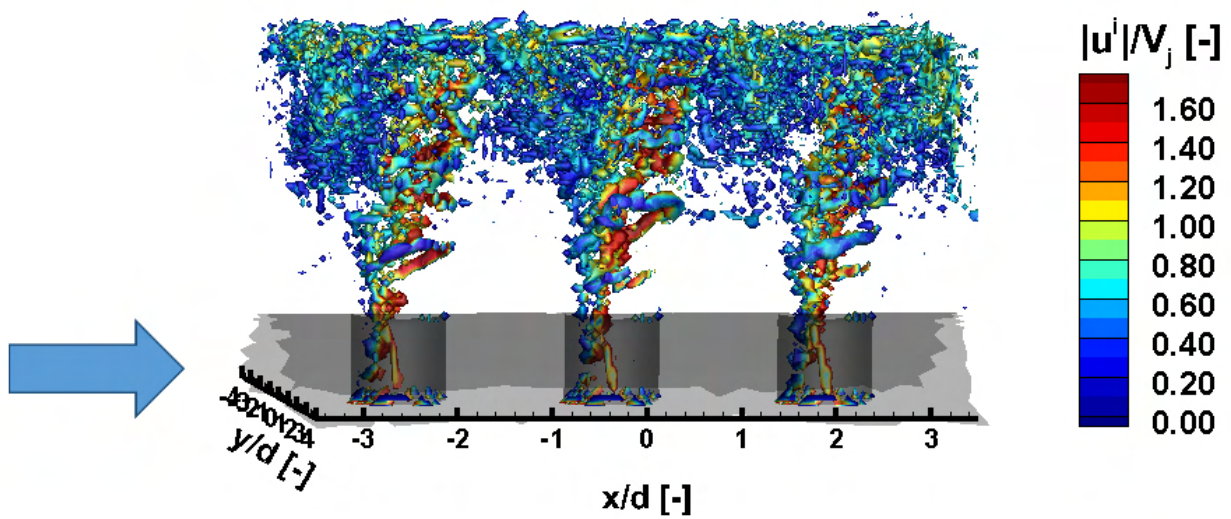
FIGURE 6.33 – Champs de la norme des vitesses rms à travers le trou d'injection central :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 3$  -  $VR = 2$  -  $p/d = 2,25$

### 6.3.3 Étude instationnaire des jets

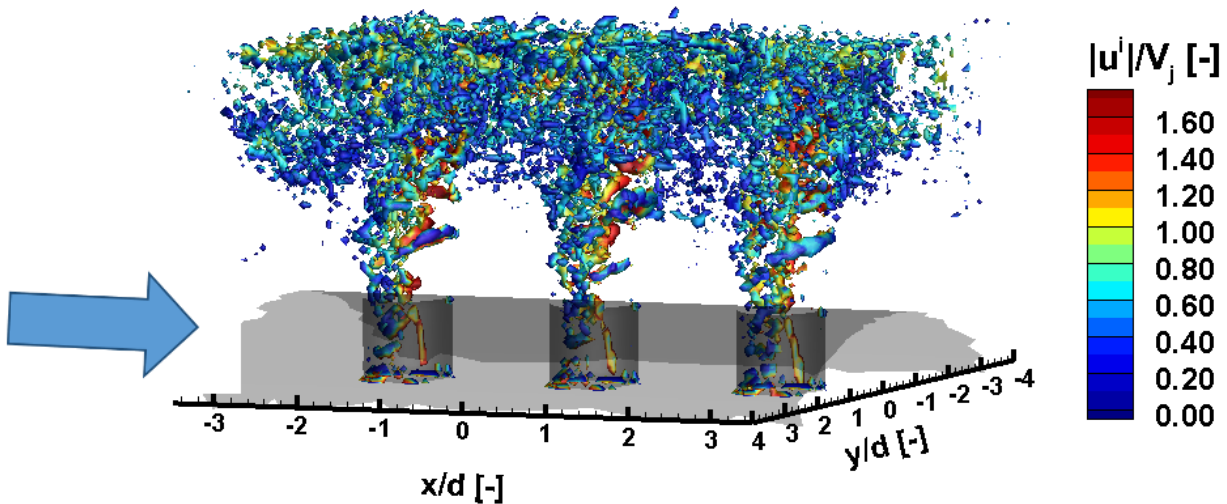
La structure instationnaire 3D des jets est présentée dans ce paragraphe. On désire observer le développement tridimensionnel des jets ainsi que le développement autour des jets des structures tourbillonnaires. Celles-ci sont caractérisées à partir du critère  $Q$  :

$$Q = \frac{1}{2} (\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}) \quad (6.7)$$

où  $S$  représente le terme de cisaillement du tenseur de gradient de vitesse et  $\Omega$  le terme rotation du tenseur de gradient de vitesse. Les structures tourbillonnaires sont définies comme les régions de l'écoulement où  $Q > 0$ , les centres correspondant aux valeurs maximales de  $Q$ . La figure 6.34 présente les iso-surfaces de critère  $Q$  à un instant donné, la norme des vitesses instantanées est par ailleurs renseignée.



(a) Vue latérale



(b) Vue du bas

FIGURE 6.34 – Visulation 3D des trois jets centraux à l'instant  $t = 0,16s$  : iso-surface de critère  $Q = 0,15(\bar{V}_j/d)^2$  et norme des vitesses instantanées.

Les différentes natures des structures tourbillonnaires observables témoignent de l'aspect dissymétrique du jet. Dans la partie aval du jet, on observe l'apparition de structures toroïdales proches de

l'injection et présentant une forte cohérence azimutale. Ces structures toroïdales ne sont pas circulaires, leur cohérence azimutale se perd dans la partie amont du jet. L'étude expérimentale, présentée dans le paragraphe 3.5.2.1 (figure 3.48), a mis en évidence que la formation de la couche de cisaillement dans la partie amont du jet est marquée par un niveau de turbulence élevé et un fort aspect tridimensionnel causant très probablement une perte de cohérence des structures tourbillonnaires dans cette zone de la couche de cisaillement. Lorsque le jet se développe vers la plaque d'impact, les structures toroïdales cohérentes sont toujours présentes dans la partie aval des jets. Proche de la plaque en revanche, ces structures perdent leur cohérence après fusion de la couche de cisaillement. Par ailleurs, les interactions entre jets et l'effet fontaine sont à l'origine de petites structures présentes entre les jets dans la direction parallèle à la rangée des trous. Dans la direction perpendiculaire à la rangée des trous, ces petites structures sont présentes principalement proches de la ligne d'impact ( $-3 < y/d < 3$ ).

La couche de cisaillement autour du jet et les structures tourbillonnaires qui s'y développent favorisent l'entraînement de l'air plus chaud extérieur vers le cœur du jet. La figure 6.35 présente les champs de température instantanée (figure 6.35a) et moyenne (figure 6.35b) :

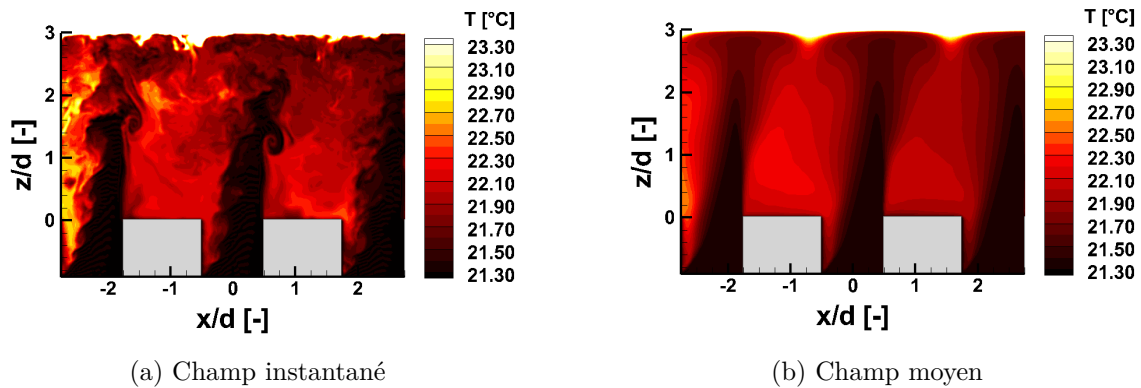


FIGURE 6.35 – Champs de température dans le plan parallèle à la rangée des jets ( $y/d = 0$ ).

L'écoulement dans le tube multi-perforé et les jets sont à la température  $T_j = 21,3^\circ\text{C}$ . L'étude aérodynamique a mis en évidence que l'effet fontaine est à l'origine d'un écoulement descendant, cet écoulement entraîne un apport d'air chaud provenant de la plaque d'impact chaude. L'air chaud circule jusqu'au tube multi-perforé. En particulier, cet air chaud pénètre dans la partie amont des trous d'injection du fait du phénomène de rentrée d'air ambiant mis en évidence dans le paragraphe 6.3.2. Par ailleurs, l'étude tridimensionnelle a mis en évidence la présence de structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement des jets, ces structures tourbillonnaires favorisent également l'entraînement de l'air chaud ambiant vers le cœur du jet. Après fusion de la couche de cisaillement ( $z/d \approx 2,5$ ), l'air chaud ambiant pénètre dans le jet et la température du jet augmente (figure 6.35a).

Cette étude numérique a permis d'approfondir la caractérisation des jets issus d'un tube multi-perforé. En premier lieu, il a été mis en évidence que le bord intérieur des trous ( $z/d = -0,9$ ) joue un rôle majeur sur la structure des jets à l'injection : profils de vitesses moyennes et rms dissymétriques, forme caractéristique en croissant. La partie amont est ainsi pilotée par le cisaillement de l'écoulement amont dans le tube multi-perforé, c'est-à-dire par le rapport de vitesses  $VR$  et par le débit d'air à l'intérieur du tube multi-perforé. La partie aval est quant à elle davantage pilotée par le nombre de Reynolds à l'injection et se rapproche d'un jet axisymétrique issu d'un tube long.

Par ailleurs, la présence de structures tourbillonnaires toroïdales présentant une forte cohérence azimutale dans la partie aval des jets, de structures tourbillonnaires de plus petites échelles dans la partie amont, ainsi que de l'effet fontaine entre les jets entraînent un fort brassage de l'air ambiant chaud vers l'intérieur du jet.



## Bilan du chapitre 6

Ce chapitre a permis de modéliser par approche LES les jets issus d'un tube multi-perforé pour une configuration testée expérimentalement :  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 3$  -  $VR = 2$  -  $p/d = 2,25$  -  $e/d = 0,9$  -  $d/D_{ext} = 10$ . La structure aérodynamique des jets dans les différentes zones caractéristiques est fidèlement reproduite : dissymétrie des jets à l'injection et dans la zone de jet libre, développement des jets avec une fusion rapide de la couche de cisaillement et un raccourcissement du cœur potentiel, interaction entre jets en proche paroi. La distribution du nombre de Nusselt est également fidèlement estimée en terme de niveau et d'allure. Cette étude a ainsi mis en évidence l'utilité d'une base de données couplée aérodynamique et thermique dans un but de validation d'un modèle numérique.

Une attention particulière a été donnée à la méthodologie permettant de modéliser les jets issus du tube multi-perforé. La modélisation d'une rangée de jets augmente fortement les coûts de calcul du fait de la dimension importante du domaine. Une méthodologie de modélisation de tels jets a été présentée à travers une étude sur la définition du maillage et des conditions limites :

- Une taille de maille de l'ordre de  $d/\Delta x = d/\Delta z \approx 45$  dans la zone située à l'intérieur du tube multi-perforé et dans l'épaisseur des trous permet de capter fidèlement les profils de vitesse des jets à l'injection. Toutefois, le critère de résolution à la paroi est plus sévère. Une taille de maille de l'ordre de  $d/\Delta x = d/\Delta z \approx 57$ , correspondant à  $1 < z^+ < 7,5$ , a montré une convergence en maillage sur la distribution du nombre de Nusselt.
- Les conditions limites ont également fait l'objet d'une analyse détaillée : en imposant, d'une part, un profil de vitesse plat à l'entrée du tube multi-perforé et en réalisant, d'autre part, un pré-calcul permettant de modéliser l'écoulement pleinement développé à l'intérieur du tube. L'influence de la condition limite imposée à l'entrée du tube est faible sur les profils de vitesse des jets à l'injection. Cette faible influence est attribuée au cisaillement amont de l'écoulement qui tend à gommer l'influence des conditions limites à l'entrée du tube. A l'extrémité du tube multi-perforé, la modélisation d'une paroi poreuse, permettant de générer une perte de charge locale et jouant le rôle d'une vanne, s'est révélée très concluante afin d'assurer le contrôle précis du débit d'air à la sortie du tube.

L'écoulement à l'intérieur du tube multi-perforé montre que l'influence des trous d'injection est limitée au voisinage des trous. Par ailleurs, l'écoulement cisaillant amont est à l'origine de la formation d'une couche de cisaillement au niveau du bord intérieur des trous d'injection ( $z/d = -0,9$ ), la couche de cisaillement dans la moitié aval des jets étant amorcée sur le bord extérieur ( $z/d = 0$ ). Ceci est à l'origine de la dissymétrie des jets. Ainsi, la couche de cisaillement dans la partie amont du jet semble principalement pilotée par la forte déviation de l'écoulement principal dans le tube multi-perforé et par le débit dans le tube tandis que la partie aval semble davantage pilotée par le nombre de Reynolds à l'injection. Enfin, la présence de structures tourbillonnaires toroïdales, de structures tourbillonnaires de plus petites échelles dans la partie amont, et de l'effet fontaine entre les jets entraînent un fort brassage de l'air ambiant réchauffé par la plaque vers l'intérieur du jet.

# Conclusion et Perspectives

La thèse s'inscrit dans le cadre de l'étude du système LPTACC d'un turboréacteur. Ce système repose sur le refroidissement du carter de turbine basse pression et possède deux fonctions essentielles. D'une part, maintenir la température du carter en dessous de la température maximale admissible par le matériau afin d'assurer son intégrité. D'autre part, contrôler la température du carter pour en piloter le déplacement thermomécanique. L'optimisation des jeux radiaux entre pièces fixes et mobiles de la turbine basse pression permet ainsi d'améliorer le rendement de la turbine. Le refroidissement du carter se base sur une technologie d'impact de jets d'air frais. Ces jets sont issus de tubes multi-perforés placés au plus proche du carter, le plan de perçage de ces tubes LPTACC étant ainsi positionné en vis-à-vis des zones à refroidir. Aussi, les travaux présentés dans ce manuscrit se sont consacrés à la caractérisation des jets issus d'un multi-perforé.

A travers une caractérisation expérimentale et numérique des jets, les enjeux de ces travaux de thèse sont multiples :

- ▶ Déterminer les transferts thermiques entre les jets issus d'un tube multi-perforé et une plaque d'impact chaude dans les conditions géométriques et aérodynamiques rencontrées dans l'environnement moteur.
- ▶ Caractériser aérodynamiquement et thermiquement les jets afin de permettre d'une part, une meilleure compréhension de la phénoménologie des jets issus d'un tube multi-perforé, et d'autre part, de proposer des règles d'optimisation du système LPTACC.
- ▶ Mettre en place une base de donnée expérimentale complète (champs de vitesse le long de la rangée des jets et distribution des transferts thermiques sur la plaque d'impact) sur une plage diverse de configurations géométrique et aérodynamique.
- ▶ Évaluer la capacité des modèles LES à reproduire les configurations testées expérimentalement afin de proposer d'une part, une méthodologie pour la modélisation de tels jets, et d'autre part, approfondir la caractérisation et la compréhension des jets issus d'un tube multi-perforé.

## Conclusion générale

L'étude bibliographique portant sur les jets issus d'un tube multi-perforé a permis de mettre en évidence les principaux paramètres d'influence. En plus des paramètres géométriques (distance d'impact, pas inter-trous) et aérodynamique (nombre de Reynolds à l'injection) classiquement rencontrés pour le refroidissement par impact d'une rangée de jets, l'étude bibliographique a mis en évidence le rôle de l'écoulement cisailant amont entre l'intérieur du tube multi-perforé et les jets en sortie de trous. Ce cisaillement entraîne par ailleurs des disparités sur les propriétés des jets le long de la rangée. La littérature visant à étudier ces particularités porte toutefois principalement sur une caractérisation aéraulique de l'écoulement (pertes de charge, répartition du débit d'air en sortie de trous, coefficient de débit). Les configurations géométriques et aérodynamiques ont été retenues de sorte à balayer d'une part les zones d'intérêt pour chaque paramètre, et d'autre part, de répondre aux conditions rencontrées dans l'environnement moteur :  $1500 < Re_j < 5000$  -  $1,5 < VR < 9,7$  -  $3 < H/d < 7$  -  $2,25 < p/d < 5,8$  -  $e/d = 0,9$  -  $d/D_{ext} = 10$ .

## ► Étude expérimentale

Un banc d'essais a été mis en place afin de caractériser la structure aérodynamique des jets par technique PIV. Les mesures de champs de vitesse sont réalisées sur 6 plans différents afin de décrire les jets de manière 3D. Des mesures par thermographie infrarouge permettent par ailleurs de caractériser les transferts thermiques à la paroi.

Ces deux études complémentaires ont d'abord permis de mettre en évidence que les jets issus d'un tube multi-perforé émergent avec une surface de passage en forme de croissant et limitée à la partie aval des trous d'injection. Le fort aspect 3D des jets dès l'injection ainsi que la forte déviation entre l'écoulement principal dans le tube et l'écoulement à travers les trous entraînent un développement dissymétrique de la couche de cisaillement autour du jet. Dans la plage de variation de notre étude, les niveaux de turbulence dans la couche de cisaillement (compris entre approximativement 20% et 40%) sont bien plus importants à l'injection en comparaison avec un jet issu d'un tube long classiquement rencontré dans la littérature (approximativement 10%). La couche de cisaillement s'épaissit et pénètre rapidement au cœur du jet, entraînant un raccourcissement du cœur potentiel (approximativement  $1,5d$ ) en comparaison avec un jet issu d'un tube long ( $6d$ ). Par ailleurs, l'interaction des écoulements pariétaux après impact entraîne un effet fontaine, résultant en un écoulement descendant en direction du tube multi-perforé. Les transferts thermiques associés aux jets issus d'un tube multi-perforé sont caractérisés par un nombre de Nusselt élevé au voisinage des points d'impact. Pour les faibles distances d'impact ( $H/d = 3$ ), ces transferts thermiques sont équivalents à ceux d'un jet issu d'un tube long. Pour les grandes distances d'impact ( $5 < H/d < 7$ ) en revanche, les transferts thermiques deviennent considérablement plus faibles comparé à un jet issu d'un tube long.

L'étude d'influence a permis de mettre en évidence l'effet des principaux paramètres géométriques et aérodynamiques :

- ▷ **Le cisaillement amont** a été étudié dans la plage  $1,5 < VR < 9,7$ . Une augmentation de l'intensité de l'écoulement cisailant entraîne d'une part, une diminution de la surface de passage du jet à l'injection, et d'autre part, une accentuation de l'aspect 3D du jet (forme en croissant plus prononcée). Ceci est associé à une augmentation de l'intensité turbulente dans la couche de cisaillement. Pour autant, la fusion de la couche de cisaillement autour du jet ( $z/d \approx 2,5$ ) provoque une homogénéisation des vitesses dans le jet avant impact. En conséquence, l'influence de l'intensité de l'écoulement cisailant amont est faible sur les transferts thermiques.
- ▷ **La distance d'impact** a été étudiée dans la plage  $3 < H/d < 7$ . La plaque d'impact est située après l'extrémité du cœur potentiel. Le nombre de Nusselt au point d'impact diminue ainsi avec l'augmentation de la distance d'impact. Par ailleurs, pour les faibles distances d'impact, l'effet fontaine est à l'origine d'une large zone recirculation qui s'étend autour du jet. L'écoulement pariétal est ainsi entraîné dans le milieu ambiant pour les faibles distances d'impact, provoquant une diminution rapide des vitesses radiales en proche paroi. Cette diminution de vitesse est moins marquée pour les plus grandes distances d'impact. En conséquence, loin du point de stagnation, les transferts thermiques augmentent avec la distance d'impact. Les transferts thermiques surfaciques présentent ainsi une distance d'impact optimale. Cette optimum dépend du pas inter-trous, de la surface moyennée et du nombre de Reynolds. Dans la plage d'étude de nos travaux, le nombre de Nusselt moyen  $\overline{Nu}_{6d}$  est maximal entre  $3 < H/d < 5$ .
- ▷ **Le pas inter-trous** a été étudié dans la plage  $2,25 < p/d < 5,8$ . Pour les faibles distances d'impact ( $3 < H/d < 5$ ), l'influence du pas inter-trous sur les transferts thermiques se limite à la région située à mi-distance entre les jets, au niveau de l'effet fontaine. Pour des distances d'impact plus grandes, le nombre de Nusselt diminue lorsque le pas inter-trous diminue du fait des interactions entre jets avant impact. En fixant le nombre de Reynolds à l'injection, les transferts thermiques moyens sur une surface donnée sont plus importants pour un faible pas inter-trous. Toutefois, les jets étant plus proches, le débit d'air est également plus important. Une étude à débit d'air fixé impactant une surface donnée a permis de mettre en évidence que les transferts thermiques moyens sont plus importants pour un pas inter-trous élevé.

- ▷ **Le nombre de Reynolds à l'injection** a été étudié dans la plage  $1500 < Re_j < 5000$ . Des structures tourbillonnaires de grande échelle sont présentes dans la couche de cisaillement autour du jet ; elles perdent peu à peu leur cohérence lorsque le nombre de Reynolds augmente. Les jets issus d'un tube multi-perforé émergent par ailleurs avec une forte dissymétrie. Dans la partie amont, la couche de cisaillement est présente dès l'injection à la fois pour des jets transitionnels ( $1500 < Re_j < 3000$ ) et des jets faiblement turbulents ( $Re_j = 5000$ ). En revanche, dans la partie aval, la couche de cisaillement est très sensible au nombre de Reynolds : une zone laminaire avant le développement de la couche de cisaillement est présente pour les jets transitionnels. L'influence du nombre de Reynolds sur les transferts thermiques reste ainsi très similaire à un jet issu d'un tube long avec une évolution en loi puissance :  $\overline{Nu}_{6d} = Re_j^n$  et  $0,6 \lesssim n \lesssim 0,8$ .

L'étude aérodynamique et thermique couplée des jets issus d'un tube multi-perforé a été réalisée avec un facteur d'échelle 5 ( $d = 4mm$ ) par rapport aux tubes LPTACC rencontrés dans l'environnement moteur ( $d = 0,8mm$ ), ce changement d'échelle étant motivé par des contraintes de mesure par technique PIV. Aussi, un deuxième banc d'essais a été mis en place afin de valider la similitude d'échelle et afin d'identifier d'éventuels effets d'échelle. Cette étude a montré que les amplitudes des pics du nombre de Nusselt sont moins marquées pour les jets issus d'un tube LPTACC. Toutefois, la distribution moyenne du nombre de Nusselt (à la fois linéique et surfacique) associé aux jets issus d'un tube multi-perforé échelle 1 et 5 sont proches, les écarts étant de l'ordre des incertitudes de mesure (10%). En conséquence, le changement d'échelle a une faible influence sur la distribution du nombre de Nusselt linéique et surfacique.

### ► Étude numérique

L'étude numérique s'est consacrée à la modélisation d'une rangée de jets issus d'un tube multi-perforé. Cette étude s'est appuyée sur une simulation aux grandes échelles, reposant sur une méthode aux frontières immergées. La configuration géométrique et aérodynamique retenue a été caractérisée expérimentalement et correspond à  $Re_j = 5000$  -  $H/d = 3$  -  $VR = 2$  -  $p/d = 2,25$  -  $e/d = 0,9$  -  $d/D_{ext} = 10$ .

- ▷ L'étude numérique a d'abord permis de tester la représentativité des calculs entrepris en les confrontant aux résultats expérimentaux. La comparaison a mis en évidence la très bonne capacité du modèle LES à reproduire la structure aérodynamique des jets dans les différentes zones caractéristiques : dissymétrie des jets à l'injection et dans la zone de jet libre, développement des jets et interaction entre jets en proche paroi. La distribution du nombre de Nusselt est également fidèlement estimée en terme de niveau et d'allure. Cette étude a ainsi mis en évidence l'utilité d'une base de donnée couplée aérodynamique et thermique dans un but de validation d'un modèle numérique.
- ▷ Une attention particulière a été donnée à la méthodologie permettant de modéliser les jets issus du tube multi-perforé. Une taille de maille de l'ordre de  $d/\Delta x = d/\Delta z \approx 45$  dans la zone située à l'intérieur du tube multi-perforé et dans l'épaisseur des trous permet de capter fidèlement les profils de vitesse des jets à l'injection. Toutefois, le critère de résolution à la paroi est plus sévère. Une taille de maille de l'ordre de  $d/\Delta x = d/\Delta z \approx 57$ , correspondant à  $1 < z^+ < 7,5$ , a montré une convergence en maillage sur la distribution du nombre de Nusselt. Les conditions limites ont également fait l'objet d'une analyse détaillée : en imposant, d'une part, un profil de vitesse plat à l'entrée du tube multi-perforé et en réalisant, d'autre part, un pré-calcul permettant de modéliser l'écoulement pleinement développé à l'intérieur du tube. L'influence de la condition limite imposée à l'entrée du tube est faible sur les profils de vitesse des jets à l'injection. Cette faible influence est attribuée au cisaillement amont de l'écoulement qui tend à gommer l'influence des conditions limites à l'entrée du tube. A l'extrémité du tube multi-perforé, la modélisation d'une paroi poreuse, permettant de générer une perte de charge locale et jouant le rôle d'une vanne, s'est révélée très concluante afin d'assurer le contrôle précis du débit d'air à la sortie du tube.

- ▷ La simulation LES a permis de poursuivre la caractérisation expérimentale des jets en appro-

fondissant l'analyse dans les zones et pour des grandeurs non accessibles expérimentalement. L'écoulement à l'intérieur du tube multi-perforé montre que l'influence des trous d'injection est limitée au voisinage des trous. Par ailleurs, l'écoulement cisailant amont est à l'origine de la formation d'une couche de cisaillement au niveau du bord intérieur des trous d'injection ( $z/d = -0,9$ ), la couche de cisaillement dans la moitié aval des jets étant amorcée sur le bord extérieur ( $z/d = 0$ ). Ceci est à l'origine de la dissymétrie des jets. Ainsi, la couche de cisaillement dans la partie amont du jet semble principalement pilotée par la forte déviation de l'écoulement principal dans le tube multi-perforé et par le débit dans le tube tandis que la partie aval semble davantage pilotée par le nombre de Reynolds à l'injection. Dans la région de jet libre, la présence de zones de recirculation étendues dues à l'effet fontaine, ainsi que la présence de structures tourbillonnaires plus ou moins cohérentes sont à l'origine d'un apport d'air chaud entre le fluide ambiant chauffé par la plaque d'impact et le jet froid.

### ► Optimisation du refroidissement du carter de turbine basse pression

Une répartition des transferts thermiques non uniforme le long de la rangée des jets n'est pas souhaitable, celle-ci entraînant des dilatations inhomogènes du carter. Les inhomogénéités des transferts thermiques le long de la rangée des jets dépendent de la distribution du cisaillement amont ( $VR$ ), de la distribution du débit en sortie de trous ( $Re_j$ ), de l'évolution du pas inter-trous le long de la rangée, d'éventuelles disparités sur la forme et le diamètre des trous, de l'évolution de la température des jets le long de la rangée. Parmi ces paramètres :

- ▷ L'influence du cisaillement amont sur les transferts thermiques est faible. L'évolution du cisaillement amont entre l'entrée et l'extrémité du tube LPTACC joue au second ordre sur les disparités des transferts thermiques.
- ▷ Une augmentation du débit sortant des trous entraîne une augmentation des transferts thermiques selon une loi puissance  $\overline{Nu}_{6d} \propto Re_j^n$  où  $0,6 \lesssim n \lesssim 0,8$ . Par ailleurs, l'étude bibliographique a mis en évidence que lorsque le rapport surfacique  $A_r$  vérifie  $A_r \gtrsim 5$ , la répartition du débit entre les trous est uniforme.

$$A_r = \frac{1}{N} \left( \frac{D}{d} \right)^2 \quad (6.8)$$

A noter également que la distribution du débit d'air le long de la rangée des jets ne dépend pas du débit à l'entrée du tube LPTACC.

- ▷ Une diminution du pas inter-trous au bout du tube LPTACC, observée pour un plan de perçage évolutif, entraîne une augmentation des transferts thermiques au bout du tube.
- ▷ Plus le diamètre des trous est faible, plus les incertitudes relatives,  $\Delta d/d$ , dues aux tolérances d'usinage sont importantes. Les disparités sur les transferts thermiques liées au diamètre et à la forme des trous sont ainsi plus prononcées. Ceci augmente par ailleurs les incertitudes sur l'estimation du nombre de Nusselt.

$$\frac{\Delta Nu}{Nu} = \frac{\Delta h}{h} + \frac{\Delta d}{d} \quad (6.9)$$

- ▷ Le tube LPTACC subit le rayonnement direct du carter de turbine chaud. Ainsi, l'air initialement frais à l'entrée du tube s'échauffe progressivement à mesure qu'il progresse dans le tube. La température des jets augmente donc le long de la rangée. Lorsque la température de la plaque est supérieure à  $T_{p,av} = 600K$ , l'étude bibliographique a mis en évidence, à l'extrémité du tube, une diminution d'une part du débit en sortie de trou et d'autre part de l'efficacité du refroidissement. Cette problématique n'a pas été analysée dans le cadre de ces travaux de thèse mais reste un aspect à prendre en compte dans l'optimisation du refroidissement du carter.

L'optimisation du refroidissement du carter de turbine basse pression passe par l'optimisation de la géométrie du tube LPTACC, c'est-à-dire du diamètre des trous  $d$  et du plan de perçage des trous (nombre de trous  $N$ , pas-inter-trous  $p$ ).

- ▷ La comparaison entre échelle 1 et 5 a mis en évidence que raisonner sur des paramètres géométriques adimensionnés par le diamètre des trous permet de s'affranchir des effets d'échelle. Une diminution du diamètre des trous entraîne par ailleurs une augmentation du nombre de Mach des jets. L'étude bibliographique a montré que, pour les jets compressibles, les transferts thermiques diminuent avec l'augmentation du nombre de Mach, l'influence du nombre de Mach étant négligeable lorsque  $Ma_j < 0,3$ .
- ▷ En fixant le nombre de Reynolds en sortie de trou, augmenter le nombre de trous composant le plan de perçage d'un tube LPTACC permet de refroidir davantage. Toutefois, cette augmentation du nombre de trous se fait au prix d'une augmentation des pertes de charge à travers le tube LPTACC. Dans l'environnement moteur, le débit d'air à l'entrée du tube est piloté par le rapport de pression entre le lieu de prélèvement en aval de la soufflante et la contre-pression dans la nacelle. Augmenter le nombre de trous entraîne donc une diminution du nombre de Reynolds en sortie de trous.

En fixant le débit d'air à l'entrée du tube, l'étude d'influence du pas inter-trous sur la plage  $2,25 < p/d < 5,8$  a montré qu'augmenter le pas inter-trous entraîne des transferts thermiques moyens,  $\overline{Nu}_{6d}$ , plus importants. L'optimisation du refroidissement du carter consiste à maximiser l'efficacité de refroidissement en minimisant le débit d'air prélevé. Dans cette optique, il est préférable d'augmenter le pas inter-trous (diminution du nombre de trou, rangée en quinconce). Augmenter de manière importante le pas inter-trous entraîne toutefois des points chauds à mi-distance entre les jets (température localement plus élevée au niveau des points chauds, dilatation inhomogène du carter).

- ▷ Au point d'impact, les transferts thermiques augmentent lorsque la distance d'impact diminue dans la plage de variation  $3 < H/d < 7$ . Loin des points d'impact, les transferts thermiques diminuent lorsque la distance d'impact diminue. En conséquence, les transferts thermiques moyens présentent un optimum. Cet optimum dépend de la surface considérée (diminution du  $H/d$  optimal avec la diminution de la surface), du pas inter-trous (diminution du  $H/d$  optimal avec la diminution du pas inter-trous) et du nombre de Reynolds (diminution du  $H/d$  optimal avec l'augmentation du nombre de Reynolds). En particulier, les transferts thermiques moyens,  $\overline{Nu}_{6d}$ , sont maximaux pour  $3 < H/d < 5$  dans les plages rencontrées dans l'environnement moteur ( $2,25 < p/d < 5,8$  et  $1500 < Re_j < 5000$ ).

## Perspectives

Au terme de ces travaux de thèse, plusieurs pistes restent encore à approfondir.

► Comme il a été souligné tout au long du manuscrit, un nombre important de paramètres géométriques, aérodynamiques et thermiques jouent sur les transferts thermiques associés aux jets issus du tube LPTACC. Ces travaux de thèse se sont ainsi attachés à présenter les principaux paramètres d'influence ( $H/d$ ,  $p/d$ ,  $Re_j$ ,  $VR$ ).

▷ Une piste consiste à élargir l'étude aux paramètres jouant au second ordre. L'étude bibliographique a notamment mis en évidence la faible influence sur les transferts thermiques de l'épaisseur du tube LPTACC dans la plage  $0,8 < e/d < 1,2$ , du nombre de Mach lorsque  $Ma_j < 0,3$ , et de la température de la plaque lorsque  $T_p < 600K$ . Un axe d'étude consiste à approfondir l'analyse en dehors de ces plages de variation.

▷ L'élaboration d'une corrélation pour le nombre de Nusselt constitue également une piste d'approfondissement. L'étude d'influence a mis en évidence d'une part que  $H/d$ ,  $p/d$  et  $Re_j$  jouent au premier ordre, et d'autre part que les influences de ces paramètres sont étroitement liées entre eux. Cet aspect rend difficile l'élaboration d'une corrélation en s'appuyant uniquement sur trois valeurs testées pour  $H/d$ ,  $p/d$  et  $Re_j$  ( $H/d = 3 - 5 - 7$ ;  $p/d = 2,25 - 3,5 - 5,8$ ;  $Re_j = 1500 - 3000 - 5000$ ). Une campagne d'essais balayant un nombre plus important de configurations reste encore à mener afin d'élaborer une corrélation pertinente du nombre de Nusselt.

► Un second axe d'étude porte sur un approfondissement des mesures réalisées par technique PIV et par thermographie infrarouge :

▷ La technique de la tomographie par image de particule (tomo-PIV) permet de mesurer les trois composantes de la vitesse dans un volume de mesure complet 3D. Tout comme pour la PIV planaire, le principe de base consiste à enregistrer avec plusieurs caméras des images d'un volume d'air. L'écoulement estensemencé et éclairé à deux instants proches par une nappe laser délibérément épaisse. Cette technique permet d'une part de caractériser les jets de manière 3D, et d'autre part d'étudier les champs de vitesse des jets issus d'un tube LPTACC échelle 1 en s'affranchissant de la contrainte de l'épaisseur du plan laser. A noter toutefois que la mise en place de la tomo-PIV est bien plus contraignante (4 à 6 caméras) et le post-traitement bien plus lourd. Aussi, cet axe d'étude nécessite d'isoler un nombre très limité de configurations en s'appuyant notamment sur les études d'influence présentées dans ces travaux de thèse.

▷ Dans cette étude, la résolution spatiale des champs de vitesse mesurés par technique PIV ne permet pas d'identifier précisément les plus petites structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement et en proche paroi, ce choix étant motivé par le besoin de visualiser une large zone d'étude comprenant plusieurs jets. Par ailleurs, la fréquence des images étant relativement faible ( $25Hz$ ), ces travaux ne permettent pas un suivi des structures tourbillonnaires dans le temps. Afin d'approfondir l'analyse instationnaire des structures tourbillonnaires, un axe d'étude peut consister à se restreindre à une zone d'intérêt réduite du jet afin d'augmenter la résolution, et à augmenter la fréquence d'acquisition dans l'optique de mieux identifier les transferts thermiques liés à des phénomènes instationnaires.

▷ Une piste d'amélioration peut par ailleurs consister à déterminer la distribution du nombre de Nusselt sur la face impactée par les jets à l'aide d'une méthode inverse reposant sur une méthode des moindres carrés plutôt que sur un bilan de flux ou une approche itérative. Ceci permettrait très probablement d'améliorer l'estimation locale du nombre de Nusselt au niveau de l'effet fontaine, là où un second pic a été observé uniquement par modélisation numérique.

► En couplant mesures de champs de vitesse par technique PIV et mesures de la distribution du nombre de Nusselt par thermographie infrarouge, les différentes configurations testées constituent une base de données solide pour valider des codes numériques. En particulier, cet aspect a été illustré

dans ces travaux via un code reposant sur une approche LES. Les coûts de calcul d'une telle approche (118k hCPU) restent néanmoins trop élevés d'un point de vue industriel. Aussi, un axe d'étude peut consister à modéliser une configuration testée expérimentalement par une approche RANS moins couteuse en temps de calcul et plus proche des réalités industrielles.





# Bibliographie

- AHMED, F., TUCHOLKE, R., WEIGAND, B. et MEIER, K. (2011). *Numerical Investigation of Heat Transfer and Pressure Drop Characteristics for Different Hole Geometries of a Turbine Casing Impingement Cooling System*, volume 5. Journal Abbreviation : Proceedings of the ASME Turbo Expo Publication Title : Proceedings of the ASME Turbo Expo. (page [41](#), [42](#), [156](#))
- AILLAUD, P. (2017). *Simulations aux grandes échelles pour le refroidissement d'aubages de turbine haute-pressure*. These de doctorat, Toulouse, INPT. (page [6](#))
- AILLAUD, P., DUCHAINE, F., GICQUEL, L. Y. M. et DIDORALLY, S. (2016). Secondary peak in the Nusselt number distribution of impinging jet flows : A phenomenological analysis. *Physics of Fluids*, 28(9):095110. Publisher : American Institute of Physics. (page [22](#), [161](#), [162](#))
- ANDREINI, A. et DA SOGHE, R. (2012). Numerical Characterization of Aerodynamic Losses of Jet Arrays for Gas Turbine Applications. pages 921–929. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection. (page [35](#), [36](#), [37](#), [39](#), [40](#), [41](#), [44](#), [129](#), [196](#))
- ANDREINI, A., DA SOGHE, R., FACCHINI, B., MAIUOLO, F., TARCHI, L. et COUTANDIN, D. (2013). Experimental and Numerical Analysis of Multiple Impingement Jet Arrays for an Active Clearance Control System. pages 287–299. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection. (page [156](#))
- ASHFORTH-FROST, S. et JAMBUNATHAN, K. (1996). Effect of nozzle geometry and semi-confinement on the potential core of a turbulent axisymmetric free jet. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 23(2):155–162. Number : 2. (page [15](#), [16](#), [17](#), [18](#), [23](#), [24](#))
- ATTALLA, M. et SALEM, M. (2014). Heat transfer from a flat surface to an inclined impinging jet. *Heat and Mass Transfer*, 50(7):915–922. (page [24](#))
- BALARAS, E. (2004). Modeling complex boundaries using an external force field on fixed Cartesian grids in large-eddy simulations. *Computers & Fluids*, 33(3):375–404. (page [165](#))
- BAUGHN, J. W. et SHIMIZU, S. (1989). Heat Transfer Measurements From a Surface With Uniform Heat Flux and an Impinging Jet. *Journal of Heat Transfer*, 111(4):1096–1098. Number : 4 Publisher : American Society of Mechanical Engineers Digital Collection. (page [6](#), [22](#), [23](#), [155](#))
- BAYDAR, E. et OZMEN, Y. (2005). An experimental investigation on flow structures of confined and unconfined impinging air jets. *Heat and Mass Transfer*, 42(4):338. (page [24](#))
- BEHNIA, M., PARNEIX, S., SHABANY, Y. et DURBIN, P. A. (1999). Numerical study of turbulent heat transfer in con@ned and uncon@ned impinging jets. page 9. (page [156](#))
- BEITLER, R., SAUNDERS, A. et WANGER, R. (1980). Fuel conservation through active control of rotor clearances. In *16th Joint Propulsion Conference*, Joint Propulsion Conferences. American Institute of Aeronautics and Astronautics. (page [2](#))
- BEN AHMED, F., WEIGAND, B. et MEIER, K. (2011). Heat Transfer and Pressure Drop Characteristics for a Turbine Casing Impingement Cooling System. pages 199–212. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection. (page [43](#), [44](#))

- BREVET, P., DORIGNAC, E. et VULLIERME, J. (2001). Mach Number Effect On Jet Impingement Heat Transfer. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 934(1):409–416. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1111/j.1749-6632.2001.tb05877.x>. (page 25, 28, 43)
- CARCASCI, C. (1999). An experimental investigation on air impinging jets using visualisation methods. *International Journal of Thermal Sciences*, 38(9):808–818. Number : 9. (page 30)
- CARLOMAGNO, G. M. et IANIRO, A. (2014). Thermo-fluid-dynamics of submerged jets impinging at short nozzle-to-plate distance : A review. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 58:15–35. (page 8)
- COCCHI, L., PICCHI, A., FACCHINI, B., DA SOGHE, R., MAZZEI, L., TARCHI, L., DESCAMPS, L. et ROTENBERG, M. (2021). Effect of Jet-to-Jet Distance and Pipe Position on Flow and Heat Transfer Features of Active Clearance Control Systems. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection. (page 42, 44)
- COOPER, D., JACKSON, D. C., LAUNDER, B. E. et LIAO, G. X. (1993). Impinging jet studies for turbulence model assessment—I. Flow-field experiments. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36(10):2675–2684. (page 155)
- CORNARO, C., FLEISCHER, A. S. et GOLDSTEIN, R. J. (1999). Flow visualization of a round jet impinging on cylindrical surfaces. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 20(2):66–78. (page 20)
- CRAFT, T. J., LAUNDER, B. E. et SUGA, K. (1996). Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 17(2):108–115. (page 155)
- DA SOGHE, R. et ANDREINI, A. (2013). Numerical Characterization of Pressure Drop Across the Manifold of Turbine Casing Cooling System. *Journal of Turbomachinery*, 135(3). (page 33, 40, 41)
- DA SOGHE, R., FACCHINI, B., MAIUOLO, F., MICIO, M. et TARCHI, L. (2011). Discharge coefficient characterization of jet array impingement holes for an active clearance control system. *9th European Conference on Turbomachinery : Fluid Dynamics and Thermodynamics, ETC 2011 - Conference Proceedings*, 2:1371–1384. (page 35, 36, 38)
- DA SOGHE, R., FACCHINI, B., MICIO, M. et ANDREINI, A. (2012). Aerothermal Analysis of a Turbine Casing Impingement Cooling System. ISSN : 1023-621X Pages : e103583 Publisher : Hindawi Volume : 2012. (page 44)
- DA SOGHE, R., FACCHINI, B., MICIO, M. et COUTANDIN, D. (2013). Heat Transfer and Pressure Drop Analysis of a Turbine Casing Impingement Cooling System. pages 301–310. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection. (page 38, 39, 41, 42, 43, 50, 129, 140)
- DA SOGHE, R., MAZZEI, L., TARCHI, L., COCCHI, L., PICCHI, A., FACCHINI, B., DESCAMPS, L., GIRARDEAU, J. et SIMON, M. (2021). Development of Experimental and Numerical Methods for the Analysis of Active Clearance Control Systems1. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 143(2). (page 43, 44, 156, 162, 192)
- DAIRAY, T. (2013). *Simulation haute fidélité de l'aérothermique d'un jet en impact*. phdthesis, Université de Poitiers. (page 7, 163)
- DAIRAY, T., FORTUNÉ, V., LAMBALLAIS, E. et BRIZZI, L. E. (2014). LES of a turbulent jet impinging on a heated wall using high-order numerical schemes. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 50:177–187. (page 161)
- DEARDORFF, J. W. (1970). A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 41(2):453–480. Publisher : Cambridge University Press. (page 158)
- DESANDO, A. (2019). *Aircraft Engine Efficiency Improvement through an Innovative Active Clearance Control System*. Thèse de doctorat, Politecnico di Torino, Italie. (page 4)

- DEWAN, A., DUTTA, R. et SRINIVASAN, B. (2012). Recent Trends in Computation of Turbulent Jet Impingement Heat Transfer. *Heat Transfer Engineering*, 33(4-5):447–460. Publisher : Taylor & Francis \_eprint : <https://doi.org/10.1080/01457632.2012.614154>. (page 7, 8, 153, 155, 160)
- DHAMANKAR, N. S., BLAISDELL, G. A. et LYRINTZIS, A. S. (2015). An Overview of Turbulent Inflow Boundary Conditions for Large Eddy Simulations (Invited). In *22nd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*, AIAA AVIATION Forum. American Institute of Aeronautics and Astronautics. (page 161)
- DURBIN, P. (1991). Near-wall turbulence closure modeling without “damping functions”. (page 154)
- EKKAD, S. V. et SINGH, P. (2021). A Modern Review on Jet Impingement Heat Transfer Methods. *Journal of Heat Transfer*, 143(6). (page 7, 8)
- ESCH, T. (2003). Heat transfer predictions based on two-equation turbulence models with advanced wall treatment. *undefined*. (page 156)
- FADLUN, E. A., VERZICCO, R., ORLANDI, P. et MOHD-YUSOF, J. (2000). Combined Immersed-Boundary Finite-Difference Methods for Three-Dimensional Complex Flow Simulations. *Journal of Computational Physics*, 161(1):35–60. (page 165)
- FAVRE, A. J. A. (1992). Formulation of the Statistical Equations of Turbulent Flows with Variable Density. In GATSKI, T. B., SPEZIALE, C. G. et SARKAR, S., éditeurs : *Studies in Turbulence*, pages 324–341. Springer, New York, NY. (page 157)
- FLORSCHUETZ, L. W., TRUMAN, C. R. et METZGER, D. E. (1981). Streamwise Flow and Heat Transfer Distributions for Jet Array Impingement with Crossflow. *Journal of Heat Transfer*, 103(2): 337–342. (page 7, 33)
- FÉNOT, M. (2004). *Etude du refroidissement par impact de jets : application aux aubes de turbines*. These de doctorat, Poitiers. (page 27)
- FÉNOT, M. et DORIGNAC, E. (2016). Heat transfer and flow structure of an impinging jet with upstream flow. *International Journal of Thermal Sciences*, 109:386–400. (page 37, 38, 43, 44, 74, 78, 92)
- FÉNOT, M., DORIGNAC, E. et LANTIER, R. (2021). Heat transfer and flow structure of a hot annular impinging jet. *International Journal of Thermal Sciences*, 170:107091. (page 12)
- FÉNOT, M., TRINH, X. T. et DORIGNAC, E. (2019). Flow and heat transfer of a compressible impinging jet. *International Journal of Thermal Sciences*, 136:357–369. (page 25, 26, 28, 43)
- FÉNOT, M., VULLIERME, J. J. et DORIGNAC, E. (2005). Local heat transfer due to several configurations of circular air jets impinging on a flat plate with and without semi-confinement. *International Journal of Thermal Sciences*, 44(7):665–675. Number : 7. (page 31, 155)
- GARDON, R. et AKFIRAT, J. C. (1965). The role of turbulence in determining the heat-transfer characteristics of impinging jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 8(10):1261–1272. (page 23)
- GAUNTNER, J. W., HRYCAK, P. et LIVINGOOD, J. N. B. (1970). Survey of literature on flow characteristics of single turbulent jet impinging on flat plate. NASA Technical Note (TN) 19700009658. Issue : 19700009658. (page 6, 15, 16, 17, 75)
- GEERS, L. F. G. (2004). Multiple impinging jet arrays. An experimental study on flow and heat transfer. (page 7, 30)
- GEERS, L. F. G., TUMMERS, M. J. et HANJALIĆ, K. (2004). Experimental investigation of impinging jet arrays. *Experiments in Fluids*, 36(6):946–958. (page 30)
- GERMANO, M., PIOMELLI, U., MOIN, P. et CABOT, W. H. (1991). A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3(7):1760–1765. Publisher : American Institute of Physics. (page 159)

- GHIAS, R., MITTAL, R. et DONG, H. (2007). A sharp interface immersed boundary method for compressible viscous flows. *Journal of Computational Physics*, 225(1):528–553. (page 165)
- GOLDSTEIN, R., BEHBAHANI, A. et HEPPELMANN, K. (1986). Streamwise distribution of the recovery factor and the local heat transfer coefficient to an impinging circular air jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 29(8):1227–1235. (page 6, 7)
- GOLDSTEIN, R. J. et FRANCHETT, M. E. (1988). Heat Transfer From a Flat Surface to an Oblique Impinging Jet. *Journal of Heat Transfer*, 110(1):84–90. (page 24)
- GOLDSTEIN, R. J. et SEOL, W. S. (1991). Heat transfer to a row of impinging circular air jets including the effect of entrainment. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 34(8):2133–2147. Number : 8 Publisher : Pergamon. (page 7, 31)
- GOLDSTEIN, R. J., SOBOLIK, K. A. et SEOL, W. S. (1990). Effect of Entrainment on the Heat Transfer to a Heated Circular Air Jet Impinging on a Flat Surface. *Journal of Heat Transfer*, 112(3):608–611. (page 27, 28)
- GRENSON, P. (2016). *Caractérisation expérimentale et simulations numériques d'un jet chaud impactant*. phdthesis, INSTITUT SUPERIEUR DE L'AERONAUTIQUE ET DE L'ESPACE (ISAE). (page 6, 7, 156)
- GRENSON, P., LÉON, O., REULET, P. et AUPOIX, B. (2016). Investigation of an impinging heated jet for a small nozzle-to-plate distance and high Reynolds number : An extensive experimental approach. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 102:801–815. (page 22)
- GRITSCH, M., SCHULZ, A. et WITTIG, S. (1998). Method for Correlating Discharge Coefficients of Film-Cooling Holes. *AIAA Journal*, 36(6):976–980. Publisher : American Institute of Aeronautics and Astronautics. (page 33, 34)
- GULATI, P., KATTI, V. et PRABHU, S. V. (2009). Influence of the shape of the nozzle on local heat transfer distribution between smooth flat surface and impinging air jet. *International Journal of Thermal Sciences*, 48(3):602–617. Number : 3. (page 76)
- HADŽIABDIĆ, M. et HANJALIĆ, K. (2008). Vortical structures and heat transfer in a round impinging jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 596:221–260. Publisher : Cambridge University Press. (page 22, 160, 161)
- HADZIABDIC, M. (2006). LES, RANS and combined simulation of impinging flows and heat transfer. (page 7)
- HAN, B. et GOLDSTEIN, R. J. (2001). Jet-Impingement Heat Transfer in Gas Turbine Systems. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 934(1):147–161. \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1111/j.1749-6632.2001.tb05849.x>. (page 7, 8)
- HENDRICKS, R. C., STEINETZ, B. M. et BRAUN, M. J. (2004). Turbomachine Sealing and Secondary Flows. Rapport technique. (page 3, 4)
- HEYERICHS, K. et POLLARD, A. (1996). Heat transfer in separated and impinging turbulent flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 39(12):2385–2400. (page 155)
- HÄLLQVIST, T. (2006). Large Eddy Simulation of Impinging Jets with Heat Transfer. (page 161)
- HOFMANN, H. M., KAISER, R., KIND, M. et MARTIN, H. (2007). Calculations of Steady and Pulsating Impinging Jets—An Assessment of 13 Widely used Turbulence Models. *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals*, 51(6):565–583. Publisher : Taylor & Francis \_eprint : <https://doi.org/10.1080/10407790701227328>. (page 155)
- IDEL'CHIK, I. E. (1960). Handbook of Hydraulic Resistance. page 526. (page 35)
- JAMBUNATHAN, K., LAI, E., MOSSE, M. A. et BUTTON, B. L. (1992). A review of heat transfer data for single circular jet impingement. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 13(2):106–115. Number : 2 Publisher : Elsevier. (page 6, 8, 18, 22, 23, 24, 25, 28, 75, 96)

- JEFFERS, N., STAFFORD, J., CONWAY, C., PUNCH, J. et WALSH, E. (2016). The influence of the stagnation zone on the fluid dynamics at the nozzle exit of a confined and submerged impinging jet. *Experiments in Fluids*, 57(2):17. (page 18)
- JONES, W. P. et LAUNDER, B. E. (1972). The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(2):301–314. (page 153)
- KATAOKA, K., SUGURO, M., DEGAWA, H., MARUO, K. et MIHATA, I. (1987). The effect of surface renewal due to largescale eddies on jet impingement heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 30(3):559–567. Number : 3. (page 17, 19, 23)
- KATTI, V. et PRABHU, S. V. (2008). Experimental study and theoretical analysis of local heat transfer distribution between smooth flat surface and impinging air jet from a circular straight pipe nozzle. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(17):4480–4495. (page 21, 22, 25)
- KATTI, V. V., YASASWY, S. N. et PRABHU, S. V. (2011). Local heat transfer distribution between smooth flat surface and impinging air jet from a circular nozzle at low Reynolds numbers. *Heat and Mass Transfer*, 47(3):237–244. Number : 3. (page 21, 22, 23, 25, 28, 76)
- KNIPSER, C., HORN, W. et STAUDACHER, S. (2010). Aircraft Engine Performance Improvement by Active Clearance Control in Low Pressure Turbines. pages 73–82. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection. (page 3)
- KOLMOGOROV, A. N. (1991). The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers. *Proceedings : Mathematical and Physical Sciences*, 434(1890):9–13. Publisher : The Royal Society. (page 149)
- KOOPMAN, . N. et SPARROW, E. M. (1976). Local and average transfer coefficients due to an impinging row of jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 19(6):673–683. Number : 6 Publisher : Pergamon. (page 30)
- KUANG, J. J., WANG, X. L., LU, T. J. et KIM, T. (2016). Role of Laminar Length of Round Jet Impinging on Metal Foams. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 30(1):103–110. Number : 1 Publisher : American Institute of Aeronautics and Astronautics. (page 17, 18, 22, 28)
- LAROCHE, E., FENOT, M., DORIGNAC, E., VUILLERME, J.-J., BRIZZI, L. E. et LARROYA, J. C. (2017). A Combined Experimental and Numerical Investigation of the Flow and Heat Transfer Inside a Turbine Vane Cooled by Jet Impingement. *Journal of Turbomachinery*, 140(3). (page 6, 156, 162)
- LATTIME, S. et STEINETZ, B. (2012). Turbine Engine Clearance Control Systems : Current Practices and Future Directions. In *38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. American Institute of Aeronautics and Astronautics. \_eprint : <https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.2002-3790>. (page 4)
- LAUNDER, B. E. et SPALDING, D. B. (1974). The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3(2):269–289. (page 153)
- LEE, Sang-Joon, J. L. (1999). Stagnation Region Heat Transfer of a Turbulent Axisymmetric Jet Impingement. *Experimental Heat Transfer*, 12(2):137–156. Publisher : Taylor & Francis \_eprint : <https://doi.org/10.1080/089161599269753>. (page 21, 22, 23, 28)
- LIEPMANN, D. et GHARIB, M. (1992). The role of streamwise vorticity in the near-field entrainment of round jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 245:643–668. Publisher : Cambridge University Press. (page 19, 20)
- LODATO, G., VERVISCH, L. et DOMINGO, P. (2009). A compressible wall-adapting similarity mixed model for large-eddy simulation of the impinging round jet. *Physics of Fluids*, 21(3):035102. Publisher : American Institute of Physics. (page 161)
- LYTLE, D. et WEBB, B. W. (1994). Air jet impingement heat transfer at low nozzle-plate spacings. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 37(12):1687–1697. Number : 12 Publisher : Pergamon. (page 76)

- MAO, J., YAO, T., HAN, X., HE, Z. et HE, K. (2018). Numerical study of the radiation effect on the jet array impinging heat transfer in a feeding pipe. *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications*, 73(2):125–142. Publisher : Taylor & Francis \_eprint : <https://doi.org/10.1080/10407782.2017.1421357>. (page 34, 36, 39, 40, 44)
- MARTIN, H. (1977). Heat and Mass Transfer between Impinging Gas Jets and Solid Surfaces. In HARTNETT, J. P. et IRVINE, T. F., éditeurs : *Advances in Heat Transfer*, volume 13, pages 1–60. Elsevier. (page 7, 18, 33)
- MARZEC, K. et KUCABA-PIETAL, A. (2014). Heat transfer characteristic of an impingement cooling system with different nozzle geometry. *Journal of Physics : Conference Series*, 530:012038. (page 35)
- MARZEC, K. et KUCABA-PIETAL, A. (2016). (5) (PDF) Numerical investigation of a heat transfer characteristics of an impingement cooling system with non-uniform temperature on a cooled surface. (page 156)
- MCNAUGHTON, K. J. et SINCLAIR, C. G. (1966). Submerged jets in short cylindrical flow vessels. *Journal of Fluid Mechanics*, 25(2):367–375. Number : 2 Publisher : Cambridge University Press. (page 17, 22)
- MENTER, F. (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. (page 154)
- MERCI, B., VIERENDEELS, J., DE LANGHE, C. et DICK, E. (2003). Numerical simulation of heat transfer of turbulent impinging jets with two-equation turbulence models. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 13(1):110–132. Publisher : MCB UP Ltd. (page 155)
- MI, J., NATHAN, G. J. et NOBES, D. S. (2001a). Mixing Characteristics of Axisymmetric Free Jets From a Contoured Nozzle, an Orifice Plate and a Pipe. *Journal of Fluids Engineering*, 123(4):878–883. (page 15, 16, 17, 28)
- MI, J., NOBES, D. S. et NATHAN, G. J. (2001b). Influence of jet exit conditions on the passive scalar field of an axisymmetric free jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 432:91–125. Publisher : Cambridge University Press. (page 20, 21)
- MILLER, D. S. (1990). *Internal Flow Systems : Design and Performance Prediction*. Gulf Publishing Company. Google-Books-ID : CbhrQgAACAAJ. (page 35)
- MOSER, R. D., KIM, J. et MANSOUR, N. N. (1999). Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to  $Re_t=590$ . *Physics of Fluids*, 11(4):943–945. Publisher : American Institute of Physics. (page 150)
- NEAL, D. R., SCIACCHITANO, A., SMITH, B. L. et SCARANO, F. (2015). Collaborative framework for PIV uncertainty quantification : the experimental database. *Measurement Science and Technology*, 26(7):074003. Publisher : IOP Publishing. (page 70)
- NICOUD, F. et DUCROS, F. (1999). Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor. *Flow, Turbulence and Combustion*, 62(3):183–200. (page 159)
- O'DONOVAN, T. S. et MURRAY, D. B. (2007). Jet impingement heat transfer – Part II : A temporal investigation of heat transfer and local fluid velocities. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50(17):3302–3314. Number : 17. (page 23, 24, 28)
- OLSSON, M. et FUCHS, L. (1998). Large eddy simulations of a forced semiconfined circular impinging jet. *Physics of Fluids*, 10(2):476–486. Publisher : American Institute of Physics. (page 161)
- PACHPUTE, S. et PREMACHANDRAN, B. (2020). Turbulent multi-jet impingement cooling of a heated circular cylinder. *International Journal of Thermal Sciences*, 148:106167. (page 6, 42, 44, 156, 157)

- PARK, T. S. et SUNG, H. J. (2001). Development of a near-wall turbulence model and application to jet impingement heat transfer. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 22(1):10–18. (page 156)
- PAWAR, S. et PATEL, D. K. (2020). The Impingement Heat Transfer Data of Inclined Jet in Cooling Applications : A Review. *Journal of Thermal Science*, 29(1):1–12. (page 23)
- PHAM, M.-V. (2005). *Analyse expérimentale : simulation directe et des grandes échelles d'un panache thermique tridimensionnel en rotation*. These de doctorat, Poitiers. (page 164)
- PIOMELLI, U. et BALARAS, E. (2002). Wall-Layer Models for Large-Eddy Simulations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 34(1):349–374. \_eprint : <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.34.082901.144919>. (page 160)
- POPIEL, C. O. et TRASS, O. (1991). Visualization of a free and impinging round jet. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 4(3):253–264. (page 19, 20)
- ROBERT, C. et CASELLA, G. (2004). *Monte Carlo Statistical Methods*. Springer Texts in Statistics. Springer-Verlag, New York, 2 édition. (page 70)
- ROHLFS, W., HAUSTEIN, H. D., GARBRECHT, O. et KNEER, R. (2012). Insights into the local heat transfer of a submerged impinging jet : Influence of local flow acceleration and vortex-wall interaction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55(25):7728–7736. (page 22, 163)
- ROUX, S. (2011). *Contribution expérimentale à l'aérothermique d'un jet en impact forcé acoustiquement*. phdthesis, Université de Poitiers. (page 7, 28)
- ROUX, S., FÉNOT, M., LALIZEL, G., BRIZZI, L. E. et DORIGNAC, E. (2011). Experimental investigation of the flow and heat transfer of an impinging jet under acoustic excitation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54(15):3277–3290. Number : 15. (page 20, 23)
- SCIACCHITANO, A., NEAL, D. R., SMITH, B. L., WARNER, S. O., VLACHOS, P. P., WIENEKE, B. et SCARANO, F. (2015). Collaborative framework for PIV uncertainty quantification : comparative assessment of methods. *Measurement Science and Technology*, 26(7):074004. Publisher : IOP Publishing. (page 70)
- SCIACCHITANO, A. et WIENEKE, B. (2016). PIV uncertainty propagation. *Measurement Science and Technology*, 27(8):084006. Publisher : IOP Publishing. (page 71)
- SHUM-KIVAN, F., DUCHAINE, F. et GICQUEL, L. (2014). Large-Eddy Simulation and Conjugate Heat Transfer in a Round Impinging Jet. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection. (page 161)
- SOLEIMANI NIA, M., MAXWELL, B., OSHKAI, P. et DJILALI, N. (2018). Experimental and numerical investigation of turbulent jets issuing through a realistic pipeline geometry : Asymmetry effects for air, helium, and hydrogen. *International Journal of Hydrogen Energy*, 43(19):9379–9398. (page 38)
- SOLEIMANI NIA, M., MAXWELL, B., OSHKAI, P. et DJILALI, N. (2020). Measurements of flow velocity and scalar concentration in turbulent multi-component jets : asymmetry and buoyancy effects. *Experiments in Fluids*, 61(3):76. (page 38)
- THIBAULT, D. (2009). *Etude du refroidissement par impact de jets à travers une paroi mince et avec un écoulement cisailant amont : application aux aubes de turbines*. phdthesis, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers. (page 6, 7, 41, 42, 43, 50)
- TRAN, H. et PLOURDE, F. (2014). Computing compressible internal flows by means of an Immersed Boundary Method. *Computers & Fluids*, 97. (page 164, 165)
- TRINH, X. T. (2015). *Etude de l'influence de l'injection sur l'aérothermique de jets en impact*. phdthesis, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers. (page 52)



- TSUJIMOTO, K., ISHIKURA, T., SHAKOUCHI, T. et ANDO, T. (2009). Direct Numerical Simulation of Active-Controlled Impinging Jets. (page 163)
- UDDIN, N. (2008). Turbulence modeling of complex flows in CFD. Accepted : 2008-10-01. (page 7)
- UDDIN, N., NEUMANN, S. O. et WEIGAND, B. (2013). LES simulations of an impinging jet : On the origin of the second peak in the Nusselt number distribution. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 57(1):356–368. (page 160, 161)
- VINZE, R., CHANDEL, S., LIMAYE, M. D. et PRABHU, S. V. (2016). Influence of jet temperature and nozzle shape on the heat transfer distribution between a smooth plate and impinging air jets. *International Journal of Thermal Sciences*, 99:136–151. (page 27, 28, 76)
- VIOLATO, D., IANIRO, A., CARDONE, G. et SCARANO, F. (2012). Three-dimensional vortex dynamics and convective heat transfer in circular and chevron impinging jets. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 37:22–36. (page 20)
- VISKANTA, R. (1993). Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 6(2):111–134. Number : 2 Publisher : Elsevier. (page 7, 8, 18, 30)
- WIENEKE, B. (2015). PIV uncertainty quantification from correlation statistics. *Measurement Science and Technology*, 26(7):074002. Publisher : IOP Publishing. (page 71)
- WILCOX, D. (1988). Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. (page 154)
- WILCOX, D. C. (1992). Dilatation-dissipation corrections for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 30(11):2639–2646. Publisher : American Institute of Aeronautics and Astronautics. (page 154)
- WISEMAN, M. et GUO, T.-H. (2001). An investigation of life extending control techniques for gas turbine engines. In *Proceedings of the 2001 American Control Conference. (Cat. No.01CH37148)*, volume 5, pages 3706–3707 vol.5. ISSN : 0743-1619. (page 2)
- WRIGHT, W. (2004). An Evaluation of Jet Impingement Heat Transfer Correlations for Piccolo Tube Application. (page 7, 8)
- YAN, X. et SANIEI, N. (1996). Measurements of Local Heat Transfer Coefficients from a Flat Plate to a Pair of Circular Air Impinging Jets. *Experimental Heat Transfer*, 9(1):29–47. Number : 1 Publisher : Taylor & Francis \_eprint : <https://doi.org/10.1080/08916159608946512>. (page 30, 31)
- YANG, J. et BALARAS, E. (2006). An embedded-boundary formulation for large-eddy simulation of turbulent flows interacting with moving boundaries. *Journal of Computational Physics*, 215(1):12–40. (page 165)
- ZUCKERMAN, N. et LIOR, N. (2005). Impingement Heat Transfer : Correlations and Numerical Modeling. *Journal of Heat Transfer*, 127(5):544–552. Number : 5. (page 7, 8, 18, 155, 156)

## Résumé

Cette thèse est consacrée à l'étude du refroidissement par impact d'une rangée de jets issus d'un tube multi-perforé. Cette configuration particulière trouve son application dans le refroidissement du carter de turbine basse pression d'un turboréacteur et se caractérise par un régime d'écoulement transitionnel ou faiblement turbulent ( $1500 < Re_j < 5000$ ), ainsi qu'un écoulement cisaillant entre le cœur du tube multi-perforé et les perforations. Un banc d'essais, échelle 5, a été mis en place afin de reproduire l'impact des jets rencontré dans l'environnement moteur. La structure aérodynamique des jets est déterminée à partir des champs de vitesses instantanées obtenus par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV), les transferts thermiques sont estimés à partir de la distribution du nombre de Nusselt obtenue par technique de thermographie infrarouge. La caractérisation des jets et l'efficacité du refroidissement ont été analysées à travers une étude d'influence des paramètres de similitude géométriques (distance d'impact, pas inter-trous) et aérodynamiques (nombre de Reynolds à l'injection, cisaillement de l'écoulement dans le tube). La similitude d'échelle, basée sur le diamètre des perforations, est par ailleurs validée à partir d'un banc d'essais spécifiquement échelle 1. L'étude numérique se base sur une approche aux grandes échelles (LES) par méthode des frontières immergées. La validation du code numérique est effectuée sur une configuration testée expérimentalement. Elle a mis en évidence la capacité du modèle LES à reproduire d'une part, la structure aérodynamique des jets dans les différentes zones caractéristiques, et d'autre part, à estimer correctement la distribution du nombre de Nusselt. La modélisation d'une rangée de jets augmente considérablement les coûts de calcul du fait de la dimension importante du domaine. Une méthodologie de modélisation de tels jets a été présentée à travers une étude sur la définition des conditions limites et sur le maillage.

**Mots clés :** Jets, Régime transitionnel, Écoulement cisaillé, Nombre de Nusselt, Transfert de chaleur, Turbines–Refroidissement, Thermographie, Vélocimétrie par images de particules, Simulation des grandes échelles, Méthode des frontières immergées.

## Abstract

This PhD thesis focuses on the impingement cooling of a row of jets emerging from a perforated pipe. The low-pressure turbine casing cooling system of a turbojet engine involves this specific cooling configuration. Jet flow velocity and heat transfer are studied both experimentally and numerically. Jets are characterized by a transitional or weakly turbulent flow ( $1500 < Re_j < 5000$ ), and an upstream crossflow in the perforated pipe. A 5 scale test bench was developed to reproduce jet impingement in the operating conditions of an aircraft engine. Particle Image Velocimetry (PIV) and Infrared Thermography were performed to determine flow velocity fields and local Nusselt number distribution along the impinged plate. Jet characterization and cooling efficiency have been investigated through a parametric study of geometrical similarity parameters (injection-to-plate distance, center-to-center jet spacing) and aerodynamic similarity parameters (jet Reynolds number, upstream crossflow). The scale similarity, based on the hole diameter, has been validated with a 1 scale test bench. The numerical study is based on a large eddy simulation approach (LES) using an immersed boundary method. The numerical model validation is performed on a configuration tested experimentally. Numerical and experimental results show a very good agreement with both jet flow structure and Nusselt number distribution. Row of jets modeling leads to a vast simulation domain and a drastic increase of the computational cost. A methodology for this specific configuration modelling has been presented through the analysis of boundary conditions and mesh definition.

**Keywords:** Jets, Transitional flow, Shear flow, Nusselt number, Heat–Transmission, Turbines–Cooling, Thermography, Particle image velocimetry, Large eddy simulation, Immersed boundary method.