



HAL
open science

Simulations aux grandes échelles pour le refroidissement d'aubages de turbine haute-pression

Pierre Aillaud

► **To cite this version:**

Pierre Aillaud. Simulations aux grandes échelles pour le refroidissement d'aubages de turbine haute-pression. Autre. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2017. Français. NNT : 2017INPT0108 . tel-04225006

HAL Id: tel-04225006

<https://theses.hal.science/tel-04225006>

Submitted on 2 Oct 2023

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.



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Discipline ou spécialité :

Energétique et Transferts

Présentée et soutenue par :

M. PIERRE AILLAUD

le jeudi 21 décembre 2017

Titre :

Simulations aux grandes échelles pour le refroidissement d'aubages de turbine haute-pression

Ecole doctorale :

Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés (MEGeP)

Unité de recherche :

Centre Européen de Recherche et Formation Avancées en Calcul Scientifique (CERFACS)

Directeur(s) de Thèse :

M. LAURENT GICQUEL

M. FLORENT DUCHAINE

Rapporteurs :

M. ERIC LAMBALLAIS, UNIVERSITE DE POITIERS

M. MATTHIEU FENOT, ENSMA POITIERS

Membre(s) du jury :

M. LAURENT JOLY, ISAE-SUPAERO, Président

M. FLORENT DUCHAINE, CERFACS, Membre

M. LAURENT GICQUEL, CERFACS, Membre

Mme EVA DORIGNAC, UNIVERSITE DE POITIERS, Membre

Résumé

Dans le contexte aéronautique, cette thèse, financée par Safran Helicopter Engine, s'intéresse à l'application de l'approche Simulations aux Grandes Échelles (SGE) pour les systèmes de refroidissement de turbine. Le système de refroidissement industriel complexe est divisé en cas académiques plus simples donnant accès à des caractérisations expérimentales de la dynamique et de la thermique. Le jet impactant est traité en tant que système interne et l'écoulement de protection au bord de fuite en tant que système externe. Après une brève introduction du contexte lié au refroidissement de turbine et des objectifs scientifiques, ce manuscrit est divisé en 3 parties. La 1^{ère} partie traite d'un écoulement de jet impactant sur plaque plane représentatif de l'impact à mi-corde. Elle se concentre sur la validation et la qualification des outils et modèles ainsi que sur l'analyse physique de l'écoulement. Les différentes instationarités de l'écoulement sont reliées à la thermique de paroi à l'aide de diagnostics statistiques et d'analyses modales. La 2^{ème} partie s'intéresse à l'impact sur paroi concave représentatif de l'impact au bord d'attaque. Cette étude se concentre principalement sur la caractérisation de l'effet de courbure pour le jet impactant. Contrairement, au consensus actuel sur l'effet de courbure, la réduction des transferts thermiques est observée pour le cas d'étude de cette thèse. Au vu de ces résultats, une discussion est proposée pour tenter d'expliquer cet écart. Finalement, la 3^{ème} partie de ce manuscrit contient une application de la SGE à un système de protection du bord de fuite par film isolant. Dans ce dispositif, des effets de groupe sont mis en évidence. L'impact des choix de modélisation tels que l'hypothèse de périodicité dans la direction de l'envergure est alors évalué. Il est montré que cette hypothèse de périodicité influe sur la prédiction locale de l'efficacité en forçant l'écoulement. En revanche, la prédiction de l'efficacité globale du système de protection n'est pas impactée.

Mot-clés : Simulation aux Grandes échelles, refroidissement, turbine, jet impactant, protection par film, thermique

Abstract

This PhD thesis, funded by Safran Helicopter Engines, focuses on the application of the Large Eddy Simulation (LES) formalism to cooling systems present in high pressure turbine. The complex industrial problem is simplified into academic test cases for which experimental data are available for the validation process. The manuscript is divided into 3 parts dealing respectively with the impinging jet system on flat and concave plates and with the film cooling at the trailing edge equipped with a cutback on the pressure side. The 1st part deals with a jet impinging on a flat plate representing the impingement at mid-chord. This part focuses on the validation and qualification of the tools and models as well as on the physical analysis of the flow. The unsteadiness present in such an impinging jet flow are connected to the thermal behavior of the wall through the use of statistical analysis and modal decomposition of the flow field. The 2nd part is dedicated to the study of a jet impinging on a concave surface. This study aims at characterizing the effect of curvature for an impinging jet flow. The results found in this study disagreed with the current consensus attributing heat transfer enhancement on concave surface to Görtler instability. Hence, a discussion is proposed in an attempt to explain this discrepancy. Finally, the 3rd part reports an LES of the film cooling at the trailing edge. Group effects, due to the presence of internal ribs, are highlighted for the configuration studied here. These simulations use a spatial periodicity assumption to reduce the size of the computational domain. It is shown that this specific assumption is not suited as it forces the flow and modifies the group effects. The local results, in terms of adiabatic effectiveness, are found to be sensitive to such a forcing. However, the global behavior of the effectiveness is not affected by this periodic boundary condition.

Keywords : Large Eddy Simulation, cooling, turbine, impinging jet, film cooling, heat transfer

Remerciements

La fin d'un chapitre, le début d'un autre et des pages blanches à remplir, il est maintenant temps pour moi de faire le bilan de ces 3 années de thèse et de remercier toutes les personnes ayant contribué de loin ou de près à l'aboutissement de ce travail.

Cette thèse est le résultat de la collaboration entre le CERFACS et Safran Helicopter Engines qui a financé ces travaux. Je tiens donc à remercier dans un premier temps ces deux acteurs qui ont contribué au montage et à la réalisation de cette thèse.

Côté CERFACS, je remercie particulièrement toute l'équipe CSG qui, pour la partie visible du côté thésard, nous soutient au quotidien pour toute la logistique informatique. Merci à eux pour leur réactivité qui nous facilite grandement les choses. Je n'oublie pas également l'équipe ADMIN et plus particulièrement Chantal, Marie, Nicole et Michelle pour leur aide sur le plan administratif. Tout ce côté administratif qui fait souvent peur, m'a toujours paru très simple à vos côtés.

Je voudrais remercier ensuite les membres du jury d'avoir pris le temps d'évaluer mon travail. Je tiens à remercier M. Matthieu Fénot et M. Eric Lamballais d'avoir accepté le rôle de rapporteur pour cette thèse et pour le regard critique qu'ils ont porté sur ces travaux. Je remercie également les examinateurs M. Laurent Joly et Mme. Eva Dorignac pour les questions intéressantes soulevées pendant la soutenance.

Bien évidemment, merci à mes deux directeurs de thèse, la paire Laurent Gicquel et Florent Duchaine pour leur confiance et pour leur soutien. Merci aussi pour votre disponibilité quand après un mail de détresse, le moral au plus bas, il ne vous fallait que quelques minutes pour arriver l'un après l'autre ou ensemble pour débriefer. Je ressortais toujours de ces discussions plein d'espoir :) et avec plein d'idées pour avancer. Enfin, merci pour la transmission d'une partie de votre expertise et pour tous les conseils que vous m'avez prodigué durant ces trois ans. Florent, sans oublier tout le reste, je retiendrais tes nombreux rappels sur l'importance de la lecture (complètement d'accord avec toi là-dessus;) et la fameuse question "pourquoi?" qui permet d'aller toujours un peu plus loin. Laurent, sans oublier tout le reste également, je retiendrais nos discussions où je recevais un tsunami d'informations que j'avais du mal à lier sur le moment mais qui prenaient tous leur sens à tête reposée.

Pour l'encadrement, je tiens également à remercier Sheddia Didorally et Charlie Koupper pour m'avoir aidé à produire du concret pour les bureaux d'études. Merci d'avoir tiré sur la corde pour équilibrer les contenus académiques et industriels alors que j'avais plutôt tendance à privilégier l'académique;).

Venons en maintenant à toutes les personnes qui ont fait de ces 3 années de thèse une expérience inoubliable. Beaucoup de personnes sont à mentionner ici et je vais essayer de n'oublier personne. Je voudrais commencer par Luis qui a été

d'une grande aide au début de ma thèse pour me mettre dans le bain et qui en plus de ces compétences techniques est d'une gentillesse à toute épreuve. Merci à toi Luis pour ta disponibilité. Tu as toujours pris le temps de me répondre quand je débarquais dans ton bureau plusieurs fois par jour au début et je te remercie pour ça. Je n'oublierai pas aussi nos petites parties de squash où tu as été un adversaire coriace;). Comment ne pas mentionner ensuite Omar, le gars en face de moi pendant ces 3 années. Je n'aurais pas pu rêver mieux comme co-bureau. Il y en a beaucoup à dire sur toi Doud. Je pense qu'on est tous d'accord pour dire que tu es un sketch. Toujours présent pour dire des conneries et pour rigoler, tu m'auras bien fait marrer pendant ces 3 ans. Merci d'avoir grandement contribué à la bonne humeur générale de notre génération et bon courage pour la fin de la thèse "bouffon" ;). Je suis quand même triste de rater ta soutenance où j'aurais pu te voir en costard Kipsta. Merci également à tous les doctorants, post-doc, stagiaires qui ont aussi contribué à la bonne ambiance générale au travers des différentes pauses, soirées, BBQ, week-end : La team triathlon : Thomas, alias Grosnick, compagnon de thèse, fana de vélo et mon initiateur au triathlon (je t'attends pour le triathlon à la Réunion;)), Ben et Antho partenaires de nage à la Ramée et équipiers sur mon premier triathlon ; Francis, un réunionnais au CERFACS qui l'eut cru ; Nico, alias crasse-man, qui m'a fait passer le rite d'initiation du marché à 6h du mat suivi d'une poêlée de Saint-Jacques (un délice) ; Greg, le mec qui m'a tout appris pour le tir au pigeon #EAC ; Kelu, professionnel du dîner ; Féfé, le seul mec qui peut se faire une déchirure intercostale en se levant du lit. J'espère qu'un jour tu auras une vraie moto pour que je puisse enfin te saluer (V) ; Lulu, alias la matraque (te jettes pas!!!) ; Laura, alias mamie ; Mahjd qui m'a fait croire que son prénom s'écrit sans "h" et qui arrive à 00h en soirée parce qu'il doit étendre sa machine et faire la vaisselle ; Romain, alias Biolchi, qui ne fonctionne que par lubie. J'espère que tu vas percer dans le tennis au pire il te restera le Kite. À bientôt à la Réunion pour que tu puisses faire les randos cette fois ;) ; Sophie qui apparemment s'appelle Lebraze ; Quentin, alias maxi-cuisse, garde le numéro de Biolchi au cas où t'es dans le dur dans une montée en vélo ; Romain, alias La bizz, président de l'EAC et unique joueur à avoir marqué un but du dos ; Maxime, alias Maxou, merci pour toutes les passes que tu m'as faites ;p ; Dario, alias Dario et Mélissa, je ne pouvais pas vous dissocier dans ces remerciements ;) ; Valentin, alias Valou, coach, gardien et un court passage en tant que tennisman. Une de mes frappes surpuissante aura finalement fait lâcher ton genou ;) ; Thomas, alias JarJar, j'espère que t'écoutes "What string color?" à Stanford.

Merci également à mes amis, Sylvain, Romain, Sophie, Hugo, Cyril et Virginie qui ont fait le déplacement pour la soutenance et qui ont grandement participé à l'organisation du pot. Un merci spécial aux deux compères Cyril, mon ami du bac à sable et Virginie pour la préparation des samoussas. C'est toujours un plaisir de vous retrouver pour rigoler et faire la fête.

Merci aussi à ma famille pour leur soutien et particulièrement à mes parents qui ont aussi en partie contribué à la réalisation de cette thèse en me permettant de

partir loin de chez moi il y a maintenant 9 ans.

Enfin, merci à Anne-Sophie pour avoir partagé ces 3 années à mes côtés mais aussi toutes celles d'avant malgré la distance relativement grande au départ. Merci à toi pour ta bonne humeur constante et pour ton soutien infailible. Il ne nous reste plus qu'à écrire les prochaines pages...

Nomenclature

Acronymes

ACARE Advisory Council for Aviation Research and Innovation in Europe

AITEB Aerothermal investigations on turbine endwalls and blades

CERFACS Centre européen de recherche de formation avancée en calcul scientifique

CFL Courant Friedrichs Lewy

CINES Centre informatique national de l'enseignement supérieur

CPU Central processing unit

DHP Distributeur Haute Pression

DLR Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt

DSP Densité Spectrale de Puissance

EDP Équation aux dérivées partielles

GENCI Grand équipement national de calcul intensif

IFP-EN Institut français du pétrole - Énergie nouvelles

NSCBC Navier-Stokes characteristic boundary condition

RANS Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations

SGE Simulation aux Grandes Échelles

SND Simulation Numérique Directe

TET Température en entrée de turbine

WALE Wall Adapting Local Eddy-viscosity

Constantes

γ Exposant isentropique. Pour de l'air en tant que gaz parfait, $\gamma = c_p/c_v = 1.4$

c_p	Capacité thermique massique à pression constante. Pour de l'air à 300K, $c_p = 1007 J.kg^{-1}.K^{-1}$
c_v	Capacité thermique massique à volume constant. Pour de l'air à 300K, $c_p = 719 J.kg^{-1}.K^{-1}$
$R_{s,air}$	Constante spécifique de l'air, $R_{s,air} = 287 J.kg^{-1}.K - 1$

Symboles Grecques

δ_2	Épaisseur de quantité de mouvement [m]
η	Échelle de Kolmogorov [m]
η_{aw}	Efficacité adiabatique de film [-]
λ_f	Conductivité thermique du fluide [W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
λ_{sgs}	Conductivité thermique de sous-maille [W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
μ	Viscosité dynamique du fluide [kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
μ_{sgs}	Viscosité dynamique de sous-maille [kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
τ_w	Frottement pariétal [kg.m ⁻¹ .s ⁻²]
φ_w	Densité de flux de chaleur à la paroi [W.m ⁻²]

Symboles Romains

\dot{m}_1	Débit d'air dans la veine [kg.s ⁻¹]
\dot{m}_c	Débit d'air utilisé pour la génération du film de protection [kg.s ⁻¹]
B	Épaisseur de la fente pour un jet bi-dimensionnel [m]
c_m	Ratio de débits [-]
c_s	Vitesse du son [m.s ⁻¹]
c_{aube}	Longueur de la corde de l'aubage [m]
c_{ax}	Longueur de la corde axiale de l'aubage [m]
D	Diamètre d'injection du jet axi-symétrique [m]
d	Diamètre de la plaque d'impact concave [m]
DR	Ratio de densité [-]
f	Fréquence [s ⁻¹]
H	Distance entre la sortie de la buse d'injection et la plaque [m]
H	Hauteur de la fente d'alimentation pour la génération du film de protection au bord de fuite [m]
M	Taux de soufflage [-]

Ma	Nombre de Mach	[-]
$Ma_{2,is}$	Nombre de Mach isentropique en sortie de cascade	[-]
n	Distance normale à la paroi	[m]
Nu	Nombre de Nusselt	[-]
O	Origine du repère cartésien (Ox, Oy, Oz)	
p	Distance inter-aubes	[m]
$P_{s,2}$	Pression statique en sortie de la cascade	[Pa]
$P_{s,b}$	Pression statique à la paroi sur l'aubage	[Pa]
$P_{t,1}$	Pression totale en entrée de la cascade	[Pa]
$P_{t,c,i}$	Pression totale relevée dans le plan d'entrée de l'injection de l'air de protection	[Pa]
$P_{t,c}$	Pression totale relevée dans le plan d'éjection de l'air de protection	[Pa]
Pe	Nombre de Peclet	[-]
Pr	Nombre de Prandtl	[-]
Pr_{sgs}	Nombre de Prandtl de sous-maille	[-]
Re_L	Nombre de Reynolds basé sur une longueur caractéristique L , $Re_L = \rho UL/\mu$	[-]
Re_2	Nombre de Reynolds basé sur la vitesse isentropique en sortie de cascade et la corde	[-]
s	Distance inter-raideurs	[m]
St_l	Nombre de Strouhal, $St_L = fl/U$, où l et U sont respectivement une longueur et une vitesse caractéristique	[-]
t	Épaisseur de la lèvre dans la découpe de la face en pression du bord de fuite de l'aubage	[m]
T_j	Température en sortie d'injecteur	[K]
T_∞	Température ambiante	[K]
t_{conv}	temps convectif, $t_{conv} = c/U_{bulk,1}$	[s]
T_c	Température statique relevée dans le plan d'éjection de l'air de protection	[K]
$T_{t,1}$	Température totale en entrée de la cascade	[K]
$T_{t,c,i}$	Température totale relevée dans le plan d'entrée de l'injection de l'air de protection	[K]
T_w	Température de la plaque d'impact	[K]

$U_{bulk,1}$	Vitesse bulk en entrée de la cascade linéaire	$[m.s^{-1}]$
U_{ce}	Vitesse sur l'axe du jet	$[m.s^{-1}]$
VR	Ratio de vitesse	$[-]$
y^+	Distance normal sans-dimension entre le premier point de maillage dans le domaine fluide et la paroi	$[-]$
y_{max}	Position du maximum de vitesse radiale et épaisseur de la couche pariétale du jet de paroi	$[m]$

Vecteurs

\mathbf{e}_x	Vecteur unitaire orienté dans la direction x du repère cartésien (Ox, Oy, Oz)
\mathbf{e}_y	Vecteur unitaire orienté dans la direction y du repère cartésien (Ox, Oy, Oz)
\mathbf{e}_z	Vecteur unitaire orienté dans la direction z du repère cartésien (Ox, Oy, Oz)
\mathbf{x}	Vecteur position dans le repère cartésien (Ox, Oy, Oz)

Table des matières

Nomenclature	x
1 Introduction	1
1.1 Contexte industriel : Turbine à gaz	2
1.2 Problématique du refroidissement	5
1.3 Les différentes techniques de refroidissement	7
1.4 Généralités sur la simulation des écoulements turbulents	9
1.5 Objectifs scientifiques	14
1.6 Organisation du manuscrit	16
I Jet impactant sur plaque plane	18
2 Revue de la littérature	21
2.1 Définitions et conventions	22
2.2 Le jet impactant sur plaque plane	26
2.3 Modélisations numériques des jets impactants	43
2.4 Positionnement de la thèse	46
3 SGE d'un jet impactant sur plaque plane	49
3.1 Secondary peak in the Nusselt number distribution of impinging jet flows : A phenomenological analysis	50
3.2 Complément : Validation et analyses	79
3.3 Complément : Effet de l'écoulement co-courant	88

3.4	Complément : Injection sans conduite	100
3.5	Conclusions du chapitre	103
II	Jet impactant sur plaque concave	106
4	Revue de la littérature	109
4.1	Définitions et conventions	109
4.2	Effet de courbure pour un jet impactant	110
4.3	Mécanismes spécifiques liés à la courbure	113
4.4	Positionnement de la thèse	120
5	SGE d'un jet impactant sur plaque concave	121
5.1	Introduction	122
5.2	Flow configuration	125
5.3	Numerical methods	126
5.4	Impact of the beveled nozzle for the flat plate	129
5.5	Validation for the concave plate : comparisons with the available experimental data and evaluation of numerical uncertainties	130
5.6	Characterization of the curvature effect	137
5.7	Discussions	154
5.8	Conclusions	160
5.9	Conclusions du chapitre	162
III	Film de protection au bord de fuite	164
6	Revue de la littérature	167
6.1	Définitions et conventions	168
6.2	Facteurs influents sur l'efficacité adiabatique de film	171
6.3	Modélisations numériques des écoulements de protection au bord de fuite	172
6.4	Positionnement de la thèse	175
7	Application de la SGE au film de protection au bord de fuite	177

7.1	Description de la configuration	178
7.2	Mise en place de la SGE	181
7.3	Validation	184
7.4	Analyse de l'écoulement de protection	192
7.5	Pertinence de la limitation de la taille du domaine dans l'envergure	195
7.6	Conclusions du chapitre	200
	Conclusions générales et perspectives	203
	A Revue de la littérature pour le jet libre	207
A.1	Description aérodynamique	207
A.2	Instabilités d'un jet libre	209
A.3	Paramètres influents	216
	Bibliographie	221

Introduction

1.1	Contexte industriel : Turbine à gaz	2
1.1.1	Historique	2
1.1.2	Principe de fonctionnement	2
1.2	Problématique du refroidissement	5
1.3	Les différentes techniques de refroidissement	7
1.3.1	Systèmes externes	7
1.3.2	Systèmes internes	8
1.4	Généralités sur la simulation des écoulements turbulents	9
1.4.1	Les méthodes de simulations	9
1.4.2	Traitement des parois solides pour la SGE	13
1.5	Objectifs scientifiques	14
1.6	Organisation du manuscrit	16

Le contexte général, relatif à ces travaux de thèse en lien avec les turbomachines aéronautiques, est présenté dans ce chapitre. Une brève introduction sur l'historique et le fonctionnement des turbines à gaz est fournie avant d'aborder plus en détails la problématique du refroidissement. Les différents systèmes employés pour répondre à cette problématique, sont ensuite décrits. La conception de ces systèmes repose sur divers outils dont la simulation numérique qui est retenue pour cette thèse. Les écoulements mis en jeu pour le refroidissement étant turbulents ou transitionnels, quelques généralités sur la modélisation numérique sont rappelées. Sur la base de ces éléments, les objectifs de ces travaux de thèse sont exposés. Finalement, l'organisation du manuscrit permettant de traiter ces différents objectifs, est détaillée.



FIGURE 1.1: Illustration de *l'aeolipile* de Heron.

1.1 Contexte industriel : Turbine à gaz

1.1.1 Historique

Les turbines à gaz modernes sont présentes aujourd'hui dans notre vie courante, que ce soit pour la génération d'électricité ou dans le transport aérien. L'origine connue de ces machines modernes remonte à plus de deux millénaires lorsque Heron d'Alexandrie, mathématicien et physicien grec, décrit pour la première fois un système, *l'aeolipile*, permettant de convertir une énergie thermique en énergie mécanique (voir Fig. 1.1). Le principe physique régissant le fonctionnement de ce système fut formalisé bien plus tard en 1686 par Isaac Newton qui énonça, dans "Principia Mathematica Philosophiae Naturalis", la troisième loi régissant le mouvement des corps, i.e. principe d'action-réaction. En 1791, John Barber ([Barber, 1791](#)) déposa le premier brevet regroupant tous les composants retrouvés dans les turbines à gaz modernes, i.e. compresseur, chambre de combustion et turbine. Un peu moins de deux siècles plus tard, la première turbine à gaz industrielle, développée par Boverie & Cie, est construite en 1939 pour la génération d'électricité à Neuchâtel en Suisse. L'application à la propulsion aéronautique viendra pendant la seconde guerre mondiale faisant suite à un brevet déposé par Franck Whittle ([Whittle, 1930](#)).

1.1.2 Principe de fonctionnement

Le fonctionnement d'une turbine à gaz repose essentiellement sur le cycle thermodynamique de *Brayton* qui est réalisé grâce à l'assemblage de composants élémentaires présentés en Fig. 1.2. Ce cycle permet de générer un travail utile en utilisant la divergence des isobares dans le diagramme température-entropie ($T-s$). Le cycle idéal de *Brayton* se décompose en 4 transformations élémentaires qui sont :

1. (2-3_{is}) Compression isentropique
2. (3_{is}-4) Combustion isobare

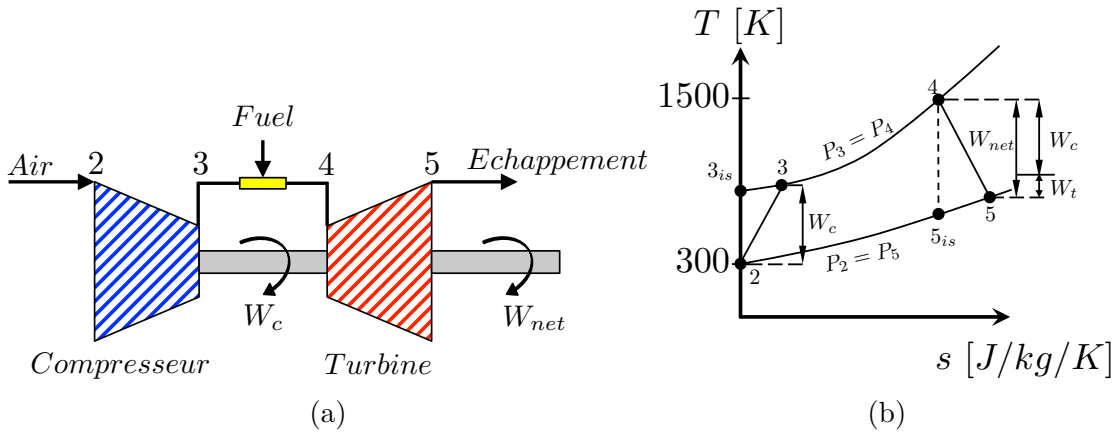


FIGURE 1.2: Représentation schématique d'une turbine à gaz (a) et du cycle de Brayton associé dans un diagramme température-entropie (T - s) (b).

3. ($4-5_{is}$) Détente isentropique
4. ($5_{is}-2$) Refroidissement isobare.

Il est à noter que le fonctionnement d'une turbine à gaz ne suit pas un cycle, au sens strict du terme, car le fluide sortant de la turbine n'est pas réinjecté dans le compresseur. Ainsi, le refroidissement isobare n'intervient pas dans le calcul des performances de la turbomachine. Pour une turbine à gaz, les transformations du cycle de Brayton sont reproduites à l'aide de trois principaux composants qui sont : le compresseur (2-3), la chambre de combustion (3-4) et la turbine (4-5). En pratique, les pertes de pression et les pertes thermiques induisent des irréversibilités qui conduisent à des transformations non-isentropiques pour la phase de compression (2-3) et de détente (4-5) (voir Fig. 1.2).

Les turbomachines suivant ce cycle sont utilisées aujourd'hui dans le secteur aéronautique pour deux applications majeures, à savoir la propulsion à réaction, i.e. turboréacteur, et la propulsion mécanique, i.e. turbopropulseur. Ces deux technologies, présentées en Fig. 1.3, diffèrent principalement par l'utilisation du travail net W_{net} produit par la turbine de la turbomachine (voir Fig. 1.2). Le turboréacteur utilise ce travail net pour entrainer le compresseur et divers accessoires. La propulsion est alors générée principalement par la variation de quantité de mouvement induite entre l'admission et l'échappement. Le turbopropulseur utilise le travail net fourni par la turbine pour l'entraînement du compresseur et des accessoires mais également pour l'entraînement d'un arbre de puissance, via une turbine libre, auquel est généralement connecté une hélice ou un rotor pour générer la force nécessaire à la propulsion d'un aéronef (avion ou hélicoptère). Des analyses 0D sur le système simplifié, montré en Fig. 1.2a, peuvent être réalisées sous certaines hypothèses, e.g. compression et détente adiabatiques, capacités calorifiques constantes (Boyce, 2012). Elles permettent d'exprimer la puissance nette W_{net} et le rendement du cycle η_{cycle} en fonction des différents états, i.e. température totale T_t et pression totale P_t , du fluide en entrée et sortie des composants. La puissance nette récupérée



FIGURE 1.3: Schéma de principe d'un turboréacteur utilisé pour la propulsion à réaction (a) et d'un turbopropulseur utilisé pour la génération de puissance sur un arbre de sortie afin d'entraîner une hélice ou un rotor (b). Tiré de [Airplane Flying Handbook, FAA- H-8083-38 \(2016\)](#).

par la turbine est définie par Eq. (1.1),

$$W_{net} = \dot{m}_{air} c_p T_{t,2} \left(\eta_t \frac{T_{t,4}}{T_{t,2}} \left(1 - \frac{1}{r^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right) - \frac{r^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\eta_c} \right), \quad (1.1)$$

où \dot{m}_{air} est le débit d'air, η_t et η_c sont respectivement les rendements isentropiques de la turbine et du compresseur, $r = P_{t,3}/P_{t,2}$ est le taux de compression du compresseur et $\gamma = c_p/c_v$ est le ratio des chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant. De la même manière le rendement du cycle, représentant ce qui est récupéré du système par rapport à ce qui a été injecté, peut s'écrire comme présenté en Eq. (1.2),

$$\eta_{cycle} = \frac{W_{net}}{\dot{m}_{air} c_p T_{t,2} \left(\frac{T_{t,4}}{T_{t,2}} - \left(1 + \frac{r^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\eta_c} \right) \right)}. \quad (1.2)$$

Ces expressions font apparaître différentes grandeurs qui sont plus ou moins contrôlables par les concepteurs. Par exemple, le débit d'air \dot{m}_{air} va être contraint, entre autres, par la dimension de l'entrée d'air et la puissance cible. Un des paramètres importants est le ratio des températures totales en entrée de turbine et en entrée du compresseur $T_{t,4}/T_{t,2}$. La température totale en entrée du compresseur est principalement pilotée par l'altitude et la vitesse relative de l'aéronef, i.e. nombre de Mach. La température en entrée de turbine est donc une des grandeurs importantes contrôlant la puissance récupérable et l'efficacité du système. Pour illustrer cet aspect, les évolutions de la puissance nette et du rendement du cycle pour différents ratios $T_{t,4}/T_{t,2}$ sont présentées en fonction du taux de compression respectivement en Figs. 1.4a et 1.4b. Ces évolutions sont construites pour un rendement de turbine et de compresseur de $\eta_c = \eta_t = 0.9$. Ces courbes font apparaître, pour des conditions de vol fixées, l'impact positif d'une augmentation de la température en entrée de turbine sur la puissance nette récupérable et le rendement du cycle. La situation passe d'une perte d'efficacité lorsque le taux de compression augmente à une augmentation pour des ratios de température de l'ordre de 6.0.

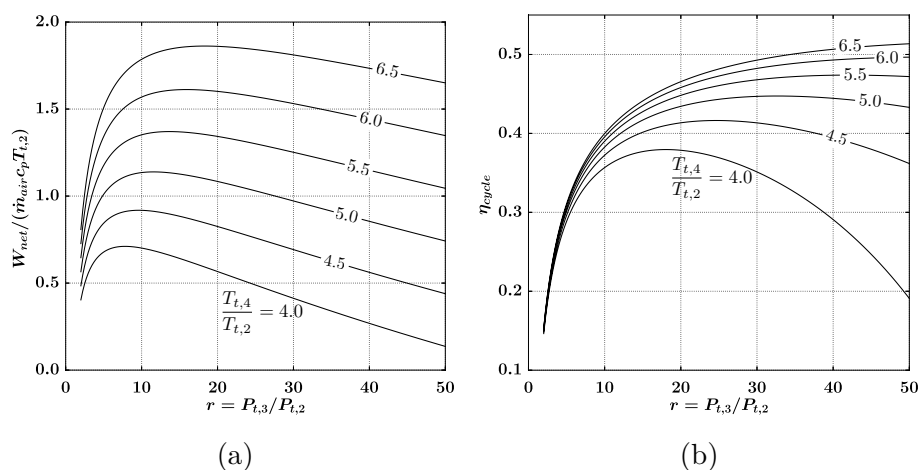


FIGURE 1.4: Puissance nette adimensionnée $W_{net}/(\dot{m}_{air}c_pT_{t,2})$ (a) et rendement du cycle η_{cycle} (b) en fonction du taux de compression r et du ratio de température $T_{t,4}/T_{t,2}$. $\eta_c = \eta_t = 0.9$.

1.2 Problématique du refroidissement

L'industrie aéronautique est aujourd'hui pilotée par deux principaux objectifs. Le premier, d'ordre commercial, vise à réduire les coûts opératoires pour les compagnies aériennes. Cela consiste entre autres à diminuer la consommation de carburant par l'amélioration du rendement global de la turbine à gaz. Le second objectif concerne l'impact environnemental du secteur aérien. Au niveau européen, les objectifs environnementaux pour le secteur aéronautique sont définis par *l'Advisory Council for Aviation Research and Innovation in Europe* (ACARE) qui souhaite qu'en 2050 les technologies et les procédures disponibles puissent permettre une réduction de l'ordre de 75% des émissions de CO2 par passager par kilomètre relativement aux capacités de 2000. Une partie de cette réduction passera par l'amélioration de l'efficacité des moteurs qui auront une consommation spécifique plus faible.

L'analyse présentée précédemment en Sec. 1.1.2 a permis de mettre en évidence les différents paramètres influant sur le rendement des turbines à gaz dont le fonctionnement repose sur un cycle de *Brayton*. Il a été montré notamment que la température en entrée de turbine (TET) $T_{t,4}$ joue un rôle primordial pour l'amélioration du rendement. Cette analyse simple permet en partie d'expliquer l'évolution de la TET au cours du temps présentée en Fig. 1.5. Depuis l'apparition de la première turbomachine aéronautique moderne de (Whittle, 1930), la tendance montre une augmentation considérable de la TET passant de l'ordre de 1000 K en 1937 à plus de 1800 K pour les moteurs les plus récents équipant les avions de ligne modernes. Sur la Fig. 1.5 est également présenté une estimation de la température de fusion des aubages constituant la turbine placée en aval de la chambre de combustion. On note que les températures atteintes en entrée de turbine, pour les premières turbomachines aéronautiques (e.g. Whittle (1937)), sont relativement

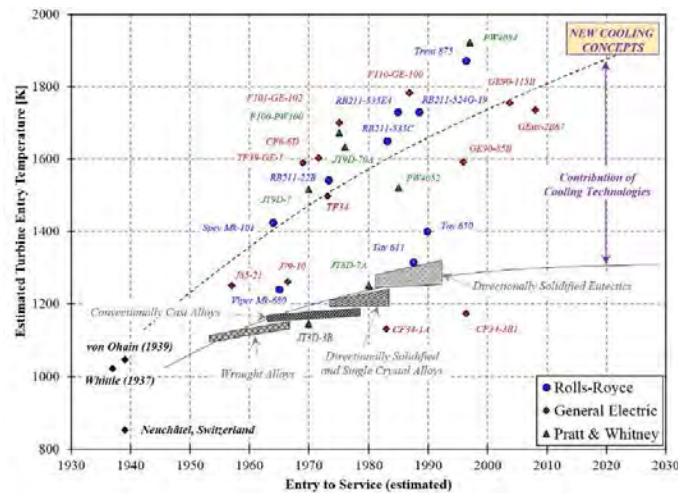


FIGURE 1.5: Estimation de la température en entrée de turbine (TET) et de la température de fusion des matériaux utilisés pour les aubages en fonction de l'entrée en service des turbomachines aéronautiques. Tiré de (Terzis, 2014).

proches des températures de fusion des matériaux. Les concepteurs ont donc rapidement été confrontés à des problèmes de durée de vie des composants de la turbine. Les contraintes économiques et environnementales ont ensuite mis une pression supplémentaire sur l'évolution de la TET. Les tendances montrent que l'accroissement des capacités des matériaux à soutenir des fortes températures ne suffit pas à compenser la croissance rapide de la TET. Actuellement, les capacités matériaux sont améliorées de l'ordre de 3 K/an alors que la TET suit une augmentation de l'ordre de 10 K/an (Chiesa *et al.*, 1993; Kyprianidis, 2011). Les TET initialement relativement élevées et la différence d'évolution par rapport aux capacités des matériaux sont à l'origine de la problématique du refroidissement des turbines. En effet pour garantir une durée de vie acceptable de la turbine, i.e. de ces composants comme les aubages par exemple, les constructeurs doivent combler l'écart entre la TET et les capacités matériaux. Pour cela ils ont recours à l'utilisation de systèmes de refroidissement permettant de préserver les éléments placés dans cet environnement thermique extrême. Ces systèmes de refroidissement permettent aux turbomachines modernes de pouvoir fonctionner de manière nominale pour des durées en accord avec les contraintes opérationnelles des compagnies aériennes.

Un autre élément clé de la problématique du refroidissement vient du principe de fonctionnement des systèmes de refroidissement. En effet, ces dispositifs sont en général alimentés par de l'air, relativement froid par rapport aux gaz brûlés, prélevés au niveau du compresseur. Ce prélèvement induit donc une perte dans le cycle et tend à dégrader le rendement de la turbomachine (El-Masri, 1987; Horlock *et al.*, 2001; Wilcock *et al.*, 2005). De plus, tout comme la TET, le taux de compression est en constante augmentation depuis les années 1950 (Terzis, 2014). Les motoristes doivent donc concevoir des systèmes permettant de refroidir les au-

gages afin d'atteindre des TET de plus en plus élevées en travaillant avec de l'air de refroidissement de plus en plus chaud. Ils doivent également limiter la quantité d'air prélevée au niveau du compresseur afin de modérer les pertes induites dans le cycle. On notera également que la réduction des polluants passe par l'utilisation de régime de combustion pauvre. Ces régimes pauvres impliquent d'augmenter la quantité d'air utilisée pour la combustion. Cet air ne sera donc plus disponible pour le refroidissement.

D'autre part, la température maximale atteinte par l'aubage n'est pas le seul paramètre influençant la durée de vie. Les gradients de température jouent également un rôle critique dans l'apparition et la propagation de fissures dans le métal (Mazur *et al.*, 2008; Montomoli *et al.*, 2012; Han, 2013; Chung *et al.*, 2017). Ces gradients thermiques peuvent provenir de plusieurs sources telles que les températures non-uniformes en sortie de chambre de combustion dues au positionnement des injecteurs (Barringer *et al.*, 2009; Wlassow, 2012; Koupper, 2015) ou l'assemblage de systèmes de refroidissement complexes.

Tous ces paramètres poussent les motoristes à tenter d'optimiser leurs systèmes de refroidissement existants et à développer de nouvelles techniques plus efficaces. Jusqu'à présent de nombreux dispositifs ont été mis en œuvre. L'état de l'art est présenté en Sec. 1.3.

1.3 Les différentes techniques de refroidissement

Les systèmes de refroidissement classiquement utilisés pour les aubages de turbines sont généralement classés en deux catégories en fonction de leur zone d'action. Les systèmes externes regroupent les techniques faisant interagir l'air de refroidissement avec la partie externe de l'aube, i.e. partie en contact direct avec les gaz brûlés. A contrario, les systèmes internes regroupent les techniques employées sur la peau interne de l'aube.

1.3.1 Systèmes externes

Le but principal des systèmes externes est de protéger l'aubage, en limitant l'interaction entre les gaz brûlés et la paroi (Goldstein, 1971; Bogard et Thole, 2006). Pour ce faire, la paroi de l'aube peut être percée de multiples trous par lesquels l'air frais pressurisé est évacué et s'écoule le long de la surface externe formant un film de protection comme illustré en Fig. 1.6. Ce système peut être utilisé sur toute la surface de l'aube allant du bord d'attaque ("pompeau de douche") au bord de fuite ("évents de bord de fuite"). A noter que l'introduction d'air de refroidissement sur la peau externe de l'aube peut potentiellement générer des pertes aérodynamiques supplémentaires.

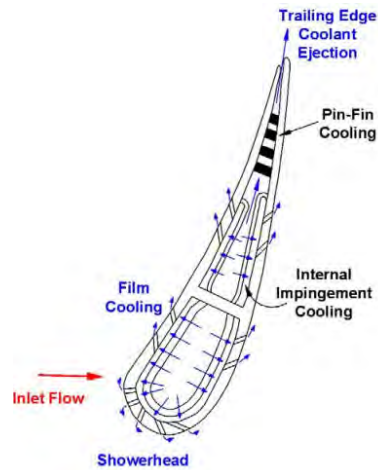


FIGURE 1.6: Vue en coupe d'un aubage de turbine équipé de plusieurs systèmes de refroidissement. Tiré de (Han et Wright, 2007).

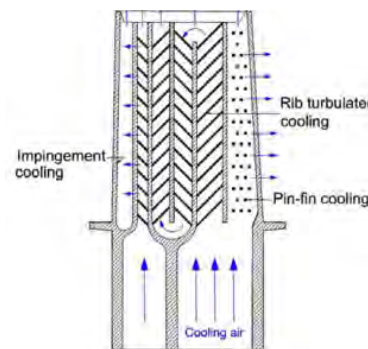


FIGURE 1.7: Vue en coupe d'un aubage mobile (rotor) de turbine équipé de canaux internes avec perturbateurs. Tiré de (Han et Rallabandi, 2010).

1.3.2 Systèmes internes

Les systèmes internes n'ont pas de fonction d'isolation mais permettent uniquement le refroidissement du métal. Ils interviennent directement pour refroidir l'aubage en utilisant un transfert par convection forcée entre l'air de refroidissement et l'aubage relativement chaud. Les systèmes de refroidissement interne diffèrent en fonction de l'aubage, i.e. aubage fixe (distributeur) ou aubage mobile (rotor). Pour le rotor, l'air de refroidissement circule à l'intérieur de l'aube au travers de canaux usinés directement dans le métal comme montré en Fig. 1.7. Ces canaux internes peuvent être lisses ou munis de perturbateurs visant à augmenter la surface d'échange et la turbulence pour augmenter les transferts thermiques (Han *et al.*, 2012; Fransen *et al.*, 2013; Mayo, 2017). A noter que les canaux internes peuvent être des canaux droits ou peuvent serpenter à l'intérieur de l'aubage. Pour le dis-

tributeur, le jet impactant est une technique très efficace utilisée dans les régions où le chargement thermique est important comme au bord d'attaque par exemple (voir Fig. 1.6). Le refroidissement produit par le jet impactant est local en espace ce qui conduit généralement les concepteurs à utiliser des rangées de jets pour uniformiser les transferts thermiques. Le jet impactant peut également être utilisé à mi-corde mais devient compliqué à mettre en œuvre proche du bord de fuite à cause des contraintes géométriques. Dans la région du bord de fuite, des pontets (“pin-fin cooling”) permettent en principe de créer un pont thermique entre l'extrados et l'intrados relativement plus chaud. Ces pontets augmentent également la surface d'échange avec l'air de refroidissement qui est ensuite évacué par les événements.

Dans ces systèmes, les écoulements sont turbulents ou transitionnels. Leur étude expérimentale ou numérique reposent donc sur la prise en compte de ce caractère turbulent. Numériquement, il existe différentes méthodes pour traiter ces écoulements turbulents qui sont rappelées en Sec. 1.4.

1.4 Généralités sur la simulation des écoulements turbulents

Pour le développement de ces systèmes internes et externes, les concepteurs disposent de nombreux outils. En général dans les phases de conception préliminaires, des corrélations métiers sont utilisées pour choisir le système de refroidissement le plus adéquat. Ces corrélations relient les transferts thermiques à différents paramètres globaux tel que le nombre de Reynolds. Dans les phases de conception plus avancées, les ingénieurs ont ensuite recours à la simulation numérique afin de prédire directement la distribution de température dans l'aubage. Ces prédictions de températures permettent ensuite d'alimenter des calculs de durée de vie qui est le paramètre de sortie recherché. Cette section a pour but de rappeler quelques généralités sur la simulation numérique des écoulements turbulents et les méthodes existantes permettant de simuler les systèmes de refroidissement. Certaines de ces méthodes sont aujourd'hui présentes dans l'industrie et aident aux prises de décisions lors des phases de conception.

1.4.1 Les méthodes de simulations

Les écoulements de refroidissement font partie de la classe des écoulements turbulents qui font l'objet de nombreuses recherches en mécanique des fluides. La branche numérique de la mécanique des fluides, apparue avec le développement des calculateurs, aborde le problème de la modélisation de ces écoulements turbulents. Les modélisations numériques des écoulements de turbomachines reposent sur les équations aux dérivées partielles (EDP) non-linéaires de Navier-Stokes régissant le mouvement d'un fluide Newtonien. Ces équations, au nombre de 5 en trois dimensions,

traduisent la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. En adoptant la notation d'Einstein et en considérant un fluide compressible, elles s'écrivent comme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0, \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j + p \delta_{ij}) = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho E u_j + u_j p) = \frac{\partial u_i \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j}, \quad (1.5)$$

avec ρ la densité du fluide, u_i le vecteur vitesse, E l'énergie totale massique, p la pression statique et δ_{ij} le symbole de Kronecker. Les Eqs. (1.3)-(1.5) traduisent respectivement la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie totale. Dans ce système d'équation, la conservation de la quantité de mouvement exprimée par une équation Eq. (1.4) s'écrit en réalité pour chacune des trois directions du repère. Le fluide considéré pour une application aux systèmes de refroidissement présents dans les turbines est Newtonien. Le tenseur des contraintes visqueuses τ_{ij} s'écrit alors comme :

$$\tau_{ij} = 2\mu(S_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}S_{ll}), \quad (1.6)$$

où μ est la viscosité dynamique du fluide et $S_{ij} = 1/2(\partial u_i/\partial x_j + \partial u_j/\partial x_i)$ est le tenseur du taux de déformation. Dans l'équation de l'énergie, i.e. Eq. (1.5), le flux de chaleur est exprimé en utilisant la loi de Fourier :

$$q_j = -\lambda_f \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad (1.7)$$

où T est la température du fluide et λ_f est la conductivité thermique du fluide. La conductivité thermique du fluide est obtenue pour un certain fluide avec le nombre de Prandtl Pr caractérisant le ratio entre la diffusivité de quantité de mouvement et la diffusivité thermique $Pr = \mu c_p/\lambda_f$ où c_p est la capacité thermique à pression constante. Finalement, sous l'hypothèse de gaz parfait, le système d'Eqs. (1.3)-(1.5) est fermé par l'équation d'état :

$$p = \rho R_{s,air} T, \quad (1.8)$$

où R_s est la constante spécifique du gaz. Pour de l'air $R_{s,air} = 287 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

Pour un fluide donné, la dynamique d'un écoulement est principalement pilotée par le nombre de Reynolds Re_L basé sur une longueur caractéristique L . Ce nombre de Reynolds caractérise le ratio entre les forces inertielle et visqueuse. Lorsque ce ratio est suffisamment grand, la turbulence de l'écoulement peut être observée au sens où il devient tridimensionnel, instationnaire, fortement diffusif et qu'il présente par endroit un comportement stochastique (Chassaing, 2000). La non-linéarité de la turbulence provoque l'apparition d'une large gamme d'échelles temporelles et spatiales qui possèdent des propriétés spectrales particulières. Un modèle du spectre d'énergie, i.e. énergie cinétique des fluctuations turbulentes en fonction du nombre d'onde

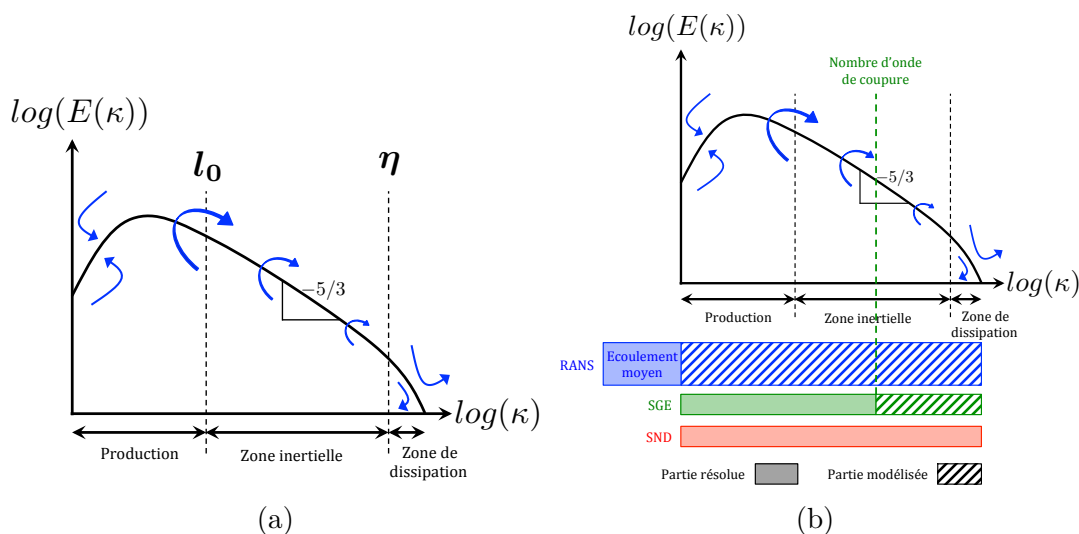


FIGURE 1.8: Modèle du spectre d'énergie cinétique d'un écoulement turbulent (a) et stratégies de modélisation associées (b).

spatiale κ , caractéristique d'un écoulement turbulent est présenté en Fig. 1.8a. Ce modèle est celui proposé par Pope (2000) sur la base des travaux de Kolmogorov (1941). Les plus grandes échelles présentes dans ce type d'écoulement sont de l'ordre de grandeur de la dimension caractéristique de la géométrie considérée l_0 . Elles sont associées aux petits nombres d'onde. Les plus petites échelles turbulentes pouvant exister correspondent à l'échelle de Kolmogorov notée η . À cette échelle les effets visqueux redeviennent dominant et l'énergie cinétique est dissipée en énergie thermique. Entre ces deux échelles, il existe un processus de transfert d'énergie des grandes échelles vers les petites échelles. C'est la notion de cascade énergétique introduite pour la première fois par Richardson (1922). Dans ce modèle de spectre, il est possible d'observer trois régions : la région de production, la région inertielle et la région de dissipation. La région de production est fortement dépendante de l'écoulement considéré alors que la région inertielle et la région de dissipation ont un comportement plus universel (Pope, 2000). Ce comportement universel a été conjecturé par Kolmogorov (1941) qui énonça les deux hypothèses de similarité et l'hypothèse d'isotropie locale permettant de définir la fameuse pente en $-5/3$ observée dans la région inertielle. Cette hypothèse d'universalité des régions inertielle et de dissipation est appuyée par de nombreuses mesures expérimentales (Pope, 2000).

Ce modèle de spectre présenté en Fig. 1.8a permet de classer les différentes stratégies de modélisation en fonction des régions résolues ou modélisées (voir Fig. 1.8b). Aujourd'hui il existe trois grandes méthodes de simulation des écoulements turbulents :

- Simulation Reynolds Averaged Navier-Stokes equations (RANS)
- Simulation aux Grandes Échelles (SGE ou LES en anglais pour Large Eddy Simulation)
- Simulation Numérique Directe (SND ou DNS en anglais pour Direct Numerical

Simulation)

RANS Grâce à son coût relativement faible par rapport aux autres approches, la simulation stationnaire RANS est la plus utilisée dans l'industrie. Elle repose sur une détermination du champ moyen en se basant sur les équations de Navier-Stokes (N-S) moyennées. L'application de l'opérateur moyenne aux équations de N-S fait apparaître un problème de fermeture dû à la non-linéarité quadratique du terme convectif. La fermeture des équations se fait en général au premier ordre. Un modèle, basé classiquement sur le concept de viscosité turbulente (Boussinesq, 1868; Pope, 2000), doit alors être utilisé pour exprimer les composantes inconnues du tenseur de Reynolds contenant les corrélations entre les fluctuations de vitesse.

SND Inversement, la SND consiste à résoudre directement les équations de Navier-Stokes 3D instationnaires en prenant en compte toutes les échelles spatio-temporelles de l'écoulement. Elle ne fait pas intervenir de modélisation supplémentaire et les seules erreurs introduites viennent de la discrétisation des EDP non-linéaires de Navier-Stokes. Le coût de ces simulations est très important car elles nécessitent de résoudre toutes les échelles présentes dans le spectre, i.e. de la région de production jusqu'à l'échelle de Kolmogorov. Ce coût augmente très rapidement avec le nombre de Reynolds car $\eta/l_0 \sim Re^{-3/4}$, i.e. l'écart entre l_0 et η croît avec $Re^{3/4}$.

SGE La SGE offre une alternative à la SND tout en étant moins contraignante, en terme de modélisation, que les simulations RANS. La SGE résout les équations de Navier-Stokes filtrées spatialement (Sagaut, 1998). Les grandes échelles spatiales, i.e. plus grandes que la taille du filtre, sont résolues directement alors que les petites échelles, i.e. plus petites que la taille du filtre, sont modélisées. Ce concept repose sur la supposée universalité des petites échelles décrite par Kolmogorov (1941) et observée expérimentalement pour certaines classes d'écoulement et pour des nombres de Reynolds suffisamment grand (Pope, 2000). Le nombre d'onde de coupure du filtre doit donc se trouver dans la région inertielle. Le but de la SGE est donc de résoudre les plus grosses structures de l'écoulement qui sont anisotropes et fortement dépendantes de la géométrie et de l'écoulement considéré. Les plus petites structures, ayant un caractère plus universel, sont modélisées à l'aide de modèles simples. À noter que ces modèles se basent aussi sur le concept de viscosité turbulente (Boussinesq, 1868; Sagaut, 1998). L'utilisation de la SGE permet de relâcher la contrainte en terme de discrétisation spatiale par rapport à la SND ce qui la rend utilisable pour des nombres de Reynolds plus élevés. Avec le développement de la puissance de calcul et des codes de calcul associés, la SGE devient de plus en plus accessible à l'industrie et ses capacités de prédictions, en écoulements complexes et d'intérêts pour l'industrie, peuvent maintenant être évaluées (Gicquel *et al.*, 2012). C'est cette approche qui est retenue pour cette thèse. Ce choix sera motivé plus tard dans les différentes parties de ce manuscrit. Les écoulements de refroidissement font

intervenir des parois solides adhérentes. La spécificité du traitement des parois pour l'approche SGE est donc discutée en Sec. 1.4.2.

1.4.2 Traitement des parois solides pour la SGE

Les systèmes de refroidissement se basent sur un mode de transfert thermique convectif faisant intervenir un fluide et une paroi solide. Lorsqu'une paroi solide est présente, on distingue classiquement deux approches pour le traitement de la dynamique proche paroi pour la SGE (Sagaut, 1998) :

- La résolution directe
- La modélisation

La résolution directe implique de capter les mécanismes de production de la turbulence échappant à la modélisation de sous-maille classique (Sagaut, 1998). En effet en proche paroi les mécanismes de production sont fortement anisotropes et associés à une forte cascade inverse d'énergie (Sagaut, 1998). Les contraintes imposées sur le maillage par cette approche sont en général exprimées en termes de taille de maille exprimée en unité de paroi. Ces unités de paroi correspondent à un nombre de Reynolds local basé sur une vitesse de frottement définie par,

$$u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2}, \quad (1.9)$$

où τ_w est la norme du frottement pariétal. Une distance x_i s'exprimera alors en unité de paroi comme $x_i^+ = x_i u_\tau / \nu$. D'après Piomelli et Balaras (2002), pour résoudre correctement la couche limite, il faut une résolution dans la direction longitudinale et transversale respectivement de l'ordre de $\Delta x^+ \approx 100$ et $\Delta z^+ \approx 20$. À ces critères viennent se rajouter le critère pour la résolution dans la direction normale à la paroi $\Delta y^+ < 5$ qui implique que le premier point doit être placé dans la sous-couche visqueuse. Pour un gaz, comme l'air utilisé dans les systèmes de refroidissement de turbine, les contraintes de résolution de la couche limite dynamique sont plus restrictives que celles pour la résolution de la couche limite thermique. En effet, l'épaisseur de la sous-couche conductive peut être évaluée à l'aide d'un nombre de Peclet exprimé comme $Pe = y^+ Pr$ où Pr est le nombre de Prandtl du gaz. En pratique, il est considéré que la sous-couche conductive s'étend jusqu'à $y^+ Pr \approx 5$ (Cebeci et Bradshaw, 1988). Pour l'air, le nombre de Prandtl est inférieur à 1, i.e $Pr \approx 0.7$. Par conséquent, la contrainte de résolution pour la couche limite dynamique suffit pour résoudre la couche limite thermique.

D'autre part, pour la modélisation trois grandes méthodes existent (Piomelli et Balaras, 2002; Fröhlich et von Terzi, 2008; Spalart, 2009) :

- Lois d'équilibre (ou modèles algébriques) : Elles relient le frottement pariétal et le flux de chaleur pariétal respectivement à la vitesse et à la température dans la région logarithmique de la couche limite. Cette approche implique que la région logarithmique existe. Les effets associés aux instationnarités

et gradient de pression ne sont pas pris en compte pour la dérivation des modèles algébriques standards. La dérivation de ces modèles standards peut se retrouver dans des ouvrages classiques de mécanique des fluides tel que celui de [Cebeci et Bradshaw \(1988\)](#). Pour étendre le domaine de validité des lois de paroi, plusieurs auteurs ont proposé des corrections à appliquer notamment pour la prise en compte d'un gradient de pression, e.g. ([McDonald, 1969](#); [Tardu, 2009](#)). Finalement, on notera que ces lois de paroi ont été développées pour des écoulements de couche limite turbulente.

- Approche zonale ou Two-Layer Model (TLM) : Le principe est de résoudre les équations RANS dans la zone interne, i.e. $y < 2\delta$ où δ est l'épaisseur de couche limite. Les équations filtrées de la SGE sont résolues sur un maillage trop grossier pour résoudre la couche limite. La couche limite est alors traitée avec les équations RANS résolues sur un maillage implicite entre la paroi et le premier point du maillage fluide. Ces équations RANS sont intégrées spatialement en utilisant une condition d'adhérence à la paroi et la vitesse hors de la couche limite donnée par la SGE au premier point du maillage fluide. Cette approche repose sur l'hypothèse que l'interaction entre la région proche paroi et la région externe est faible. Le frottement pariétal obtenu par l'intégration est alors imposé comme condition limite pour le calcul SGE. La même méthode peut être employée pour le calcul du flux de chaleur pariétal.
- Detached Eddy Simulation (DES) ([Fröhlich et von Terzi, 2008](#); [Spalart, 2009](#)) : Cette méthode consiste à utiliser le formalisme SGE dans les régions où la couche limite est décollée et le formalisme RANS lorsque la couche limite reste attachée à la paroi. Contrairement aux approches zonales, il n'y a pas de maillage implicite et les zones RANS et SGE ne sont pas définies directement par l'utilisateur. Le modèle de turbulence utilisé sépare les régions SGE des régions RANS. Le premier point du maillage doit être placé dans la sous-couche visqueuse. En revanche, la résolution dans les directions transverse et longitudinale dans la couche limite peut être plus grossière que pour une SGE résolue. On notera qu'il existe des approches DES zonales où l'utilisateur spécifie explicitement la limite entre les régions RANS et SGE ([Spalart, 2009](#)).

Les approches zonales et DES engendrent de nombreuses difficultés comme la gestion de l'interface entre la zone RANS et la zone LES en termes de méthodes numériques ou de quantité à échanger.

1.5 Objectifs scientifiques

Les pratiques de modélisation dans l'industrie reposent actuellement sur des simulations numériques stationnaire, i.e. approche RANS, consistant à résoudre l'écoulement moyen et à modéliser le contenu instationnaire lié à la turbulence sur la base de plusieurs hypothèses. Les principaux avantages de ces méthodes sont

leur faible coût et la rapidité d'obtention d'un résultats, i.e. de l'ordre de quelques heures. Les inconvénients, dont quelques uns sont rappelés dans ce manuscrit, sont liés au manque de généralité des modèles pouvant conduire à des prédictions erronées. Avec le développement de la puissance de calcul et l'adaptation des codes de calculs à cette nouvelle puissance, des modélisations numériques plus avancées deviennent disponibles. Parmi ces modélisations, la Simulation aux Grandes Échelles (SGE) a été identifiée comme une modélisation d'avenir en raison de son formalisme permettant de résoudre les instationnarités grandes échelles tout en modélisant les plus petites échelles sur la base d'hypothèses similaires aux modèles RANS. L'avantage de la SGE par rapport au RANS réside principalement dans sa généralisation à une plus large gamme d'écoulement. Il apparaît donc, pour les industriels, un besoin de qualifier et valider les outils et les modèles SGE sur les diverses applications visées.

Dans ce contexte spécifique lié à l'aéronautique, Safran Helicopter Engines a lancé plusieurs travaux de recherche et développement (Collado, 2012; Fransen, 2013; Koupper, 2015) pour analyser et quantifier l'impact d'une utilisation de la SGE pour la prédiction des écoulements dans les turbomachines. En effet, alors que le potentiel de la SGE a déjà été démontré pour la conception des chambres de combustion (Gicquel *et al.*, 2012), l'application aux écoulements de turbomachine est plus récente. Il y a donc un réel besoin de qualifier et valider les modèles et les outils (Tyacke et Tucker, 2015) pour les applications aérothermiques. Cette thèse, financée par Safran Helicopter Engines, s'intéressera plus particulièrement aux applications liées au refroidissement des aubages de distributeur haute pression (DHP). Les géométries industrielles se composent en général de systèmes de refroidissement relativement complexes mêlant plusieurs techniques. Dans cette thèse, le problème est décomposé en configurations académiques représentatives des systèmes de jet impactant et de film de refroidissement au bord de fuite. Ces systèmes présentent en effet un caractère instationnaire pour lequel la SGE peut apporter une contribution supplémentaire par rapports aux approches RANS classiquement employées dans l'industrie. Le passage par ces configurations académiques permet également d'accéder à des mesures expérimentales, aérodynamiques et thermiques, permettant de valider les simulations. On s'intéressera, pour le refroidissement interne, au jet impactant sur plaque plane et sur plaque concave. Pour la partie externe, la configuration retenue concerne la protection du bord de fuite par génération d'un film d'air frais.

La présentation du contexte fait également apparaître la notion d'optimisation pour les différents systèmes de refroidissement utilisés. Cette optimisation semble nécessaire afin de continuer à améliorer le rendement des turbomachines actuelles. Pour poursuivre dans cette direction, le refroidissement doit se faire avec moins d'air prélevé au niveau du compresseur pour ne pas pénaliser les performances. L'optimisation implique d'avoir une connaissance fine des mécanismes physiques pilotant la performance du système considéré. Pour ce faire, l'expérimentation qui contient toute la physique permet d'obtenir des informations importantes en terme de com-

portement dynamique et thermique. En revanche la caractérisation aérothermique est rendue difficile à cause de la complexité des technologies permettant des mesures couplées vitesse-température. De plus la description expérimentale est souvent limitée à des mesures bidimensionnelles. D'un autre côté les simulations instationnaires, telles que la SGE, donnent accès à des informations tri-dimensionnelles et temporelles pour les quantités physiques d'intérêts. Les données générées par de telles méthodes permettent alors d'aller plus loin dans la compréhension des écoulements étudiés pouvant conduire au développement de systèmes plus performants (Piomelli, 2014). Après validation, la SGE apparaît donc comme un outil intéressant pour la compréhension physique des écoulements de refroidissement présents dans les DHP. On tirera profit des SGE réalisées et validées pour apporter des éléments complémentaires pour l'analyse physique des systèmes de refroidissement étudiés dans cette thèse.

1.6 Organisation du manuscrit

Pour traiter les différents objectifs présentés en Sec. 1.5, le manuscrit est divisé en 3 parties. La partie **I** traite d'une configuration académique de jet impactant sur plaque plane représentative du refroidissement à mi-corde. Dans cette partie, une revue de la littérature pour l'écoulement de jet impactant sur plaque plane est proposée dans le Chapitre 2. Cette revue est suivie de l'étude réalisée pour cette configuration dans le Chapitre 3. La mise en place de la simulation ainsi que la validation et l'évaluation des différentes incertitudes inhérentes à la modélisation choisie sont présentées. La base de données numérique ainsi validée est alors mise à profit. Les mécanismes physiques, liées à l'évolution des transferts thermiques sur la plaque, sont analysés et confrontés aux différents scénarios reportés dans la littérature. L'étude de la plaque plane sert ensuite de référence pour l'analyse de l'effet de courbure pour les écoulements de jet impactant traitée en partie **II**. L'intérêt est porté sur un jet impactant sur paroi concave représentatif du refroidissement interne au bord d'attaque. Une synthèse bibliographique concernant les écoulements sur paroi concave est présenté dans le Chapitre 4. La caractérisation de l'effet de courbure est traitée dans le Chapitre 5 présentant la SGE réalisée pour l'impact sur paroi concave. Les mécanismes identifiés pour la plaque plane sont également analysés dans le cas concave afin de mettre en lumière les similarités et différences. Finalement, les travaux réalisés sur le film de protection au bord de fuite sont détaillés en partie **III**. Cette configuration correspond à la modélisation de l'évacuation de l'air de refroidissement utilisé également pour protéger le bord de fuite. Une revue des études antérieures sur ce système de protection est faite dans le Chapitre 6. Le Chapitre 7 s'attache ensuite à présenter l'application de la SGE pour la modélisation du film de protection au bord de fuite dans une configuration représentative d'un aubage industriel.

Une grande partie des résultats détaillés dans ce manuscrit a fait l'objet de

publications et de communications dans des conférences :

- P. Aillaud, F. Duchaine, L. Y. M. Gicquel, et S. Didorally. *Secondary peak in the Nusselt number distribution of impinging jet flows : A phenomenological analysis*. Physics of Fluids, 28(9), 2016.
- P. Aillaud, F. Duchaine, et L. Gicquel. *LES of a Round Impinging Jet : Investigation of the Link Between Nusselt Secondary Peak and Near-Wall Vortical Structures*. ASME Turbo Expo 2016. GT2016-56111.
- P. Aillaud, F. Duchaine, et L. Gicquel. *Analyse aerothermique d'un jet circulaire impactant sur plaque plane a l'aide de la SGE*. SFT 2016.
- P. Aillaud, L.Y.M. Gicquel, et F. Duchaine. *Investigation of the concave curvature effect for an impinging jet flow*. Phys. Rev. Fluids 2(11), 2017.
- P. Aillaud, F. Duchaine, L. Gicquel, et S. Didorally. *Characterization of the surface curvature effect using LES for a single round impinging jet*. ASME Turbo Expo 2017. GT2017-64159.
- P. Aillaud, F. Duchaine, L.Y.M. Gicquel, C. Koupper et G. Staffelbach. *Large Eddy Simulation of trailing edge cutback film cooling : Impact of internal stiffening ribs on the adiabatic effectiveness*. EUCASS 2017.
- P. Aillaud, F. Duchaine, L.Y.M. Gicquel et C. Koupper. *On the use of periodic boundary condition for Large Eddy Simulation of trailing edge cutback film cooling with internal ribs*. Soumis à ASME Turbo Expo 2018.

Certaines de ces publications sont partie entière des chapitres 3 et 5. Le cas échéant, une partie de ces chapitres est dédiée à l'ajout d'éléments d'importance permettant de mieux comprendre les résultats et conclusions.

Première partie

Jet impactant sur plaque plane

Résumé

La simplification du système de refroidissement par jets à mi-corde mène à l'étude d'une configuration académique de jet unique impactant sur une plaque plane qui est l'objet de cette partie divisée en 2 chapitres. Le chapitre 2 présente une revue de la littérature concernant les écoulements de jet impactant sur plaque plane. Nous nous attachons principalement aux points de fonctionnement représentatifs des systèmes industriels à savoir une distance d'impact relativement faible et un nombre de Reynolds de l'ordre de 10^4 . Une synthèse des différentes modélisations numériques applicables pour la prédiction du jet impactant est ensuite proposée. Jusqu'à présent, les modélisations RANS, privilégiées dans l'industrie pour leur faible coût, sont mises en défaut en raison de leur manque de généralité. À l'opposé, les simulations numériques directes (SND) ont un coût de calcul prohibitif pour des configurations industrielles. Au vu des connaissances actuelles pour l'écoulement de jet impactant, la SGE apparaît comme une alternative aux méthodes RANS et SND. En effet, il semble que la thermique de paroi soit principalement pilotée par les structures cohérentes instationnaires présentes dans l'écoulement. Cette configuration paraît donc appropriée pour l'utilisation de la SGE. Les SGE de jet impactant publiées dans la littérature, pour des point de fonctionnement représentatif des systèmes industriels, tendent à confirmer la capacité de la méthode pour la prédiction de ce type d'écoulement. Dans ce contexte, la thèse se positionne sur l'application de la SGE pour le jet impactant. Cette étude est présentée dans le chapitre 3. La configuration retenue correspond à une distance jet-plaque de 2 diamètres et un nombre de Reynolds, basée sur la vitesse débitante et le diamètre du jet égal à 23 000. La modélisation choisie est confrontée aux résultats expérimentaux pour validation. Des critères de résolution spatiale sont alors extraits pour les différentes régions du jet impactant. Sur la base des scénarios proposés dans la littérature, la SGE est analysée pour identifier les mécanismes pilotant la thermique de la paroi. Ces mécanismes sont principalement pilotés par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz apparaissant dans le jet libre. Cette instabilité conduit à la génération des structures secondaires à la paroi responsables de l'augmentation des transferts thermiques causant l'apparition d'un second maximum. Ainsi, la capacité de prédiction de la thermique pariétale par la SGE dépend principalement de la réalisation d'un maillage capable de capter les structures primaires et les structures secondaires associées en proche paroi. Les diagnostics réalisés dans cette partie serviront par la suite à la caractérisation de l'effet de courbure en Partie II.

Chapitre 2

Revue de la littérature

2.1 Définitions et conventions	22
2.1.1 Paramètres géométriques	22
2.1.2 Paramètres aérodynamiques	24
2.1.3 Paramètres thermiques	25
2.2 Le jet impactant sur plaque plane	26
2.2.1 Description aérodynamique	27
2.2.2 Description instationnaire	31
2.2.3 Description de la thermique de paroi	34
2.2.4 Lien entre transfert thermique et écoulement	37
2.3 Modélisations numériques des jets impactants	43
2.4 Positionnement de la thèse	46

Ce chapitre s'attache à présenter l'état de l'art concernant les écoulements de jet impactant. Les principales définitions et conventions, nécessaires à la compréhension de la suite du manuscrit, sont présentées. L'aérodynamique et la topologie des écoulements de jet impactant sont ensuite décrites. Pour la problématique du refroidissement, on abordera également la description de la thermique de la plaque impactée et le lien avec la dynamique de l'écoulement. Par la suite, les différentes modélisations numériques applicables au jet impactant sont présentées en s'attachant à rappeler les avantages et inconvénients de chacune. Finalement, une présentation du positionnement de cette thèse, par rapport à la revue de la littérature, est réalisée.

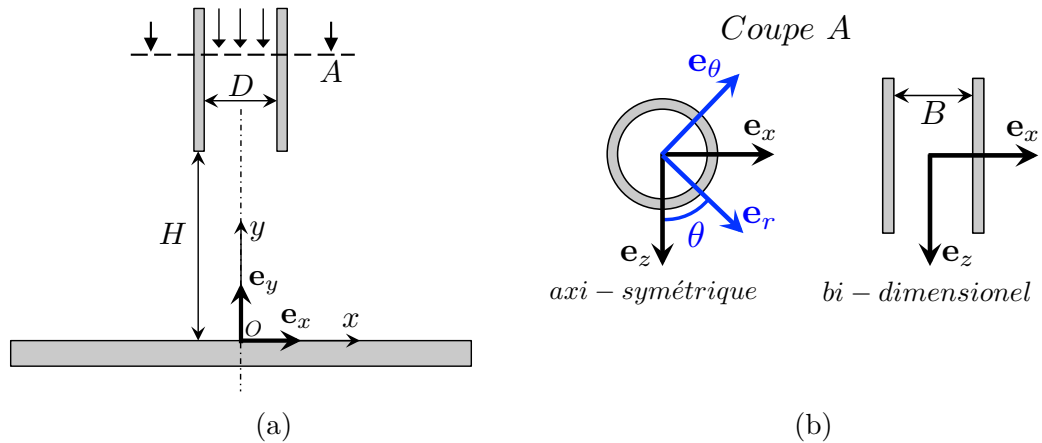


FIGURE 2.1: Représentation schématique d'un jet avec présence d'une paroi d'impact plane. Coupe selon l'axe du jet (a) et coupe transverse dans le jet montrant la différence entre un jet axi-symétrique et un jet bi-dimensionnel (b).

2.1 Définitions et conventions

Cette section a pour but d'établir les différentes définitions et conventions qui seront utilisées pour le jet impactant tout au long du présent manuscrit. Les principaux paramètres géométriques sont définis ainsi que les principales grandeurs aérodynamiques utilisées avec notamment une présentation des paramètres de similitudes. Enfin, la même présentation sera faite pour les paramètres liés à la thermique. La problématique étudiée dans cette thèse concerne des jets submergés, c'est-à-dire que le jet débouche dans un milieu ambiant ayant les mêmes propriétés physique, e.g. air dans air. Ainsi, on ne traitera dans la suite que de ces jets submergés et on n'abordera pas la question des jets diphasiques.

2.1.1 Paramètres géométriques

Le premier paramètre géométrique à considérer est le type de jet. En effet, dans la littérature, on retrouve deux grandes familles de jet à savoir les jets axi-symétriques et les jets bi-dimensionnels (Fig. 2.1). Il existe en réalité une grande diversité de formes géométriques pour la buse d'injection, e.g. jets en croix ou diamant. Ces formes spécifiques sont en général utilisées pour agir sur la dynamique du jet au vu des résultats connus pour les jets axi-symétriques ou bi-dimensionnels. Elles ne seront pas traitées dans ce manuscrit. Dans cette thèse on s'intéressera à un jet axi-symétrique qui est l'injection utilisée pour les applications de refroidissement d'aubage de turbine. La revue de la littérature s'intéressera principalement au jet axi-symétrique même si les deux familles partagent un grand nombre de caractéristiques physiques communes. Dans le cas du jet axi-symétrique, le diamètre d'injection est noté D . Pour le jet bi-dimensionnel, l'épaisseur de la fente d'injection est généralement noté B .

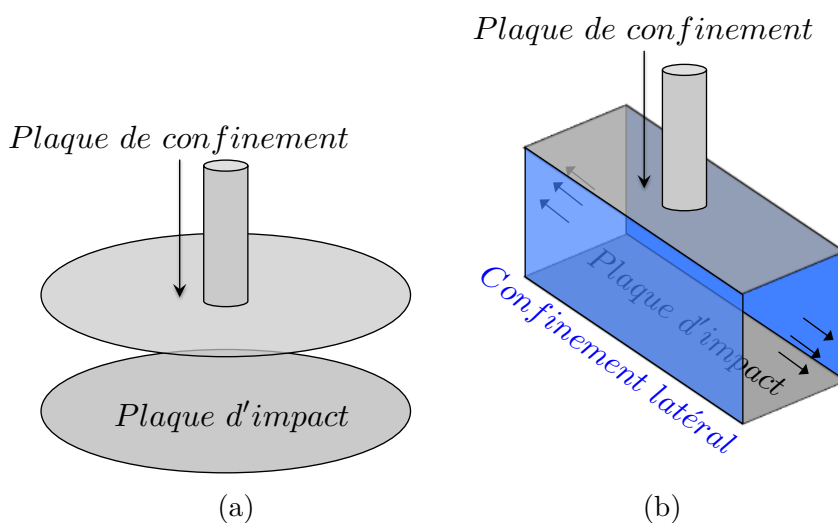


FIGURE 2.2: Représentation schématique d'un jet impactant pour une géométrie semi-confinée axi-symétrique (a) et de type canal avec la présence de plaque latérale de confinement (b).

Le repère cartésien, associé aux géométries de jet impactant, est défini par son origine O , placée à l'intersection entre l'axe du jet et la plaque d'impact, et les trois axes orthogonaux (Ox, Oy, Oz) qui définissent le trièdre direct. Les vecteurs unitaires associés aux directions orthogonales Ox, Oy et Oz sont notés respectivement $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ et \mathbf{e}_z . Il est également possible, pour le cas axi-symétrique, de définir un repère cylindrique associé aux directions (Or, θ, y) avec comme vecteurs unitaires $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_y$. La distance radiale par rapport à l'origine sera notée r .

Un des paramètres de similitude pour les écoulements de jet impactant est la distance entre la sortie de l'injecteur et la plaque notée H (voir Fig. 2.1). La similitude géométrique implique de garder un ratio entre la distance jet-plaque et le diamètre d'injection H/D identique pour comparer des résultats.

La dernière caractéristique géométrique différenciant les études de la littérature concerne le niveau de confinement du jet. Il convient alors de faire la distinction entre les configurations non-confinées et confinées. Les configurations non-confinées correspondent à la géométrie présentée précédemment (Fig. 2.1) pour lesquelles le jet débouche dans l'air ambiant avec uniquement la présence de l'injecteur et de la plaque d'impact. Pour les configurations confinées, on distinguera les géométries axi-symétriques des géométries non-axisymétriques comme présenté en Fig. 2.2. Dans le cas axi-symétrique, le confinement s'exprime par la présence d'une plaque positionnée au niveau de la sortie de l'injecteur parallèlement à la plaque d'impact. On retrouvera également dans la littérature des géométries de type canal pour lesquelles un confinement latéral est présent (voir Fig. 2.2b).

2.1.2 Paramètres aérodynamiques

Les principaux paramètres aérodynamiques pilotant les écoulements de jet impactant et utilisés comme paramètres de similitudes sont le nombre de Reynolds et le nombre de Mach de l'écoulement. Le nombre de Reynolds caractérisant la prépondérance des effets inertiels par rapport aux effets visqueux est défini pour les écoulements de jet impactant comme :

$$Re_D = \frac{U_b D}{\nu}, \quad (2.1)$$

où ν est la viscosité cinématique du fluide et U_b est la vitesse débitante qui s'exprime comme :

$$U_b = \int_0^{2\pi} \int_0^{D/2} U_y(r, \theta) r dr d\theta. \quad (2.2)$$

À noter que pour les jets libres la majorité des études utilisent un nombre de Reynolds Re_{ce} basé sur la vitesse au centre du jet U_{ce} . En fonction du nombre de Reynolds, il est possible d'identifier des fréquences caractéristiques liées à des instabilités apparaissant dans le jet (cf. Sec. A.2). Ces fréquences sont exprimées sous forme adimensionnée à l'aide du nombre de Strouhal défini en Eq. (2.3),

$$St_l = \frac{fl}{U}, \quad (2.3)$$

où f est la fréquence du phénomène observé, l est une longueur caractéristique et U est une vitesse caractéristique.

Les effets de compressibilité peuvent également avoir un impact non négligeable en termes d'aérodynamique. Ils sont pris en compte par le nombre de Mach de l'écoulement défini comme :

$$Ma = U_b/c_s, \quad (2.4)$$

où $c_s = \sqrt{\gamma R_{s,air} T_j}$ est la vitesse du son en sortie d'injecteur avec γ le ratio des chaleurs spécifiques à pression et volume constants, $R_{s,air}$ la constante spécifique de l'air et T_j la température en sortie d'injecteur. Les configurations étudiées dans ce manuscrit sont subsoniques et incompressibles, i.e. $Ma < 0.3$. Ce régime d'écoulement est représentatif des régimes retrouvés dans les configurations industrielles de refroidissement d'aubages de turbine par jet impactant. Les jets impactants en régime subsonique compressible et supersonique ne seront pas traités dans cette thèse mais de nombreuses études existent dans la littérature pour des problématiques plutôt liées à l'aéroacoustique (voir par exemple Dauplain *et al.* (2010); Gojon *et al.* (2016)).

Un paramètre essentiel intervenant dans les écoulements de jet impactant est le profil de vitesse moyen en sortie d'injecteur. Pour un nombre de Reynolds similaire, un profil de vitesse moyen différent en sortie d'injecteur va impacter le développement du jet et potentiellement les transferts thermiques à la paroi comme discuté en Sec. 2.2.3. En pratique on retrouve deux profils de vitesse moyen : le profil de

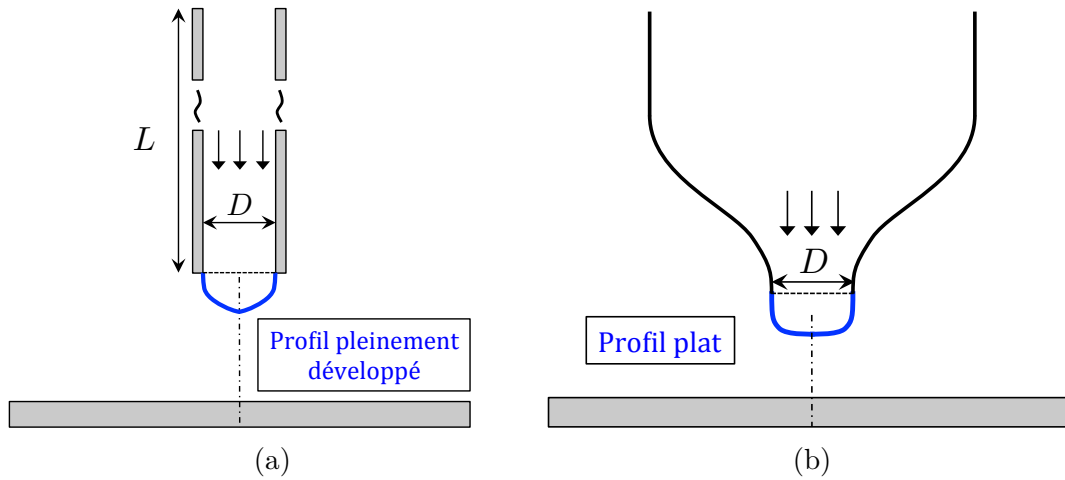


FIGURE 2.3: Représentation schématique d'une conduite longue produisant un profil de vitesse pleinement développé (a) et d'une buse convergente produisant un profil de vitesse plat (b).

vitesse turbulent pleinement développé et le profil de vitesse plat. Ils sont obtenus, expérimentalement, par l'utilisation respectivement d'une conduite longue et d'une buse convergente comme montré en Fig. 2.3.

2.1.3 Paramètres thermiques

Concernant la thermique, l'écoulement de jet impactant est en général caractérisé par la température d'injection T_j , la température ambiante T_∞ et la température de la plaque T_w . On parlera de jet isotherme lorsque $T_j = T_\infty$ et de jet anisotherme si $T_j \neq T_\infty$. Le chauffage de la plaque d'impact peut se faire de deux façons différentes. Le plus simple, d'un point de vue expérimental, consiste à imposer un courant électrique dans un circuit recouvrant la plaque afin de générer un flux de chaleur constant lié à la dissipation électrique par effet joule. En revanche, on trouvera également dans la littérature d'autres méthodes permettant de se rapprocher d'une condition isotherme et permettant de limiter les effets conductifs dans la plaque. La densité de flux de chaleur pariétal, noté φ_w , découle de la loi de Fourier. Elle relie le gradient de température dans le fluide au niveau de la paroi à la densité de flux de chaleur grâce à un coefficient de proportionnalité appelé conductivité thermique. Cette relation s'exprime comme :

$$\varphi_w = -\lambda_f \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{y=0}, \quad (2.5)$$

où λ_f est la conductivité thermique du fluide et n est la direction normale à la paroi. Pour les transferts thermiques convectifs, on utilise généralement un coefficient d'échange convectif noté h défini par la loi de Newton. Cette loi suppose une relation

linéaire entre la densité de flux de chaleur et la température à la paroi exprimée de la manière suivante :

$$\varphi_w = h(T_w - T_{ref}), \quad (2.6)$$

où T_{ref} est une température de référence permettant de définir l'ordonnée à l'origine de la relation linéaire. Pour un jet isotherme, cette température de référence est égale à la température du jet T_j . Dans le cas d'un jet anisotherme, il conviendra d'utiliser la température adiabatique de paroi. Le coefficient h dépend donc fortement du choix de la température de référence qui doit être clairement définie pour pouvoir comparer des résultats entre eux. Le coefficient d'échange convectif h est en général exprimé sous forme adimensionnelle à l'aide du nombre de Nusselt faisant le ratio entre les échanges convectifs et les échanges conductifs dans le fluide :

$$Nu = \frac{hD}{\lambda_f}. \quad (2.7)$$

Résumé de la section 2.1

Cette section a permis de présenter les différentes définitions et conventions qui seront utilisées dans ce manuscrit. Nous avons notamment définis les paramètres géométriques caractérisant les jets impactants tels que, le diamètre du jet et la distance jet-plaque. Les différents repères, cartésien et cylindrique, ont également été décrits. Ensuite, les paramètres de similitude aérodynamiques tels que le nombre de Reynolds et le nombre de Mach ont été définis. Nous avons également vu deux types d'injections, i.e. conduite longue et buse convergente, produisant deux profils de vitesse différents, i.e. profil pleinement développé et profil plat. Finalement, le nombre de Nusselt, qui sera utilisé pour les comparaisons en terme de transferts thermiques, a été défini.

2.2 Le jet impactant sur plaque plane

Suite à la présentation des définitions et conventions en Sec. 2.1, cette section s'attache à décrire l'écoulement de jet impactant sur la base des études publiées dans la littérature. La description aérodynamique est présentée dans un premier temps en Sec. 2.2.1 suivie d'une caractérisation de la topologie de l'écoulement en Sec. 2.2.2. Le but des jets en impact dans le contexte de cette thèse étant le refroidissement, une description de la thermique de la plaque est proposée en Sec. 2.2.3. Enfin, la thermique de la plaque est reliée à la topologie de l'écoulement du jet en fonction des résultats connus dans la littérature en Sec. 2.2.4.

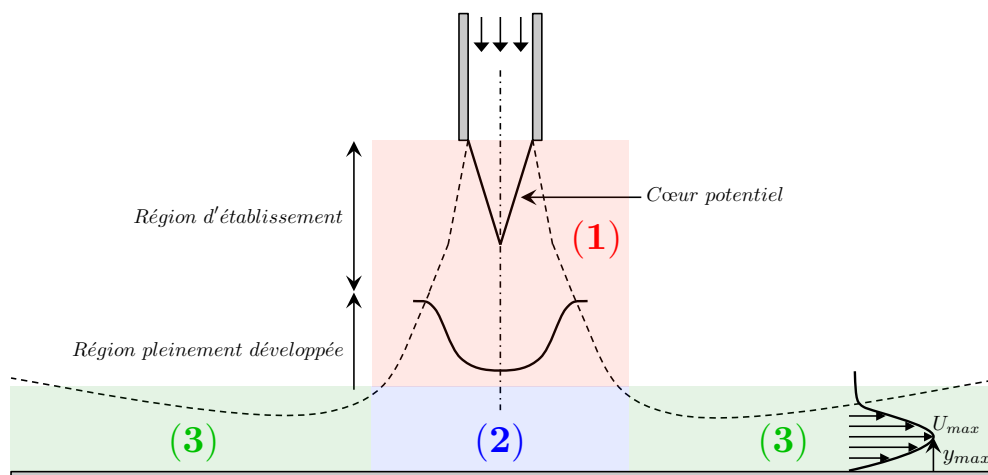


FIGURE 2.4: Description de la structure moyenne d'un jet impactant perpendiculairement sur une plaque plane. Région de jet libre (1), région de stagnation (2) et jet de paroi (3).

2.2.1 Description aérodynamique

Dans leur revue de la littérature, Gauntner *et al.* (1970) rappellent que l'écoulement de jet impactant peut se diviser en trois grandes régions (voir Fig. 2.4) :

1. Jet libre (1).
2. Zone de stagnation. (2).
3. Jet de paroi. (3).

2.2.1.1 Jet libre

Dans cette région et dans le cas où la plaque d'impact est placée suffisamment loin de la sortie de l'injecteur, le jet subit l'influence de la plaque relativement tardivement dans son développement. Il peut alors se développer selon les mécanismes décrits en Annexe A. En revanche, il convient de noter que lorsque la plaque est placée suffisamment proche de la sortie de l'injecteur, le jet n'aura pas atteint un état pleinement développé au moment de l'interaction avec la plaque. La notion de "suffisamment proche" dépend des différents paramètres aérodynamiques du jet, e.g. nombre de Reynolds et épaisseur de QDM de la couche limite, comme évoqué en Annexe A.3.

Pour une expérience idéalisée, le jet libre est complètement défini par le nombre de Reynolds Re_D ou Re_{ce} (Pope, 2000). Ce nombre de Reynolds est utilisé dans la littérature pour faire la distinction entre les différents régimes d'écoulements observés. Mcnaughton et Sinclair (1966) proposent la classification suivante reprise plus tard par Gauntner *et al.* (1970) :

- Jet laminaire dissipatif, $Re_D < 300$. Les forces visqueuses sont encore relativement importantes et le jet diffuse dans le milieu ambiant en suivant un

mécanisme laminaire.

- Jet pleinement laminaire, $300 < Re_D < 1\,000$. Le jet reste laminaire mais devient instable lorsque le nombre de Reynolds augmente et se rapproche de $Re_D = 1\,000$. Crow et Champagne (1971) ont montré que le jet passe de manière continue et régulière par différents modes. Le premier mode qui apparaît est un mode sinusoïdal pour lequel le jet se met à osciller dans un plan. Il passe ensuite sur un mode hélicoïdale se traduisant par un enroulement du jet autour de son axe avant d’atteindre le mode variqueux caractérisé par un lâché périodique de structures axi-symétriques.
- Jet transitionnel, $1\,000 < Re_D < 3\,000$. Le mode variqueux domine dû à l’apparition d’une instabilité de type Kelvin-Helmholtz. Cette instabilité est amplifiée dans la direction axiale et conduit finalement à une transition vers un régime pleinement turbulent.
- Jet turbulent, $Re_D > 3\,000$. Dans ce cas la déstabilisation du jet intervient très près de la sortie de l’injecteur et l’amplification spatiale est relativement rapide. Cela conduit à l’apparition du caractère turbulent de l’écoulement, i.e. écoulement tridimensionnel, désorganisé et diffusif, très près la sortie de l’injecteur.

Ces quatre régimes sont illustrés sur les photographies en Fig. A.1 obtenues par Mcnaughton et Sinclair (1966). En réalité le seul nombre de Reynolds ne permet pas de caractériser complètement l’écoulement de jet libre. De nombreux paramètres vont influencer le développement du jet libre (voir Sec. A.3) comme par exemple le profil de vitesse moyen à la sortie de l’injecteur (Kim et Choi, 2009; Bogey et Bailly, 2010).

Au vu des régimes d’écoulements rencontrés dans les applications de refroidissement d’aubage de turbine, i.e. $Re_D \sim O(10^4)$, l’accent est mis ici sur les jets turbulents.

2.2.1.2 Zone de stagnation

La zone de stagnation est caractérisée par une décroissance rapide de la vitesse axiale et une augmentation de la pression statique (Jambunathan *et al.*, 1992). Cette augmentation de pression statique est une conséquence directe du ralentissement de l’écoulement provoquant une conversion d’énergie cinétique en pression statique selon le principe de Bernoulli. L’extension axiale de la zone de stagnation varie de $1.2D$ à $2D$ au dessus de la plaque en fonction des auteurs (Jambunathan *et al.*, 1992; Martin, 1977). Dans le cas où la distance jet-plaque est très faible, il se peut que la zone de stagnation occupe toute la région entre le jet et la plaque et influence l’écoulement dans l’injecteur (Jeffers *et al.*, 2016). Dans ce cas, la région de jet libre (1, voir Fig. 2.4) n’existe plus et le jet aura un comportement différent de celui décrit en Sec. A.2. Jeffers *et al.* (2016) notent que pour des distances d’impact H inférieures à $0.5D$ la région de jet libre tend à disparaître.

La présence de la paroi force également le jet à changer de direction. L’écoulement initialement purement axial devient alors radial. Dans la zone de stagnation il

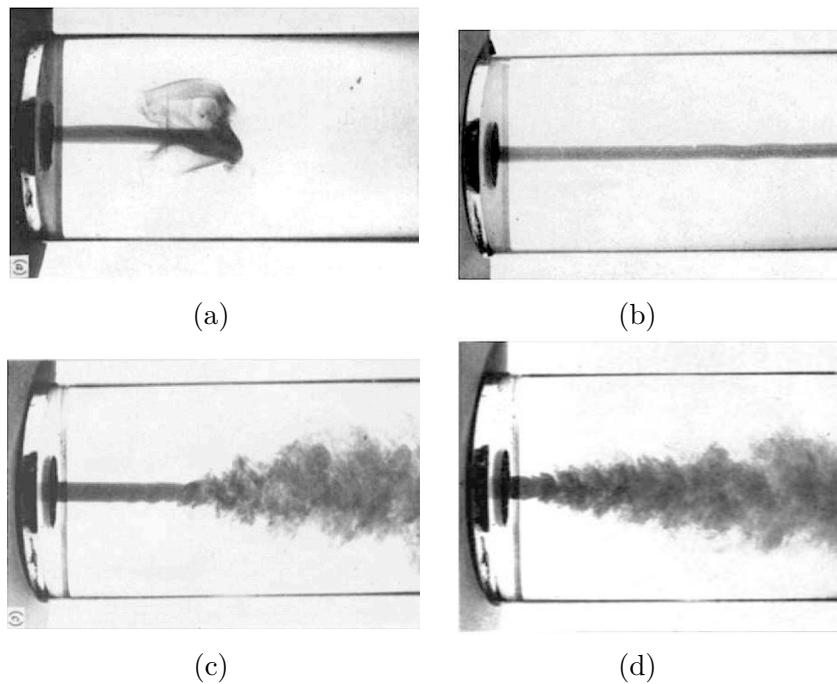


FIGURE 2.5: Classification des régimes d'écoulement en fonction du nombre de Reynolds Re_D pour les jets libres. Jet laminaire dissipatif $Re_D < 300$ (a), jet pleinement laminaire $300 < Re_D < 1\,000$ (b), jet transitionnel $1\,000 < Re_D < 3\,000$ (c) et jet turbulent $Re_D > 3\,000$ (d). Tiré de [Mcnaughton et Sinclair \(1966\)](#).

existe un gradient de pression favorable dans la direction radiale dû à la conversion d'une partie de l'énergie cinétique de l'écoulement en pression statique. Cela provoque une accélération de l'écoulement dans la direction radiale le long de la plaque (Tummers *et al.*, 2011). Pour un écoulement de stagnation plan laminaire (écoulement de Hiemenz), il existe une solution analytique aux équations de Navier-Stokes et il est possible de montrer que l'épaisseur de couche limite ne dépend pas de la position radiale (Schlichting, 1979). Pour un jet de dimensions finies, ce résultat implique que la couche limite garde une épaisseur constante tant que le jet de paroi reste sous l'injecteur, i.e. à $r/D < 0.5$.

Dans cette même zone de stagnation, plusieurs auteurs (Geers *et al.*, 2004, 2006; Hadžiabdić et Hanjalić, 2008) ont montrés qu'il existe un transfert d'énergie inverse, par rapport au concept de cascade énergétique (cf. Sec 1.4). En effet, ils ont mis en évidence que le terme de production dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente est négatif. Il existe donc un transfert d'énergie du champ fluctuant vers le champ moyen indiquant que la zone de stagnation a un effet stabilisant sur le jet. Dans leur étude numérique, basée sur la SGE, Hadžiabdić et Hanjalić (2008) montrent que la région où la production est négative est présente jusqu'à une distance $r/D = 1$. Dans la direction axiale, elle s'étend de la paroi jusqu'à $y/D \approx 0.1$.

La fin de la zone de stagnation est marquée par une vitesse radiale qui atteint un maximum. Tummers *et al.* (2011) ont mesuré une vitesse radiale maximale $U_{max} = 1.1U_b$ atteinte à une distance $r/D \approx 1.1$ lorsque la distance jet-plaque est de $H/D = 2$. Dans sa revue, Viskanta (1993) note que cette vitesse maximale est atteinte pour des distances de l'ordre de un diamètre par rapport au point de stagnation pour des distances d'impact $H/D < 12$.

2.2.1.3 Jet de paroi

Du fait de la dimension finie du jet, l'écoulement radial accéléré dans la région de stagnation finit par devenir un jet de paroi. Ce jet de paroi peut se décomposer en deux couches distinctes :

1. Une couche pariétale allant de la paroi, placée à $y = 0$, à la position du maximum de vitesse radiale située à $y = y_{max}$ (voir Fig. 2.4). Cette couche est similaire à une couche limite se développant le long d'une paroi. L'épaisseur de cette couche est directement définie par y_{max} .
2. Une couche externe allant du maximum de vitesse radiale à la région de vitesse nulle. Cette couche est similaire à une couche de mélange comme trouvée dans la région de jet libre.

Il convient de noter que la couche externe n'est pas une nouvelle couche de mélange mais le prolongement de celle venant du jet libre qui est modifiée par la présence de la plaque d'impact.

La description aérodynamique précédente rend compte de la structure moyenne de l'écoulement de jet en impact sur plaque plane. Tout comme pour le jet libre,

le jet en impact est également soumis à des phénomènes instationnaires décrits en Sec. 2.2.2.

2.2.2 Description instationnaire

Pour les distances d'impacts assez grandes, i.e. $H/D \geq 0.5$, la région de jet libre est présente. Cela implique que les mécanismes d'instabilités propres à l'écoulement de jet libre sont également présents. C'est pourquoi, il existe aussi des structures primaires se développant dans les jets en impact. La différence majeure par rapport au jet libre vient de l'interaction entre ces structures primaires et la paroi. Les modifications apportées par la présence de la plaque sont donc explicitées dans cette section. Tout comme pour le jet libre, la majorité des études sur l'interaction entre les structures primaires et la plaque se basent sur l'utilisation de buse convergente sans déclenchement artificiel de la transition. Ces conditions initiales conduisent à un profil de vitesse plat en sortie d'injecteur et des niveaux de fluctuations de vitesse relativement faibles. Cela permet de distinguer clairement les structures cohérentes présentes dans ces écoulements.

Liu et Sullivan (1996) se sont intéressés à l'influence de la présence d'une plaque plane sur l'instabilité initiale du jet. Pour ce faire, ils ont relevés les fréquences liées à l'instabilité initiale de Kelvin-Helmholtz pour différentes distances jet-plaque H/D et pour un nombre de Reynolds $Re_D = 12\,300$. Leurs résultats montrent que pour ce nombre de Reynolds, la plaque n'a pas d'influence sur la fréquence caractéristique de l'instabilité initiale pour $H/D > 1.2$. Pour des valeurs $H/D < 1.2$, ils observent une augmentation de la fréquence naturelle du jet possiblement liée à l'établissement d'une boucle de rétroaction acoustique. Popiel et Trass (1991) ont travaillé sur la mise en évidence de la présence des structures primaires dans le cas des jets en impact. La Fig. 2.6 présente un exemple de visualisation expérimentale pour un jet à $Re_D = 20\,000$ et une distance d'impact $H/D = 2$. On distingue clairement les structures primaires formées dans la région de jet libre venant impacter la paroi. La présence de la plaque induit un étirement des structures dans la direction radiale de manière similaire à ce qui est observé pour un anneau tourbillonnaire (*vortex ring*) en impact (Chu *et al.*, 1993; Walker *et al.*, 1987). L'interaction avec la paroi cause un deuxième effet, connu également pour l'impact d'un *vortex ring* sans écoulement moyen (Orlandi et Verzicco, 1993), qui est la séparation de la couche limite et l'émergence d'une structure secondaire contra-rotative comme montré en Fig. 2.7. Les mécanismes physiques à l'origine de cette séparation de la couche limite ont été étudiés par Didden et Ho (1985) pour un jet impactant issu d'une buse convergente. L'apparition de la structure contra-rotative est la conséquence du gradient de pression défavorable instationnaire généré par l'interaction des structures primaires avec la paroi. Cela cause un ralentissement du fluide dans la couche pariétale du jet de paroi jusqu'à la séparation de la couche limite. L'instationnarité de la séparation vient de sa génération intermittente liée au passage des structures primaires. Cette séparation génère une couche de mélange locale ayant une vorticité azimutale de

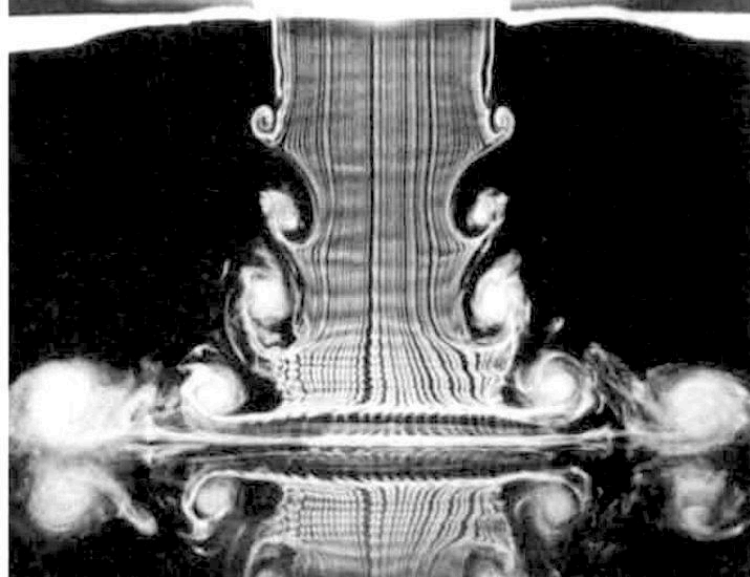


FIGURE 2.6: Visualisation par fumée des structures primaires d'un jet axi-symétrique, issu d'une buse convergente, impactant sur une plaque plane à $Re_D = 20\ 000$ et pour une distance jet-plaque $H/D = 2$. Tiré de Popiel et Trass (1991).

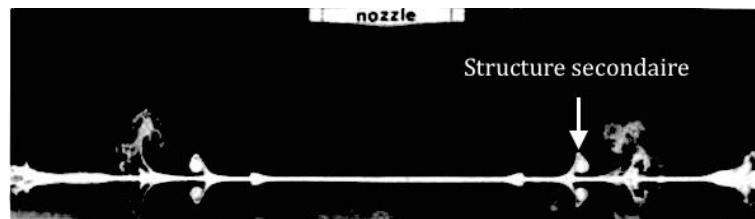


FIGURE 2.7: Visualisation par injection de fumée en proche paroi des structures secondaire d'un jet axi-symétrique, issu d'une buse convergente, impactant sur une plaque plane à $Re_D = 10\ 000$ et pour une distance jet-plaque $H/D = 1.2$. Tiré de Popiel et Trass (1991).

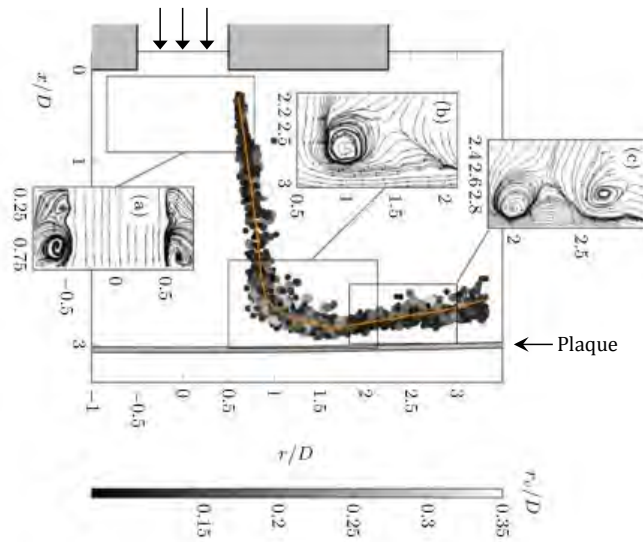


FIGURE 2.8: Localisation et taille des structures primaires pour un jet en impact issu d'une conduite longue à $Re_D = 60\,000$ et $H/D = 3$. La ligne pleine correspond à la trajectoire moyenne du centre géométrique des structures primaires. Tiré de Grenson *et al.* (2016b).

signe opposée à la vorticité azimutale des structures primaires. Le profil de vitesse contient alors un point d'inflexion qui rend la couche de mélange instable (Rayleigh, 1879). Celle-ci s'enroule et se détache de la paroi pour former la structure secondaire contra-rotative par rapport à la structure primaire. Ce décollement instationnaire a également été observé pour un jet en impact issu d'une conduite longue par Tummers *et al.* (2011). Ils localisent l'initiation de ce décollement à une distance radiale d'environ $r/D \approx 1.2$.

De même que pour des *vortex ring* dans un écoulement au repos, e.g. Walker *et al.* (1987), la trajectoire des structures primaires est marqu e par un rebond causé principalement par la vitesse induite par les structures secondaires. Ce rebond, illustré en Fig. 2.8, est mentionné dans la littérature par plusieurs auteurs, e.g. Roux *et al.* (2011); Rohlfs *et al.* (2012); Grenson *et al.* (2016b), pour des nombres de Reynolds allant de $1800 < Re_D < 60\,000$ et des distances d'impact $3 < H/D < 5$. Il convient également de noter que ce rebond est présent pour des buses convergentes (Roux *et al.*, 2011) et pour des conduites longues (Grenson *et al.*, 2016b).

Bien que rarement mentionn e dans la littérature, des structures longitudinales, décrites en Sec. A.2.3 pour le jet libre, sont également présentes dans le cas du jet impactant (Popiel et Trass, 1991).

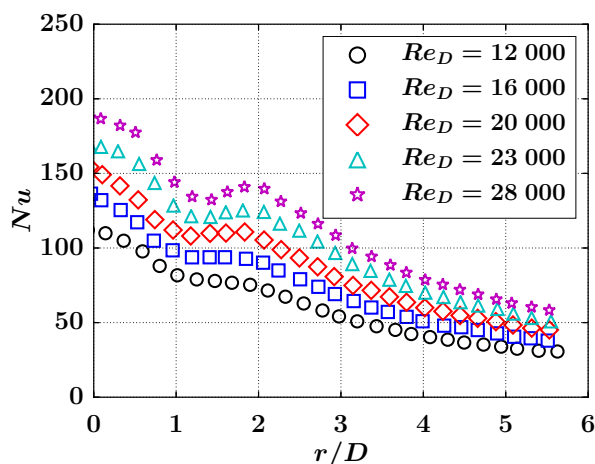


FIGURE 2.9: Influence du nombre de Reynolds Re_D sur la distribution radiale du nombre de Nusselt Nu pour une distance d'impact $H/D = 2$. Tiré de [Katti et Prabhu \(2008\)](#).

2.2.3 Description de la thermique de paroi

Dans cette section nous nous focalisons sur la description de la thermique de paroi propre aux écoulements de jet impactant. L'intérêt est porté sur l'influence des paramètres globaux, utilisés par les concepteurs de systèmes de refroidissement, tels que le nombre de Reynolds, la distance jet plaque et la géométrie de l'injecteur. On relèvera également la dispersion des résultats trouvés dans la littérature pour des configurations *a priori* similaires.

2.2.3.1 Influence des paramètres globaux sur les transferts thermiques

D'intérêt majeur pour les concepteurs de systèmes de refroidissement utilisant le jet impactant, l'influence des paramètres globaux a été étudiée très tôt dans la littérature. Le but principal de ces études était de construire des corrélations entre ces paramètres globaux, e.g. nombre de Reynolds, distance d'impact, et la distribution moyenne des transferts thermiques à la paroi caractérisée par le nombre de Nusselt Nu (voir Eq. (2.7)). Pour une revue complète de tous les paramètres influents, le lecteur pourra se référer à [Viskanta \(1993\)](#) ou [Jambunathan *et al.* \(1992\)](#).

Nombre de Reynolds [Gardon et Akfirat \(1965\)](#) furent parmi les premiers à reporter une dépendance relativement importante du nombre de Nusselt au nombre de Reynolds. Un exemple de l'effet du nombre de Reynolds sur le nombre de Nusselt est fourni en Fig. 2.9 tirée d'une étude réalisée par [Katti et Prabhu \(2008\)](#) pour une distance d'impact $H/D = 2$ et un écoulement de conduite pleinement développé. La distribution radiale du nombre de Nusselt est sensible au nombre de Reynolds à la

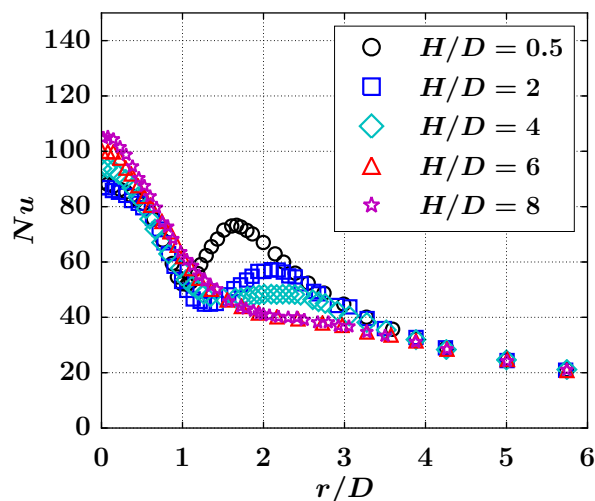


FIGURE 2.10: Influence de la distance d’impact H/D sur la distribution radiale du nombre de Nusselt Nu pour un nombre de Reynolds $Re_D = 20\,000$. Tiré de O’Donovan et Murray (2007b).

fois en termes de niveau et d’allure. L’augmentation du nombre de Nusselt avec le nombre de Reynolds est observée également pour des distances d’impact inférieures et supérieures à $H/D = 2$ (Lee et Lee, 1999; Katti et Prabhu, 2008). Le maximum du nombre de Nusselt est localisé au point de stagnation et il est possible d’observer un second maximum qui apparaît lorsque $Re_D \geq 20\,000$. De nombreuses corrélations empiriques reliant par exemple le nombre de Nusselt au point de stagnation et le nombre de Reynolds ont été présentées dans la littérature. Pour une revue détaillée des corrélations existantes entre nombres de Nusselt et de Reynolds, le lecteur peut se référer à Jambunathan *et al.* (1992) et Zuckerman et Lior (2005).

Distance d’impact À nombre de Reynolds fixé, la distance d’impact est un paramètre important à prendre en compte lorsque la thermique est mise en jeu (Lee et Lee, 1999; O’Donovan et Murray, 2007b; Katti et Prabhu, 2008). Une illustration de l’influence de la distance jet-plaque sur le nombre de Nusselt est présentée en Fig. 2.10 tirée de l’étude de O’Donovan et Murray (2007b) pour un nombre de Reynolds $Re_D = 20\,000$ et un écoulement de conduite pleinement développé. Tout d’abord, on note qu’au point de stagnation, le nombre de Nusselt augmente lorsque la distance d’impact croît. Pour les grandes distances d’impact, i.e. $H/D > 4$, on observe ensuite une décroissance monotone du nombre de Nusselt en fonction du rayon. Pour les faibles distances d’impact, i.e. $H/D < 4$, un minimum local est présent autour de $r/D \approx 1$ et un second maximum apparaît un peu plus loin autour de $r/D \approx 2$. Ces extremums locaux, observés par de nombreux auteurs, tendent à se rapprocher du point de stagnation lorsque la distance d’impact diminue (Baughn et Shimizu, 1989; Baughn *et al.*, 1991; Fenot *et al.*, 2005). Lee et Lee (1999) mettent en évidence que ces observations restent vraies pour une large gamme de nombres

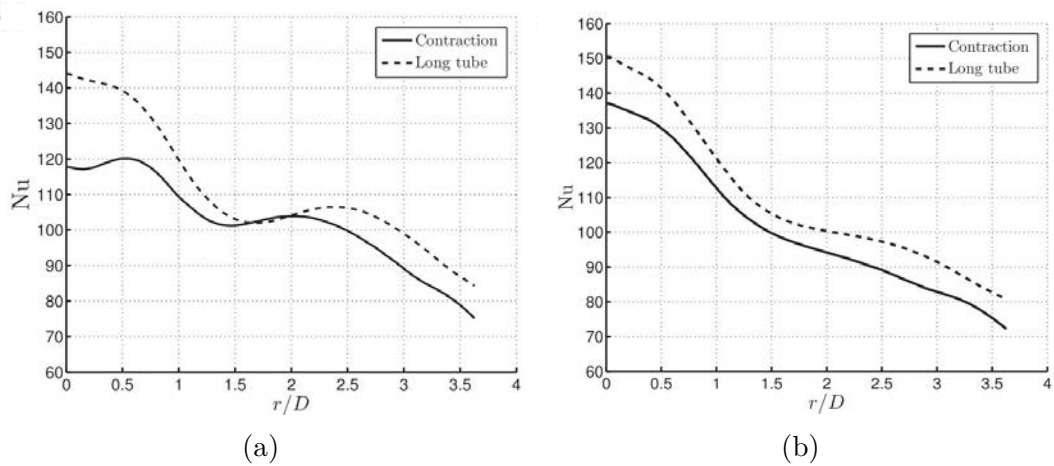


FIGURE 2.11: Nombre de Nusselt Nu en fonction de la distance au point de stagnation r/D pour un nombre de Reynolds $Re_D = 28\,000$ et des distances d'impact $H/D = 3$ (a) et $H/D = 5$ (b). (—) : Conduite pleinement développée. (---) : Buse convergente. Tiré de Roux *et al.* (2011).

de Reynolds $5\,000 < Re_D < 30\,000$. L'apparition du second maximum dans la distribution du nombre de Nusselt a suscité un intérêt relativement important dans la communauté scientifique. Plusieurs études ont alors tentées de comprendre les mécanismes physiques à l'origine de cette distribution non-monotone. Les résultats les plus marquants issus de ces études sont présentés dans la suite en Sec. 2.2.4.

Type d'injection Il est acquis depuis un certain temps que la géométrie de l'injecteur utilisé peut avoir un effet non-négligeable sur les transferts thermiques d'une configuration de jet en impact (Obot *et al.*, 1979; Jambunathan *et al.*, 1992). Malgré ça, quelques zones d'ombres subsistent notamment en ce qui concerne les différences observées au point de stagnation entre des injections de type écoulement de conduite développée et buse convergente. Dans une étude récente, Roux *et al.* (2011) ont comparé la distribution radiale du nombre de Nusselt obtenue avec un écoulement de conduite pleinement développée et une buse convergente. Les résultats, montrés en Fig. 2.11, font apparaître quelques différences notables. Il convient de noter dans un premier temps que la conduite pleinement développée conduit systématiquement à des nombres de Nusselt plus élevés que la buse convergente. Il est possible d'attribuer cela à la turbulence initialement présente dans l'écoulement issu de la conduite (Viskanta, 1993). Ensuite, on note que dans le cas d'une buse convergente et d'une distance jet-plaque $H/D = 3$ (Fig. 2.11a), le maximum du nombre de Nusselt n'est pas localisé au point de stagnation mais est décalé vers $r/D \approx 0.5$. En revanche, la situation est différente pour $H/D = 5$ (Fig. 2.11b) où la distribution du nombre de Nusselt se comporte de la même manière pour les deux injecteurs. Cela tend à confirmer les résultats obtenus par Kataoka *et al.* (1987) montrant que, pour une buse convergente, le nombre de Nusselt est maximum au niveau du point de stagnation pour des distances d'impact de l'ordre de $6 < H/D < 8$. Kataoka *et al.*

(1987) suggèrent que pour ces distances suffisamment grandes, la turbulence générée dans la couche de mélange à le temps de pénétrer dans le cœur du jet. Malgré tout, une étude récente de Rohlfs *et al.* (2012), utilisant la simulation numérique directe (SND) pour des jets à très faibles nombre de Reynolds $Re_D < 1\,800$ et non perturbés, montre que cet effet des fluctuations turbulente ne semble pas prépondérant. La différence se fait principalement par l'écoulement moyen, i.e. profil de vitesse moyen. Finalement, on notera que pour les deux types d'injecteurs, le second maximum est présent pour la distance d'impact $H/D = 3$

Les paramètres décrits ci-dessus sont donc connus pour avoir une influence sur la distribution des transferts thermiques. En revanche, dans la littérature il existe une certaine incertitude autour des résultats expérimentaux obtenus pour des points de fonctionnement *a priori* similaires, i.e. même nombre de Reynolds, même distance d'impact et même type d'injecteur. Cette dispersion des résultats est discutée brièvement en Sec. 2.2.3.2.

2.2.3.2 Dispersion des résultats expérimentaux

Plusieurs auteurs tels que Jambunathan *et al.* (1992) et Behnia *et al.* (1999) ont noté une dispersion relativement importante des résultats expérimentaux concernant les transferts thermiques pour des configurations de jet en impact *a priori* similaires. Ces écarts apparaissent malgré des incertitudes reportées de l'ordre de 5% pour les mesures thermiques. Cette dispersion peut en partie être expliquée par la sensibilité du jet aux conditions d'entrée qui ne sont pas toujours clairement explicitées car parfois difficiles à caractériser. L'effet de cette sensibilité aux conditions d'entrée sera d'autant plus prononcé que la plaque sera placée proche de la sortie de l'injecteur. La Fig. 2.12 donne un aperçu des écarts que l'on peut obtenir entre plusieurs études réalisées par diverses équipes et avec des montages expérimentaux différents. Toutes ces études sont réalisées pour le même nombre de Reynolds $Re_D \approx 23\,000$ et pour une distance d'impact de $H/D = 2$. On peut noter que les plus gros écarts apparaissent dans la région de stagnation et de jet de paroi pour $r/D < 2.5$. C'est dans cette région que les conditions d'entrée ont le plus d'impact. En effet, pour $r/D > 2.5$, il est très probable que le jet de paroi ait transitionné vers un état pleinement turbulent et dépend donc moins des conditions d'entrée. En revanche, comme discuté en Sec. 2.2.2, la première partie du jet de paroi, i.e. $r/D < 2.5$, va être fortement influencée par les conditions d'entrée notamment à cause des diverses interactions avec les instabilités de la région de jet libre. Comme présenté en Sec. 2.2.4, ces interactions vont impacter directement les transferts thermiques pariétaux.

2.2.4 Lien entre transfert thermique et écoulement

Très tôt dans l'étude des jets impactants, la communauté scientifique s'est intéressée à la distribution non-monotone du nombre de Nusselt observée pour des dis-

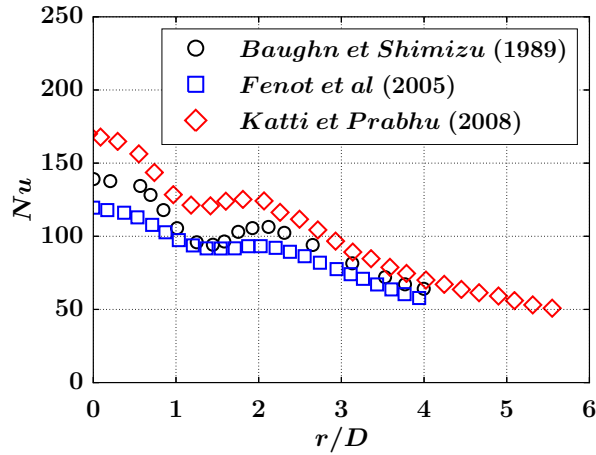


FIGURE 2.12: Nombre de Nusselt Nu en fonction de la distance au point de stagnation r/D pour un jet issu d'une conduite pleinement développée et pour une distance d'impact $H/D = 2$. (\circ) : Baughn et Shimizu (1989), $Re_D = 23\,750$. (\square) : Fenot *et al.* (2005), $Re_D = 23\,000$. (\diamond) : Katti et Prabhu (2008), $Re_D = 23\,000$.

tances d'impact relativement faibles. Les principales contributions ont visé à fournir une explication physique à cette caractéristique propre au jet en impact en tentant de lier les instabilités de l'écoulement aux transferts thermiques. Cette intérêt est possiblement motivé par deux aspect. Le premier est certainement plus fondamental et principalement lié à de la curiosité intellectuelle pure. Le second possède une justification plus pratique consistant à essayer de comprendre pour optimiser (Geers *et al.*, 2006).

Cette section vise à détailler les liens établis jusqu'à présent entre les structures cohérentes du jet en impact et les transferts thermiques à la paroi. On s'attachera dans un premier temps à présenter les analyses expérimentales en Sec. 2.2.4.1. Ensuite nous soulignerons l'apport des simulations numériques instationnaires haute-fidélités dans la compréhension des mécanismes liés à l'apparition du second maximum en Sec. 2.2.4.2.

2.2.4.1 Analyses expérimentales

Quelque soit la source de motivation, de nombreux auteurs, tels que Gardon et Akfirat (1965) ou Lee et Lee (1999), attribuent le second maximum à la transition vers un état pleinement turbulent du jet de paroi. Bien que cette explication soit certainement valide, elle ne met pas en lumière les mécanismes détaillés liés à cette transition. Les visualisations d'écoulement proposées par Popiel et Trass (1991) ont permis de se rendre compte de l'organisation générale de l'écoulement composé de structures macroscopiques apparaissant dans les différentes régions du jet en impact (voir Sec. 2.2.2). Ces visualisations ont ainsi ouvert la porte à des tentatives d'établissement d'un lien entre ces structures cohérentes et les transferts thermiques à

la paroi. La première étude faisant le lien entre les structures cohérentes de l'écoulement et les transferts thermiques à la paroi est menée par [Liu et Sullivan \(1996\)](#) pour un jet issu d'une buse convergente pour un nombre de Reynolds $Re_D = 12\,300$ et une distance d'impact $H/D = 1.2$. Leur méthode est basée sur un montage expérimental permettant de forcer le jet à différentes fréquences tout en réalisant des mesures et des observations caractérisant la dynamique et la thermique de paroi. Leurs résultats montrent que le forçage du jet à une fréquence proche de sa fréquence naturelle, i.e. $St_{\delta_2} = 0.016$, conduit à des appariements intermittents et à un écoulement moins organisé que pour le jet non-forcé. Les transferts thermiques au niveau de la paroi sont alors augmentés par l'intensification du second maximum. Inversement, pour une fréquence d'excitation proche des sous-harmoniques de la fréquence naturelle, i.e. $St_{\delta_2} = 0.016/2$, un appariement stable est observé et l'écoulement reste très cohérent. Les transferts thermiques sont alors réduits. La présence d'une partie stochastique, liée à la turbulence dans l'écoulement, a donc un effet bénéfique sur les transferts thermiques. [O'Donovan et Murray \(2007a\)](#) ont analysé le contenu fréquentiel d'un jet non-forcé issu d'une conduite pleinement développée pour plusieurs distances d'impact. Ils montrent une forte corrélation entre les fréquences dominantes présentes dans le jet libre, les fréquences dominantes présentes dans le jet de paroi et les fluctuations du flux de chaleur pariétal. Ils associent l'apparition du second pic à la génération de fortes fluctuations de vitesse axiale en proche paroi probablement dues à la désintégration des structures cohérentes en proche paroi, i.e. fin de la transition. Pour expliquer l'augmentation de l'amplitude du second maximum lorsque la distance d'impact diminue, [O'Donovan et Murray \(2007a\)](#), contrairement à [Liu et Sullivan \(1996\)](#), suggèrent que la meilleure cohérence des structures est bénéfique pour les transferts thermiques. [Grenson et al. \(2016b\)](#) ont fourni récemment une base de données expérimentales relativement complète confirmant le lien entre le contenu fréquentiel du jet libre et l'activité dynamique et thermique dans le jet de paroi. En revanche, leurs moyens de mesures ne permettent pas une caractérisation instationnaire de la thermique de la plaque.

2.2.4.2 Apport du numérique

Les analyses expérimentales sont la plupart du temps limitées par leur capacité à fournir des analyses conjointes aérodynamique-thermique. Cela s'explique en partie par la complexité des moyens de mesures à mettre en œuvre et le compromis à trouver entre résolution spatiale et résolution temporelle. Par exemple, [O'Donovan et Murray \(2007a\)](#) n'ont pu utiliser que deux sondes pour les mesures instationnaires de densité de flux de chaleur pariétal. Avec le développement continu de la puissance des calculateurs et des codes de calculs, l'étude de configurations de jet impactant représentatives des systèmes de refroidissement deviennent accessibles par des simulations numériques instationnaires haute-fidélités de type SND ou SGE. La simulation numérique, moyennant d'autres contraintes (voir Sec. 2.3), e.g. discrétisation spatiale, schémas numérique, et parfois hypothèses de modélisation, apparaît comme un outil complémentaire à l'expérience pour la compréhension détaillée des

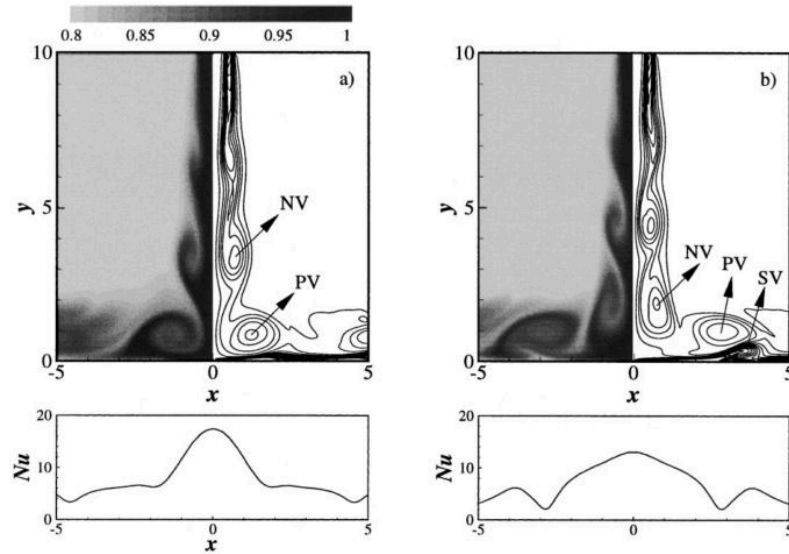


FIGURE 2.13: Visualisations instantan es d'un jet en impact pour un nombre de Reynolds $Re_D = 500$ et une distance d'impact $H/D = 10$ pour t_1 (a) et $t_2 > t_1$ (b). La partie gauche de la coupe représente le champ de temperature alors que la partie droite représente des iso-lignes de vorticité. Tir e de [Chung et al. \(2002\)](#)

mécanismes à l'origine du second maximum. En effet, ce genre de simulation, où le temps et l'espace sont discr etis es, permet d'accéder, pour les grandeurs physiques d'intérêt, à la fois à l'information spatiale tri-dimensionnelle et temporelle.

Les premières études utilisant la SND ont été faites pour des Reynolds relativement faibles, i.e. $300 < Re_D < 2\,000$ ([Chung et al., 2002](#); [Rohlf s et al., 2012](#)) certainement à cause du coût prohibitif des simulations à plus haut nombre de Reynolds. Elles ont tout de même permis d'obtenir quelques éléments clés dans la compréhension du lien entre écoulement et transferts thermiques de paroi. [Chung et al. \(2002\)](#) ont réalisé une SND pour un jet axi-symétrique pleinement laminaire, i.e. $300 < Re_D < 1\,000$, avec un profil de vitesse plat en sortie d'injecteur représentatif d'une buse convergente. La distance d'impact est de $H/D = 10$. Ils observent tout d'abord des oscillations du nombre de Nusselt au point de stagnation. La fréquence de ces oscillations est directement corr el e à la fréquence d'impact des structures cohérentes se développant dans le jet libre. Il convient également de noter que pour une telle distance d'impact, i.e. $H/D = 10$, ils n'observent pas de minimum local au point de stagnation malgré l'utilisation d'un profil plat de type buse convergente. Une des explications vient des structures cohérentes ayant eu plus de temps pour se développer qui viennent perturber la partie centrale du jet comme montré en Fig. 2.13. [Chung et al. \(2002\)](#) observent également la séparation de la couche limite et l'apparition d'une structure secondaire (not e SV en Fig. 2.13) g n r e selon les mécanismes décrits par [Did den et Ho \(1985\)](#) (voir Sec. 2.2.2). Finalement, malgré le fait qu'ils n'observent pas de second maximum dans la distribution moyenne du nombre de Nusselt pour cette distance jet-plaque  lev e, ils mettent en lumière l'im-

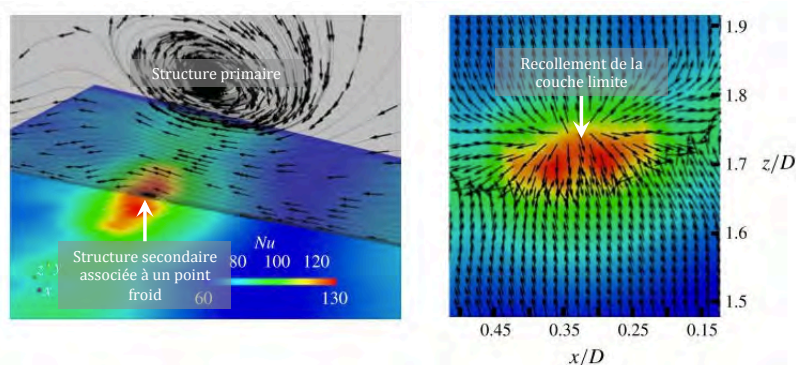


FIGURE 2.14: Organisation de l'écoulement autour d'un point froid selon [Dairay et al. \(2015\)](#).

pect de l'interaction structure primaire-paroi sur le flux de chaleur instantané. La position de la structure secondaire est corrélée à l'apparition de minimum et maximum locaux dans la distribution instantanée du nombre de Nusselt (voir Fig. 2.13). [Rohlfis et al. \(2012\)](#) font, quelques années plus tard, les mêmes observations ajoutant un lien entre la localisation du rebond des structures et la localisation du second maximum. D'après ces deux études, il semble donc qu'un des mécanismes, pilotant les transferts pariétaux, soit laminaire. Plus récemment, [Dairay et al. \(2015\)](#) ont réalisé une SND d'un jet pleinement turbulent, i.e. $Re_D = 10\,000$, pour une distance jet-plaque $H/D = 2$. Ils ont pu observer les structures primaires et secondaires en proche paroi et faire le lien avec l'apparition d'événements thermiques extrêmes et intermittents au niveau de la paroi. Une illustration de leurs observations est présentée en Fig. 2.14. Ils ont également été capable de relier ces événements extrêmes à l'apparition du second maximum dans la distribution radiale des transferts thermiques.

L'utilisation de la SGE a rendu possible la simulation des configurations à nombre de Reynolds plus élevé avec un coût de calcul acceptable. Une des premières SGE de jet impactant a été réalisée par [Hadžiabdić et Hanjalić \(2008\)](#) pour un jet axi-symétrique à un nombre de Reynolds $Re_D = 20\,000$ et pour une distance jet-plaque $H/D = 2$. Leurs résultats ont permis de mettre en évidence que l'instationnarité des transferts thermiques au point de stagnation à $r/D = 0$ est principalement pilotée par un mouvement de précession du jet. Ils suggèrent également que dans la région de stagnation la thermique de paroi ne peut pas être la conséquence de la turbulence seule du fait du transfert inverse d'énergie existant, i.e. transfert du champ turbulent vers le champ moyen. C'est donc l'écoulement moyen qui semble dicter la thermique de paroi dans cette région de stagnation. Enfin, [Hadžiabdić et Hanjalić \(2008\)](#) se sont également intéressés aux lien entre les extremums locaux et l'écoulement. Ils attribuent le second maximum au recollement instationnaire de la couche limite et suggèrent que le minimum local est dû à la séparation instationnaire de la couche limite. [Uddin et al. \(2013\)](#) ont également utilisé la SGE pour l'étude de la même configuration que [Hadžiabdić et Hanjalić \(2008\)](#).

Ils détectent un second maximum dans la distribution du nombre de Nusselt sans pour autant observer de structures secondaires en proche paroi.

2.2.4.3 Synthèse

Cette revue des principales études, concernant le lien entre l'écoulement et la thermique de la plaque, peut-être synthétisée en trois grands points :

1. Il existe un lien formellement établi entre les structures primaires du jet libre et les transferts thermiques à la paroi.
2. Le mécanisme de base à l'origine des instationnarités pariétales du flux de chaleur est un mécanisme laminaire dû à l'interaction structures primaires-paroi.
3. Pour des jets turbulents, la turbulence de part son effet diffusif tend à accentuer l'effet des structures cohérentes par rapport à des cas laminaires.

Malgré tout, quelques questions subsistent notamment sur l'impact, bénéfique ou pas, de la présence des différentes structures cohérentes dans l'apparition du second maximum.

Résumé de la section 2.2

Dans cette section, nous nous sommes intéressés aux caractéristiques aérodynamiques et thermiques des écoulements de jet impactant. Nous avons vu que le jet en impact se décompose généralement en 3 grandes régions : la région de jet libre, la région de stagnation et la région de jet de paroi. Ensuite nous avons présenté les instationnarités présentes dans cet écoulement. Pour des distances d'impact relativement faibles, la présence de la plaque introduit une nouvelle interaction entre les structures primaires du jet libre et la paroi. Cette interaction conduit à l'apparition des structures secondaires en proche paroi due au gradient de pression instationnaire généré par les structures primaires. En terme de transferts thermiques, il apparaît dans la littérature que pour des distances d'impact $H/D < 4$ et pour des nombres de Reynolds suffisamment élevés, la distribution radiale du nombre de Nusselt n'est pas monotone. Cette distribution non-monotone est caractérisée par l'apparition d'un second maximum autour de $r/D \approx 2$. Nous avons vu qu'un lien a été établi entre les structures cohérentes de l'écoulement et la thermique de la plaque. Malgré tout quelques questions restent encore ouvertes sur les différentes contributions dues aux différentes structures.

2.3 Modélisations numériques des jets impactants

Cette section est dédiée à une revue des différentes techniques de simulation numérique appliquées aux jets impactants. Ces techniques sont classées en fonction du niveau de modélisation introduit. On commencera par aborder les stratégies RANS. On fera ensuite une brève revue des études SND existantes et de leurs limitations. Enfin, on décrira les problématiques inhérentes à l'utilisation de la SGE pour les écoulements de jet impactant.

RANS Les simulations RANS sont largement utilisées dans l'industrie du fait de leur coût relativement faible en comparaison des autres méthodes, i.e. SGE et SND. Ce gain en coût de calcul se fait au prix d'une modélisation complète de l'effet de la turbulence sur le champ moyen. De part sa simplicité géométrique et sa complexité physique, l'écoulement de jet impactant est un cas test relativement difficile pour les différents modèles de turbulence existants. La performance des modèles RANS est en général évaluée par la précision des prédictions des transfert thermique à la paroi et de la dynamique. Un grand nombre d'auteurs s'est intéressé à l'évaluation des performances de différents modèles RANS sur des configurations de jet impactant comme montré par les revues de la littérature de [Zuckerman et Lior \(2005\)](#) ou de [Shukla et Dewan \(2017\)](#). Dans ces études RANS, l'écoulement proche paroi est soit directement résolu en adoptant des formulations bas-Reynolds soit modélisé à l'aide d'une loi de paroi. Pour la modélisation des flux de chaleur turbulents, une grande partie des études RANS se base sur l'hypothèse d'un nombre de Prandtl turbulent constant. Les modélisations basées sur une fermeture au premier ordre et faisant une hypothèse d'isotropie de la turbulence donnent en général des prédictions relativement mauvaises ([Craft et al., 1993](#)). D'après la revue de [Zuckerman et Lior \(2005\)](#), les modélisation RANS les plus connues, e.g. $k - \omega$ ou $k - \epsilon$, conduisent à des erreurs de l'ordre de 10% à 100%, en fonction de la complexité du modèle, pour la prédiction du nombre de Nusselt. Les modèles $\nu^2 - f$ ([Durbin, 1991](#)) et $k - \omega$ SST (Shear Stress Transport) ([Menter, 1993](#)) sont ceux produisant le meilleur compromis entre temps de calcul et précision ([Zuckerman et Lior, 2005](#)). [Hofmann et al. \(2007\)](#) ont pu tester 13 modèles de turbulence classiquement utilisés dans les codes de calcul commerciaux. Le maillage utilisé pour ces tests permet de résoudre l'écoulement jusqu'à la paroi en utilisant une fonction d'amortissement pour la viscosité turbulente. Leurs résultats montrent que seul le modèle $k - w$ SST, combiné avec un modèle de transition laminaire-turbulent, est capable de prédire l'apparition du second maximum dans la distribution radial du nombre de Nusselt pour des faibles distances d'impact (Fig. 2.15). Dans leur revue, [Dewan et al. \(2012\)](#) pointent le manque de généralité des modélisations RANS. L'amélioration de la précision se fait au prix d'une calibration des différents coefficients du modèle sur une configuration spécifique. Il arrive alors que des modèles performants pour des jets bi-dimensionnels ne le soient pas pour des jets circulaires ([Jaramillo et al., 2008](#)).

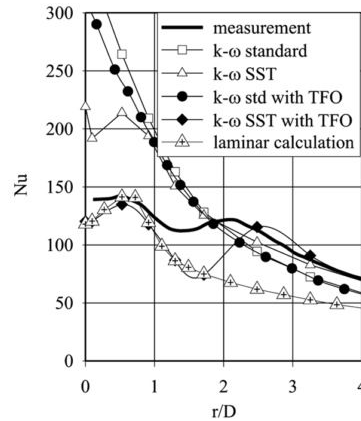


FIGURE 2.15: Comparaisons des modèles de turbulence de la famille $k - w$ pour la prédiction de la distribution radiale du nombre de Nusselt pour un jet impactant à $Re_D = 34\,000$ et $H/D = 2.5$. Le sigle TFO indique l'utilisation du modèle de transition laminaire-turbulent. Tiré de Hofmann *et al.* (2007).

SND Les simulations numériques directes ont un coût élevé qui croît avec le nombre de Reynolds. Ceci explique pourquoi la majorité des études SND pour les jets impactants sont faites pour des nombres de Reynolds relativement faible, i.e. $Re_D \leq 3000$, parfois en utilisant des domaines réduits avec des conditions axisymétriques (Rohlfis *et al.*, 2012; Chung *et al.*, 2002; Tsubokura *et al.*, 2003; Wilke et Sesterhenn, 2015). Avec le développement de la puissance de calcul et l'optimisation des codes de simulation, les jets pleinement turbulents deviennent accessibles à la SND comme le montre la récente étude de Dairay *et al.* (2015) pour $Re_D = 10\,000$ ou encore celle de Wilke et Sesterhenn (2017) pour $Re_D = 8000$. Ces simulations, donnant accès à l'évolution spatio-temporelle des quantités physiques d'intérêts, sont mises à profit pour l'amélioration de la compréhension des mécanismes pilotant la thermique de la plaque d'impact.

En revanche, elles sont sujettes à une difficulté supplémentaire en lien avec la représentation de l'écoulement amont. Une représentation correcte et complète de l'écoulement amont doit être réalisée. Cela est généralement rendu difficile dans le cas d'écoulements instationnaires transitionnels ou turbulents qui contiennent un très grand nombre de modes spatio-temporels (Sagaut, 1998). Pour le jet impactant, il faut représenter de manière spatio-temporelle l'écoulement d'alimentation venant de l'injecteur. Dans le cas des SND de jet impactant, l'écoulement amont est en général simplifié et représenté directement en sortie d'injecteur par un profil de vitesse moyen et des perturbations harmoniques aléatoires.

SGE La SGE offre une alternative à la SND tout en étant moins contraignante, en terme de modélisation, que les simulations RANS. L'utilisation de la SGE a permis de réaliser des simulations pour des nombres de Reynolds se rapprochant des points de fonctionnement industriels. Par exemple, la majorité des études SGE ont été

faites pour un nombre de Reynolds $Re_D \approx 20\,000$ (Hadžiabdić et Hanjalić, 2008; Uddin *et al.*, 2013) soit le double des SND les plus récentes (Dairay *et al.*, 2015).

La SGE est basée sur un filtrage qui est en général implicite et lié au maillage. Ainsi, plusieurs auteurs ont noté une forte sensibilité des prédictions à la résolution spatiale du maillage dans les différentes régions de l'écoulement (Lodato *et al.*, 2009; Hadžiabdić et Hanjalić, 2008; Shum-kivan *et al.*, 2014; Uddin *et al.*, 2013). Tout comme la SND, la SGE est soumise au problème de la définition des conditions limites. En plus de la représentation de l'écoulement amont (Dhamankar *et al.*, 2015), la région proche d'une paroi solide doit être traitée avec attention. L'utilisation des lois d'équilibre standards pour le jet impactant est difficilement justifiable de part leur origine. En effet, ces lois sont dérivées à partir des équations de N-S moyennées en considérant un écoulement de couche limite turbulente. À la paroi, le jet impactant se compose d'un écoulement de stagnation et d'un jet de paroi qui ne correspondent donc pas à l'écoulement utilisé pour la dérivation des modèles algébriques classiques. De plus, de nombreux phénomènes non pris en compte dans les lois d'équilibre classiques sont présents pour le jet en impact. Par exemple, on retrouve les instationnarités liées aux structures primaires ou encore les décollements de couche limite instationnaires. C'est pourquoi on ne trouve pas de SGE de jet impactant utilisant de telles lois dans la littérature. Une approche zonale RANS/SGE a été employé par Jefferson-Loveday et Tucker (2011) en utilisant un modèle $k-l$ pour la résolution des équations RANS en proche paroi. La performance de la méthode est variable allant d'une plutôt bonne prédiction pour $H/D = 6$ à des prédictions dégradées des transferts thermiques pour $H/D = 2$. Plus récemment, Keskinen *et al.* (2017) ont appliqué la méthode hybride, pour un nombre de Reynolds $Re_D = 23\,000$ et une distance d'impact $H/D = 2$, avec succès en termes de profil de vitesse moyen et de frottement à la paroi.

Tous ces paramètres pouvant influencer le résultat d'une SGE font que pour être utilisée de manière fiable une SGE doit être validée. La plupart du temps cette validation se fait *a posteriori*, i.e. une fois que la simulation est terminée. Cette validation repose sur une comparaison du comportement statistique de la simulation avec des solutions de références qui sont la plupart du temps tirées d'expérimentations sur une configuration similaire. Cette validation *a posteriori* permet de prendre en compte tous les facteurs de la simulation, e.g. méthodes numériques, modélisation de sous-maille et conditions limites (Sagaut, 1998). Une fois validée les simulations SGE résolues à la paroi sont en générales exploitées pour fournir des informations supplémentaires concernant les phénomènes physiques pilotant les transferts thermiques pour les jets en impact (Hadžiabdić et Hanjalić, 2008; Uddin *et al.*, 2013; Grenson *et al.*, 2016a).

Résumé de la section 2.3

Dans cette section, nous avons rapidement revu les différentes méthodes de simulation numérique pouvant être appliquées à l'écoulement de jet impactant. Les méthodes RANS de part leur coût relativement faible sont les méthodes privilégiées dans l'industrie. En revanche, ces modèles manquent de généralité et une calibration performante sur une configuration est difficilement transposable à une configuration différente pour un même niveau de précision. À l'opposé, les méthodes SND permettent d'avoir une description complète de l'écoulement. Leur coût important restreint leur utilisation à des configurations académiques. En revanche la SND a permis des avancées conséquentes dans la compréhension des mécanismes physiques mis en jeu dans l'aérothermique des jets en impact. Finalement, la SGE se positionne entre les simulations RANS et la SND. Elle permet une description instationnaire des "grandes échelles" de l'écoulement en modélisant l'effet des plus "petites échelles". La SGE rend accessible à la simulation des nombres de Reynolds proches de ceux rencontrés dans les configurations industrielles. Après validation, le caractère instationnaire de la méthode SGE permet également une utilisation pour l'amélioration de la compréhension physique des écoulements de jet impactant.

2.4 Positionnement de la thèse

La revue de la littérature a permis de mettre en évidence, pour les écoulements de jet impactant, la présence d'instationnarités grandes échelles pilotant la thermique pariétale. Ces caractéristiques rendent cette configuration particulièrement adaptée au formalisme SGE. Dans le cadre de l'introduction de la SGE pour la prédictions des écoulements dans les turbomachines, le premier objectif est donc de démontrer la capacité des outils et modèles à prédire correctement l'aérodynamique et la thermique du jet impactant en tant que système de refroidissement. Les résultats obtenus, une fois validés, pourront également être utilisés pour analyser les différents mécanismes pilotant les transferts thermiques en se basant sur les hypothèses et conclusions précédemment reportées dans la littérature. Ces analyses sont faites dans le but d'apporter les éléments nécessaires à l'optimisation de ces configurations.

Pour ce faire, nous nous intéresserons, dans le chapitre 3, à l'étude d'une configuration de jet impactant sur plaque plane représentative de l'impact à mi-corde. La configuration retenue est bien documentée dans la littérature et le point de fonctionnement choisi, $Re_D = 23\ 000$ et $H/D = 2$, est représentatif des systèmes industriels. Dans un premier temps, la capacité des outils et modèles à prédire correctement cet écoulement sera évaluée par une confrontation aux résultats expérimentaux dispo-

nibles dans la littérature. Nous détaillerons au travers du processus de validation, la modélisation numérique employée, e.g. maillage et modèles, ayant permis une bonne prédiction des transferts thermiques et de l'aérodynamique avec la SGE. Enfin, sur la base des scénarios proposés précédemment et présentés dans la revue de la littérature, nous profiterons de ces simulations pour analyser plus en détails les mécanismes à l'origine de la distribution particulière du nombre de Nusselt pour le point de fonctionnement retenu.

Il convient également de noter que cette étude servira ensuite de référence pour la caractérisation de l'effet de courbure pour les jets impactants en [Partie II](#)

Chapitre 3

SGE d'un jet impactant sur plaque plane

3.1	Secondary peak in the Nusselt number distribution of impinging jet flows : A phenomenological analysis . . .	50
3.1.1	Introduction	51
3.1.2	Flow configuration and available experimental data	53
3.1.3	Numerical methods	55
3.1.4	Validation and evaluation of numerical uncertainties	57
3.1.5	Results and discussions	63
3.1.6	Conclusions	77
3.2	Complément : Validation et analyses	79
3.2.1	Effet modèle de sous maille	79
3.2.2	Développement du jet de paroi	79
3.2.3	Lien structures-transferts thermiques	82
3.3	Complément : Effet de l'écoulement co-courant	88
3.3.1	Description des injections	89
3.3.2	Effet sur l'écoulement moyen et fluctuant	90
3.3.3	Effet sur la dynamique du jet	93
3.3.4	Effet sur la paroi	95
3.4	Complément : Injection sans conduite	100
3.4.1	Description des injections	100
3.4.2	Dynamique du jet	101
3.4.3	Effet sur les transferts thermiques	102
3.5	Conclusions du chapitre	103

Ce chapitre présente l'étude SGE réalisée dans cette thèse pour la configuration de jet impactant sur plaque plane. La configuration retenue est un jet subsonique, i.e. $Ma < 0.3$, caractérisée par un nombre de Reynolds $Re_D = 23\ 000$ et une distance d'impact $H/D = 2$. Ce point de fonctionnement est choisi pour sa représentativité du point de vue des configurations industrielles. Nous présentons tout d'abord une retranscription brute d'un article publié dans Physics of Fluids portant sur la valida-

tion de la SGE et l'analyse phénoménologique de l'origine du second maximum. Des éléments complémentaires sont ensuite ajoutés pour la validation et le lien entre la dynamique de l'écoulement et les transferts thermiques. Nous aborderons également plus en détails l'impact, sur les prédictions, de certains choix de modélisation tels que l'utilisation d'un écoulement co-courant, détaillée dans l'article, ou la modélisation de l'injection.

3.1 Secondary peak in the Nusselt number distribution of impinging jet flows : A phenomenological analysis

Cette section est une retranscription brute de l'article publié dans *Physics of Fluids*, doi :[10.1063/1.4963687](https://doi.org/10.1063/1.4963687) (Aillaud *et al.*, 2016). Dans cet article, la SGE d'un jet impactant sur plaque plane est d'abord validée par des comparaisons avec les études expérimentales disponibles. La base de données numériques est ensuite mise à profit afin d'apporter des éléments complémentaires à la compréhension de l'origine du second maximum dans la distribution du nombre de Nusselt. Ces travaux font suite à une première étude de Shum-kivan *et al.* (2014) qui ont notamment réalisé une première convergence en maillage. Ces travaux ont également montré que la prise en compte de la thermique du solide ne modifie pas les résultats en termes de transferts thermiques pour cette configuration.

Cette publication présente dans un premier temps, la configuration étudiée et les données expérimentales utilisées pour la validation en Sec. 3.1.2. Les méthodes numériques et les modèles employés pour la réalisation de la SGE sont ensuite décrits en Sec. 3.1.3. Les incertitudes liées à la SGE, i.e. résolution spatiale et modélisation de sous-maille, sont évaluées en Sec. 3.1.4. Pour cela, le maillage le plus fin de l'étude de Shum-kivan *et al.* (2014), noté *M1*, est repris en ajoutant des points à la paroi et dans la région du jet de paroi. Des comparaisons sont également réalisées pour deux modèles de sous-maille différents. Enfin, les résultats sont analysés pour fournir des informations supplémentaires concernant l'origine du second maximum.

3.1.1 Introduction

In the aeronautical context, economical and environmental constraints have led engine manufacturers to work on the enhancement of the thermodynamic engine efficiency. With current technologies, this is achieved by increasing the Turbine Entry Temperature (TET) which makes the cooling of High Pressure (HP) turbine mandatory to control the lifetime of the blades (Han et Wright, 2007). Due to the high heat transfer rate it can produce, impinging jet is one of the most common technique used to cool the HP vanes. A common practice for engine manufacturers is to use empirical correlations for the preliminary design phase to determine several bulk parameters, e.g. Reynolds number and hole diameter, inherent to the design of such a cooling system. However, these correlations are less suitable when one wants to achieve an optimal design as they do not contain any physical information. To achieve this, a detailed knowledge of the underlying physical phenomena is therefore required involving a return to basic flow configurations as for example the impinging jet on a flat plate.

In this context, submerged impinging jet flows have attracted the interest of many researchers as can be seen from several literature reviews (Jambunathan *et al.*, 1992; Viskanta, 1993; Dewan *et al.*, 2012). Despite the apparent geometric simplicity, impinging jet flows are actually quite complex as they are composed of different zones, each containing different dynamics with interlinked effects. The macroscopic description of impinging jets with low nozzle to plate distance involves three distinct regions (Martin, 1977). In the free jet region, the jet is not affected by the plate and the flow is mainly axial. The stagnation region is characterized by a deflection of the initially purely axial flow in the radial direction. This region generates a favorable pressure gradient that causes local flow acceleration. Finally in the wall jet region the flow is mainly radial and the radial velocity initially increasing from 0 m/s at the stagnation point reaches a maximum further downstream. Due to mass conservation, this region of strong flow acceleration also induces a reduction of the wall jet thickness. Then, the radial velocity starts to decrease and the wall jet gets thicker. Several flow visualizations of impinging jets have revealed the development of large scale primary structures within the shear layer of the free jet region due to the mean velocity gradient between the jet and the ambient (Crow et Champagne, 1971; Popiel et Trass, 1991; Cornaro *et al.*, 1999). As the primary vortical structures travel downstream in the free jet region they are subject to multiple interactions and vortex pairings can occur. The coalescence of two or more vortex rings increases the size of the structure and decreases the passage frequency. Note also that, the initial jet vortex passing frequency can vary considerably with the distance from the nozzle exit or the Reynolds number. However, it seems that sufficiently far from the nozzle lip (at a distance larger than $5D$ downstream the nozzle lip, where D is the jet diameter), the jet tends to forget the initial conditions at the nozzle outlet and reported large scale Strouhal numbers tend to a universal value (Yule, 1978) of $St_D = fD/U_b = 0.3$, where U_b is the bulk velocity at the jet outlet. This universal value is commonly referred as the “jet preferred mode” (Hussain et Zaman, 1981).

When the jet to plate distance decreases below 4, current consensus identifies two kind of vortical structures in impinging jet flows. First, the so-called primary vortices are induced by the roll-up of the free jet shear layer discussed above and issued by the growth of the Kelvin-Helmholtz instability near the nozzle exit. As for single vortex ring impinging on a wall, these primary vortices are stretched in the radial direction as they approach the wall (Chu *et al.*, 1993; Walker *et al.*, 1987; Uddin *et al.*, 2013). The local interaction of the vortex with the wall induces an adverse pressure gradient and a local unsteady separation of the boundary layer (Didden *et Ho*, 1985). This separation evolves then into a counter-rotating secondary vortex (with respect to the primary vortices).

Heat transfer characteristics of impinging jets have been extensively studied experimentally (Angioletti *et al.*, 2003; Baughn *et Shimizu*, 1989; Gardon *et Akfirat*, 1965; Kataoka *et al.*, 1987; Martin, 1977; O'Donovan *et Murray*, 2007b; Roux *et al.*, 2014) and numerically (Dairay *et al.*, 2015; Hadžiabdić *et Hanjalić*, 2008; Hattori *et Nagano*, 2004; Shum-kivan *et al.*, 2014; Uddin *et al.*, 2013). For a single jet there are three main parameters that govern heat transfer : the Reynolds number (Gardon *et Akfirat*, 1965), $Re = U_b D / \nu$, where ν is the kinematic viscosity, the nozzle to plate distance (Lee *et Lee*, 1999; Baughn *et Shimizu*, 1989) H and the mean velocity profile at the nozzle outlet (Obot *et al.*, 1979; Roux *et al.*, 2011; Colucci *et Viskanta*, 1996) which is different for different nozzle geometries for example. For “sufficiently high” Reynolds numbers and low nozzle to plate distance, i.e. $H/D < 4$, one interesting feature is the non-monotonic variation of the radial distribution of the mean wall heat transfer with the presence of two distinct peaks (Lee *et Lee*, 1999). The first peak is related to the maximum mean heat transfer and is generally located at the stagnation point or near $r/D = 0.5$ while the secondary peak occurs near $r/D = 2$, where r is the radial distance from the jet axis. Previous studies have shown that the first peak at the stagnation point and the high heat transfer rate in the stagnation region, i.e. for $r/D < 0.5$, is caused by the jet flapping process associated with the vortex rings formed in the free jet shear layer (Hadžiabdić *et Hanjalić*, 2008; Geers *et al.*, 2006). The origin of the secondary maximum was attributed for a long time to the turbulent-laminar transition of the wall jet (Gardon *et Akfirat*, 1965; Lee *et Lee*, 1999). It was also shown that the location of the secondary peak is closely linked to the location of the maximum of the root mean square (RMS) velocity fluctuations (Lytle *et Webb*, 1994; O'Donovan *et Murray*, 2007b). From these studies a link was proposed between turbulence and the secondary peak without making the distinction between the possible coherent fluctuations induced by the passage of the large scale coherent structures and the stochastic fluctuations related to turbulence. More recently, Roux *et al.* (2014) performed unsteady measurements of wall temperature fluctuations using infrared thermography and evidenced the propagation of warm and cold fronts with propagation velocities very close to the vortices convection velocity. Hadžiabdić *et Hanjalić* (2008) performed a Large Eddy Simulation (LES) of a single round, normally-impinging jet issuing from a long pipe for a nozzle to plate distance $H = 2D$ at $Re = 20\,000$. They attributed the secondary peak to the unsteady reattachment of the boundary layer while the

3.1. Secondary peak in the Nusselt number distribution of impinging jet flows : A phenomenological analysis

dip between the two peaks is believed to be caused by the unsteady separation of the boundary layer. Instantaneous analyses of low Reynolds number impinging jets (Chung *et al.*, 2002; Rohlfis *et al.*, 2012) have also shown a link between the location of the primary and secondary vortices and local heat transfer variations. Another interesting point highlighted by Rohlfis *et al.* (2012) for a laminar forced impinging jet using instantaneous visualizations, is the ejection of the vortices that takes place near the location of the secondary peak. However, as mentioned by these authors, these instantaneous analyses certainly give important clues but do not provide a full explanation of what happens in a time-averaged view. Dairay *et al.* (2015) conducted the first Direct Numerical Simulation (DNS) of a confined round impinging jet in a relatively high Reynolds number case, $Re = 10\,000$ and $H = 2D$. They were able to observe the primary vortices formed in the free jet shear layer as well as the secondary vortices generated near the wall. The secondary peak was related to strong and highly intermittent thermal events associated to negative wall shear stress events used to characterize the near wall backward flow that can be connected to the secondary vortices.

From this survey, it appears clearly today that a link exists between large scale coherent structures and heat transfer. However, it is still difficult to fully understand the physical mechanisms that are behind the mean heat transfer enhancement process. Hence, the main goal of this study is to provide additional information to characterize the physics using LES. The paper begins with the specification of the flow configuration and a description of the available experimental data in terms of heat transfer and flow dynamics. Then, the numerical methods are described, uncertainties related to LES are quantified and the results are compared to the available experimental data. This leads to the conclusion that the results obtained from this simulation can be used confidently to analyze the physics. After a description of the general organization of the flow field, the LES database is used to construct high order statistics such as Skewness and Kurtosis, jointly with probability density functions (PDFs) of the temporal distribution of pressure, axial velocity and temperature to highlight the trajectory of the primary and secondary vortices as well as their effect on the near wall behavior. Finally, the wall heat transfer is analyzed and compared to the flow dynamics highlighting the effective link with the previous events evidenced by the use of PDFs and high order moments.

3.1.2 Flow configuration and available experimental data

A schematic of the jet impingement configuration investigated here is presented in Fig. 3.1. It is an unconfined three dimensional turbulent subsonic isothermal round jet normally-impinging on a hot flat plate. The nozzle to plate distance H is 2 times the diameter of the jet D and the Reynolds number based on the bulk velocity and D is 23 000. The Mach number is $M = U_b/c = 0.1$, where c is the sound speed. This specific configuration is known to lead to a double peak in the plate Nusselt number distribution (Shum-kivan *et al.*, 2014; Uddin *et al.*, 2013; Hadžiabdić *et*

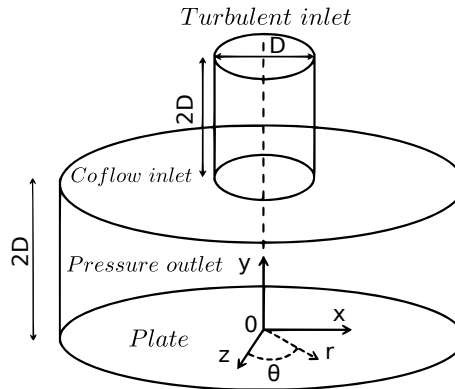


FIGURE 3.1: Schematic view of the flow configuration with associated coordinate system : the origin is located on the plate at the nozzle geometrical center and the y axis is normal to the plate pointing inward ; r is the radial distance from the origin and θ the azimuthal angle ($\theta = 0$ is placed along the x axis).

Hanjalić, 2008; Baughn et Shimizu, 1989). Several experimental studies have dealt with this set-up and heat transfer results are not always in agreement. For example, for similar flow configurations and similar injection nozzles, i.e. long straight round pipe, the first peak in the radial Nusselt distribution is either found at the stagnation point (Baughn et Shimizu, 1989; Fenot *et al.*, 2005; Roux *et al.*, 2011) or near $r/D = 0.5$ (Lee et Lee, 1999). In the literature, it appears that the mean velocity profile at the nozzle outlet, mainly influenced by the nozzle geometry, is one of the main parameters affecting the radial Nusselt distribution for small nozzle to plate spacings as shown experimentally (Roux *et al.*, 2011; Obot *et al.*, 1979) and numerically (Dairay *et al.*, 2015; Rohlf s *et al.*, 2012). Note also that except for recent studies (Grenson *et al.*, 2016b), it is difficult to find, in the existing literature, comprehensive experimental databases reporting at the same time the flow dynamics and the heat transfer. This makes an accurate comparison between experimental and numerical results difficult as it leads to a combination of different experiments with different experimental facilities for the validation process of numerical simulations. For this reason, two different data sets are used here for the validation of the flow dynamics and heat transfer.

The experimental data from Tummers *et al.* (2011) obtained for an impinging jet on a flat plate at $Re = 23\,000$ and a nozzle to plate distance $H = 2D$, are here used for the validation of the flow dynamics. The injection nozzle is a straight pipe and has a length of $76D$ leading to a fully developed velocity profile at the outlet. The velocity profiles are measured at several radial locations using the two component Laser Doppler Anemometry (LDA) technique. High resolution one component LDA technique is also used to perform velocity measurements very close to the wall. These near wall measurements along with a linear fit to the mean radial velocity allow to determine the radial wall shear stress at several radial locations. For the validation of the thermal results, the data of Fenot *et al.* (2005) obtained for a cold

jet impinging on a quasi-isothermal hot plate at $Re = 23\,000$ and $H/D = 2$, are used as their boundary condition on the plate is similar to what is done in the LES.

3.1.3 Numerical methods

This section is dedicated to the description of the numerical methods used for this study. The solver is first described along with the inherent approximations, issued by the numerical schemes, and the various turbulence closures or models. Then, the treatment of boundary conditions is discussed and numerical uncertainties related to the spatial discretization and the Sub-Grid Scale (SGS) modeling are specifically illustrated.

3.1.3.1 Solver

The parallel LES solver AVBP (Schönfeld et Rudgyard, 1999) developed by CERFACS and IFP-EN is used to solve the 3D filtered compressible Navier-Stokes equations. A finite element two-step time-explicit Taylor Galerkin scheme (TTGC) (Colin et Rudgyard, 2000) is used for the discretization of the convective terms based on a cell-vertex formulation. The scheme provides third-order accuracy in time and space while ensuring low dispersion and diffusion properties which is in agreement with the requirements of LES applications (Colin et Rudgyard, 2000). A second order Galerkin scheme is used for diffusion terms (Donea et Huerta, 2003). Such numerics are especially designed for LES on hybrid meshes and have been extensively validated in the context of turbulent flow applications (Duchaine et al., 2013; Koupper, 2015; Fransen et al., 2013; Papadogiannis, 2015; Gicquel et al., 2012; Mendez et Nicoud, 2008). The explicit temporal integration is the major drawback of this strategy because the time step Δt is limited, for stability reasons, by the acoustic Courant Friedrichs Lewy number defined as $CFL = (u + c) \Delta t / \Delta x$ where Δx and u are respectively the local mesh size and flow velocity ($CFL = 0.7$ for this study and $\Delta t \approx 0.4 \mu s$ for the finest mesh) leading to a relatively high computational cost. The unresolved Sub-Grid Scale (SGS) stress tensor is modeled using the Boussinesq assumption (Pope, 2000) and the SGS viscosity is computed with the Wall Adapting Local Eddy-viscosity (WALE) model that is well suited for wall-resolved LES (Nicoud et Ducros, 1999) as it recovers the proper y^3 near-wall scaling of the eddy viscosity contrarily to the more conventional Smagorinsky model (Smagorinsky, 1963). The SGS heat flux vector is modeled using the classical gradient-diffusion hypothesis (Pope, 2000) that relates the SGS heat flux to the filtered temperature gradient using a SGS thermal conductivity. This approach postulates a direct analogy between the momentum and heat transfer through the SGS turbulent Prandtl number ($Pr_{SGS} = \mu_{SGS} C_p / \lambda_{SGS}$), here fixed at $Pr_{SGS} = 0.5$. To assess the effect of the turbulent Prandtl number value, a simulation with $Pr_{SGS} = 0.9$ was also performed. Due to the LES wall-resolved approach chosen here, this has only a small effect on heat transfer results in the stagnation region. The maximum relative

difference, $|Nu(Pr_{SGS} = 0.5) - Nu(Pr_{SGS} = 0.9)|/Nu(Pr_{SGS} = 0.5)$, is 4% and locates at the stagnation point. For $r/D > 0.25$ the relative difference between the two cases is less than 2%.

3.1.3.2 Boundary conditions

A mean velocity profile is imposed at the inlet along with a uniform temperature, $T_\infty = 300$ K, using the Navier-Stokes Characteristic Boundary Condition (NSCBC) formalism (Poinsot et Lele, 1992). The axial velocity is prescribed using a power law profile for turbulent pipe flows (Lodato et al., 2009) given in Eq. (5.1) following the recommendation of Cooper et al. (1993) while the other components are set to zero :

$$\frac{U(r)}{U_c} = \left(1 - \frac{2r}{D}\right)^{1/7.23}, \quad (3.1)$$

where U_c is the centerline velocity given by Eq. (5.2) and r represents the distance to the jet axis :

$$\frac{U_b}{U_c} = 0.811 + 0.038(\log(Re) - 4). \quad (3.2)$$

To mimic the turbulent flow developing in the nozzle, isotropic velocity fluctuations are injected at the inlet using a Passot-Pouquet spectrum and following a non reflecting formalism to avoid numerical noise (Guézennec et Poinsot, 2009). The most energetic length scale that defines the peak in the spectrum is set to $D/3$ and the amplitude of the injected velocity fluctuations is set to $0.05U_b$. For unconfined impinging jets, a specific numerical treatment of the top free boundary is required. Setting the static pressure on this top boundary and treating it as an outlet is not suitable as massive inflow occurs in such configuration due to the entrainment of ambient air by the jet. Another possibility is to impose a weak constant and perpendicular co-flow directed towards the plate that does not impact the development of the impinging jet. Such a boundary condition is not completely irrelevant from a physical point of view, since present in the experiment and as long as its effect on the jet is minimal. Note that this flow characterization is usually not provided but can be indirectly observed in experiments as seen for example in Fig. 3.28b where the axial velocity goes to $0.03U_b$ outside of the wall jet in the experiment of Tummers et al. (2011). Ideally, measured mean co-flow velocity profiles should be imposed but such information is not provided neither by Tummers et al. (2011) nor by Fenot et al. (2005) which adds to the uncertainties of the various experimental databases. Several co-flow intensities have been tested here ranging from 2% to 10% of the bulk velocity and the velocity magnitude was finally fixed at 5% of the jet bulk velocity as it was the highest velocity that does not influence the jet dynamics while preserving the control of the simulation. One can note that this intensity is small compared to the jet velocity that acts as a shield protecting the plate from any influence of the co-flow. These modeling issues comply with existing studies that have also shown that such moderate co-flow velocity does not impact the jet

3.1. Secondary peak in the Nusselt number distribution of impinging jet flows : A phenomenological analysis

behavior (Hadžiabdić et Hanjalić, 2008). At the outlet, the static pressure is enforced using the NSCBC formalism accounting for the transverse terms (Granet et al., 2010). The nozzle wall is adiabatic with a no-slip condition imposed. The plate is treated as an isothermal no-slip wall with a wall temperature, $T_w = 330K$.

3.1.4 Validation and evaluation of numerical uncertainties

In addition to the classical LES problem of defining inlet boundary conditions that match an experimental facility (assuming that all information is known (Sagaut, 1998; Bovo et Davidson, 2015)), LES is subject to several uncertainties. For instance, grid resolution and SGS modeling are two degrees of freedom that can have a strong influence on the numerical predictions. Therefore, as part of the validation process, these numerical uncertainties need to be assessed. In the following sections, the total physical time used to construct the statistics represents about 17 cycles, if not specified otherwise, where one period is evaluated from the Strouhal number corresponding to the impinging frequency of the main large scale structures in the simulation ($St_D = fD/U_b \approx 0.79$ based on velocity and wall heat flux signal analysis). The temporal averaging procedure starts when the flow becomes statistically stationary. Note also that to increase the convergence of the statistics, quantities of interest are averaged in the homogeneous azimuthal direction after temporal averaging. The heat transfer results are compared hence using the mean Nusselt number defined as :

$$Nu(r) = q_w(r)D/(k_f(T_w - T_\infty)), \quad (3.3)$$

where $q_w(r)$ is the temporally and azimuthally averaged wall heat flux and k_f is the thermal conductivity of air at T_∞ .

3.1.4.1 Grid resolution

Two unstructured hybrid grids are considered for this study. They are both composed of tetrahedral cells and ten prism layers on the plate to increase the near-wall resolution without increasing too much the total number of cells. The first mesh M1 is composed of 21 million cells with specific refinement in the free jet, stagnation and wall jet regions. The normalized near wall distance y^+ remains below 5 in the region of interest. M2 differs from M1 in the near wall region. Points are added in the wall jet and y^+ remains below 3 except in the region $0.5 < r/D < 1$ where it reaches a maximum value of 3.5 (see Fig. 5.5). The spatial resolution in the radial and azimuthal direction is also increased for M2. The main characteristics of the two meshes are summarized in Table 3.1. Mean velocity profiles are presented in Figs. 3.3 and 3.4 for both radial and axial components. The experimental data reported by Tummers et al. (2011) are also plotted for comparison. First, one can note that a good agreement is found between the LES and the experiment for the mean velocity profiles indicating that LES reproduces correctly the development of the mean wall jet. Discrepancies appear for the axial velocity profile at $r/D = 1$ for

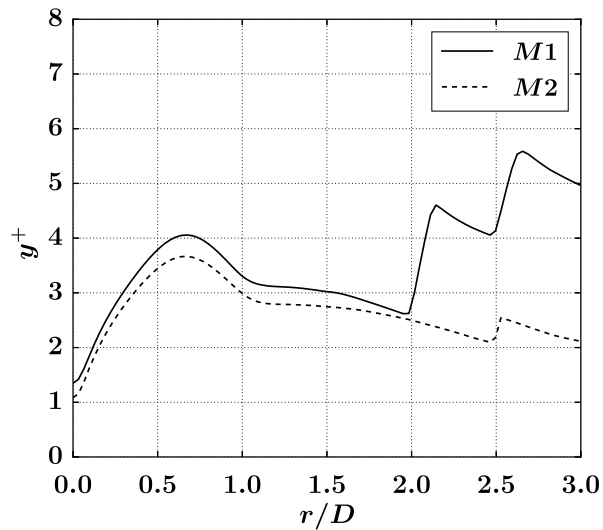


FIGURE 3.2: y^+ on the plate as a function of the distance from the jet axis r/D .

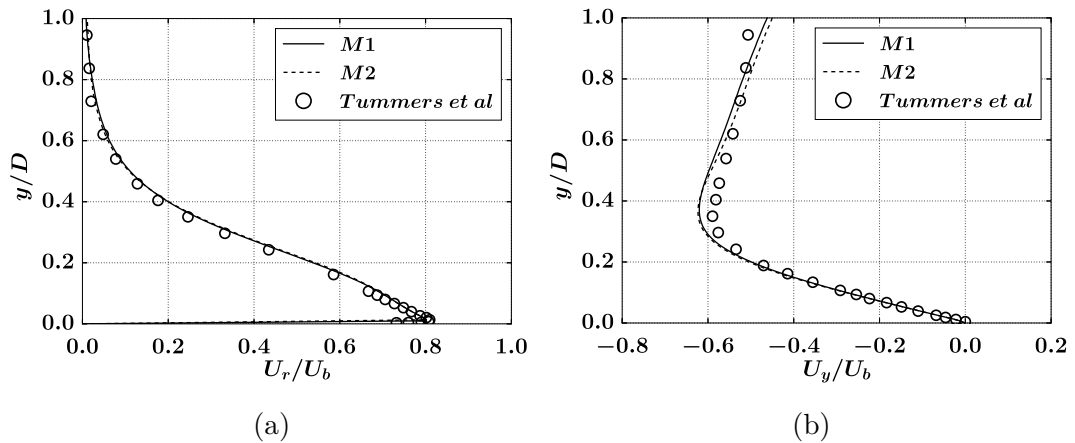


FIGURE 3.3: Radial mean velocity U_r/U_b (a) and axial mean velocity U_y/U_b (b) as a function of the distance from the wall y/D at the radial position $r/D = 0.5$. (○) : experiments of [Tummers et al. \(2011\)](#), (—) : M1 (see Table 3.1), (---) : M2 (see Table 3.1).

3.1. Secondary peak in the Nusselt number distribution of impinging jet flows : A phenomenological analysis

TABLE 3.1: Computational grid properties for the low resolution mesh (M1) and the high resolution mesh (M2).

	M1	M2
Number of grid cells (millions)	21	42
Number of prisms (millions)	4	9
y^+ [-]	2 – 5	1 – 3.5
$r^+ \approx r\theta^+$ [-]	8 – 40	5 – 20
dt [μs]	0.312	0.397
CPU time for 1 cycle [hours]	450	710

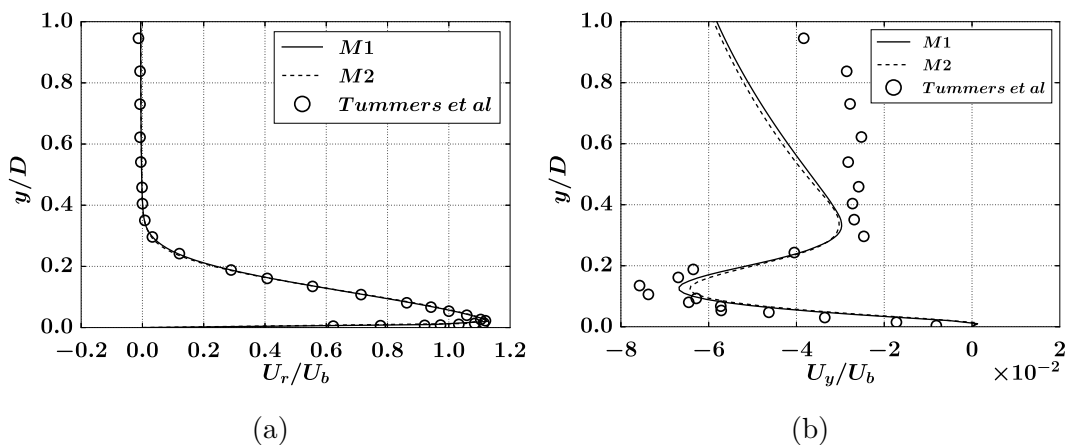


FIGURE 3.4: Radial mean velocity U_r/U_b (a) and axial mean velocity U_y/U_b (b) as a function of the distance from the wall y/D at the radial position $r/D = 1$. (○) : experiments of Tummers *et al.*, 2011, (—) : M1 (see Table 3.1), (---) : M2 (see Table 3.1).

$y/D > 0.3$ (see Fig 3.28b). This is caused by the co-flow that imposed the value of axial velocity outside the wall jet region while in the experiment the axial velocity is driven by the natural entrainment of the ambient air. However, inside the wall jet region for $y/D < 0.3$ a good agreement is found between LES and experiments supporting the statement that the co-flow does not influence the wall jet behavior. The profiles of the variances of the axial and radial velocities are presented for two radial locations in Figs. 3.5 and 3.6. Discrepancies are found between LES and experiments and there are several possible reasons for these behaviors. First, in the simulation only a pipe of length $2D$ is used while in the experiments the pipe is $76D$ long. The vortical structures developing in the free jet region are certainly more coherent than in the experiment generating larger velocity fluctuations. Such features were observed by Lodato *et al.* (2009) for the same configuration and the

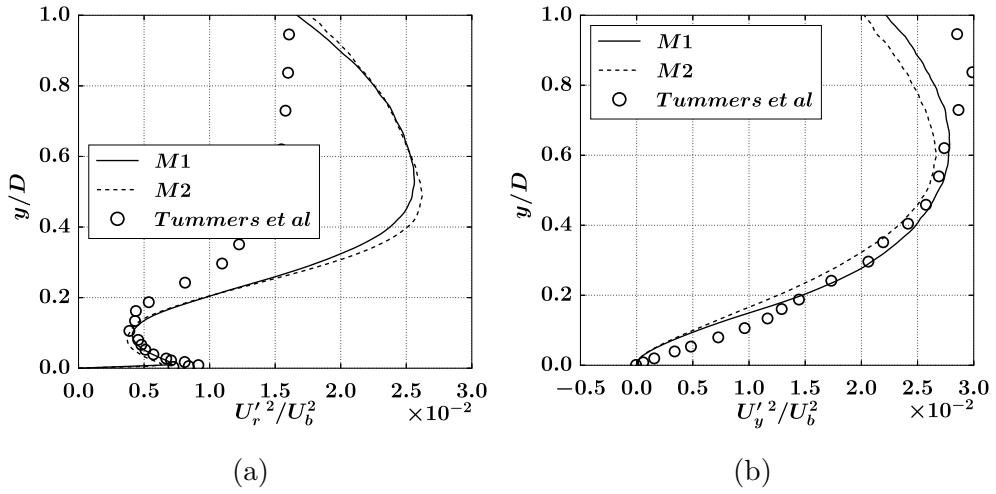


FIGURE 3.5: Variance of the radial velocity $U_r'^2/U_b^2$ (a) and axial velocity $U_y'^2/U_b^2$ (b) as a function of the distance from the wall y/D at the radial position $r/D = 0.5$. (○) : experiments of Tummers *et al*, 2011, (—) : M1 (see Table 3.1), (---) : M2 (see Table 3.1).

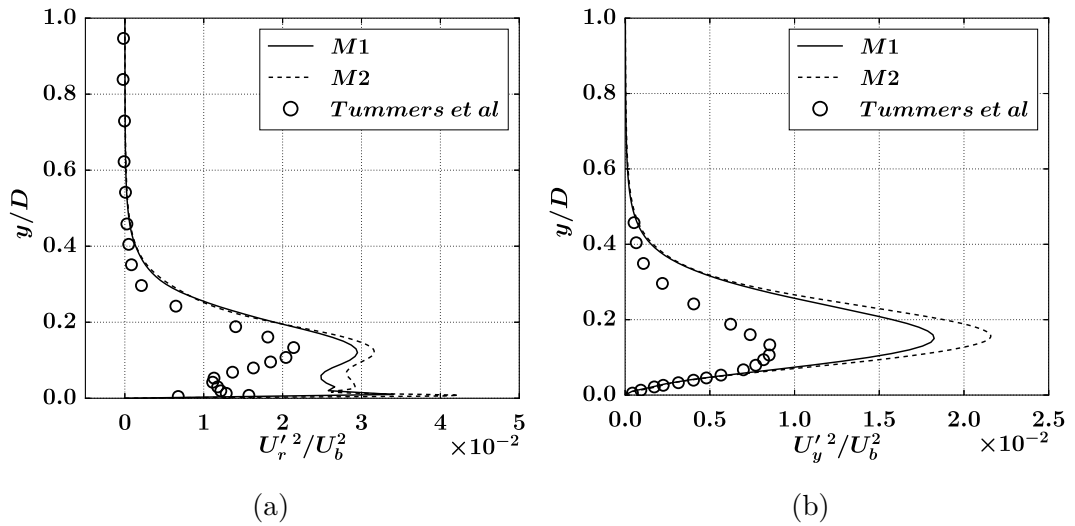


FIGURE 3.6: Variance of the radial velocity $U_r'^2/U_b^2$ (a) and axial velocity $U_y'^2/U_b^2$ (b) as a function of the distance from the wall y/D at the radial position $r/D = 1$. (○) : experiments of Tummers *et al*, 2011, (—) : M1 (see Table 3.1), (---) : M2 (see Table 3.1).

3.1. Secondary peak in the Nusselt number distribution of impinging jet flows : A phenomenological analysis

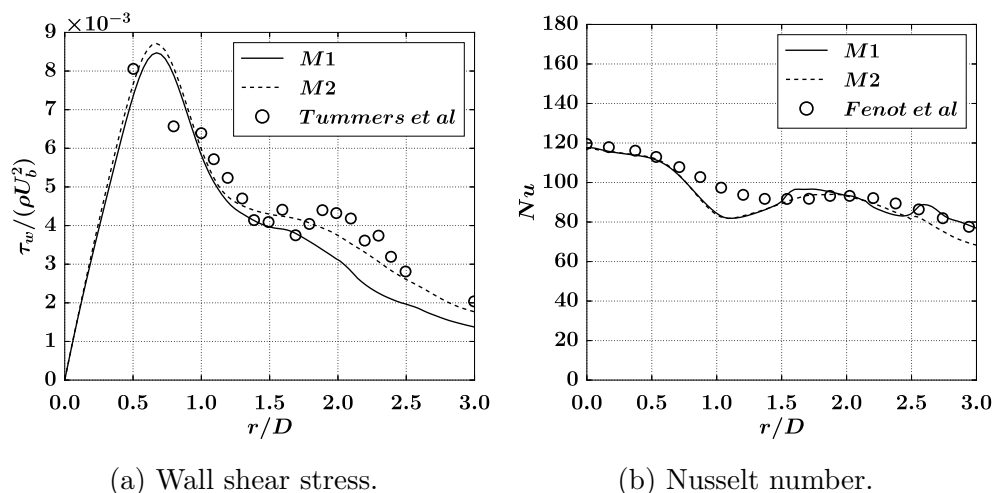


FIGURE 3.7: Mean wall shear stress $\tau_w / (\rho U_b^2)$ (a) and mean Nusselt number Nu (b) as a function of the distance from the jet axis r/D . (\circ) : experimental data, (—) : M1 (see Table 3.1), (---) : M2 (see Table 3.1).

same SGS model, i.e. WALE. Another explanation proposed by these authors point to the WALE model that does not allow energy backscatter from the unresolved to the resolved fields resulting on average to a too dissipative model and slowing down the process of vortex breakup which is favor of higher levels of resolved velocity fluctuations. Although such turbulent modeling difficulty is out of scope of the current work, they indicate that their similarity mixed model is potentially capable of taking into account such energy backscatter, improving slightly the predictions of second order moments in the near wall region.

The two grid resolutions used here give similar results except for the axial velocity at $r/D = 1$ where differences of 20% appear on the prediction of the peak of the variance. Aside from that, the global tendency is well predicted by both M1 and M2. Having knowledge of these differences, the radial evolution of the mean radial wall shear stress and the mean Nusselt number are compared in Fig. 3.7. A slight improvement of the prediction of the plateau near $r/D = 1.5$ in the wall shear stress distribution is noticed with M2. However, for the Nusselt number the two curves are superimposed except for $r/D > 2.5$ where the coarsening of the mesh is stronger for M1 than for M2. It can be concluded that the mesh resolution has a negligible effect on wall quantities despite the discrepancies observed for the variance of the axial velocity.

3.1.4.2 Subgrid-scale model

In this section the impact of the SGS model on the velocity profiles and the wall quantities is assessed. Two SGS models are compared with mesh M2. The first one is the WALE model (Nicoud et Ducros, 1999) based on the second invariant of the

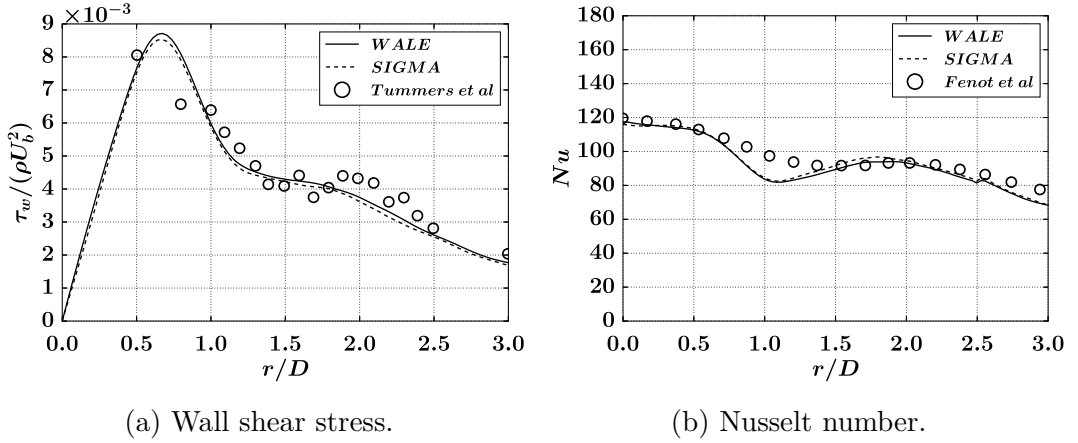


FIGURE 3.8: Mean wall shear stress $\tau_w / (\rho U_b^2)$ (a) and mean Nusselt number Nu (b) as a function of the distance from the jet axis r/D . (\circ) : experimental data, (—) : WALE SGS model, (---) : SIGMA SGS model.

traceless symmetric part of the square of the velocity gradient tensor. This model is built to produce a zero turbulent viscosity in the case of a pure shear (important to handle transitional flow) and to recover the proper near-wall scaling of the turbulent viscosity. It was used for the grid convergence study of the previous section. The second model tested here is the σ model based on the singular values of the velocity gradient tensor (Nicoud *et al.*, 2011). It is designed to produce a zero turbulent viscosity for any two-dimensional and/or two-component flows and when the resolved scales are either in pure axisymmetric or isotropic expansion/contraction. Moreover, it recovers the proper near wall scaling of the turbulent viscosity. For sake of brevity, the velocity profiles are not presented here, however, a good agreement is found between the two models for the mean and RMS velocity profiles. Maximum differences of about 10% appear for the profiles of the variance of the radial and axial velocity components. Finally, wall quantities are found not to be affected by the change of the SGS model (see Fig. 3.8).

The sensitivity analysis of the results to grid resolution and to SGS model highlight that as for experiments, numerical simulations are subject to uncertainties. Nevertheless, in that case, these uncertainties affect mainly the levels of the variance of the velocity field but do not impact wall heat transfer. The physics that produces the non-monotonic variation of the radial distribution of the Nusselt number seems furthermore well captured by LES. Therefore, this fully unsteady LES database can be used to characterize and improve our understanding of the physics behind the existence of the double peak of such a flow. For all the following, the LES predictions obtained with mesh M2 and the SGS model WALE are used.

3.1.5 Results and discussions

As LES gives access to the full 3D time-dependent flow field, the main idea is here to use this space-time information to provide additional details on the main mechanisms responsible for the non-monotonic behaviour of the radial Nusselt distribution. First, a quick description of the statistical tools used for the analysis is provided. The flow dynamics is then analyzed in terms of large scale organization and near-wall aerothermal behavior. Finally the heat transfer at the wall is described and connected to the flow dynamics.

3.1.5.1 Statistical tools

Based on the one point temporal evolution of a variable $x(t)$, the common quantities that can be extracted are the first order moment (i.e. mean expressed as $\langle x(t) \rangle$) and the second central moment (i.e. variance $\langle (x(t) - \langle x(t) \rangle)^2 \rangle$). Dimensionless higher order central moments, such as Skewness (Sk) and Kurtosis (Ku), are also useful when one wants to have a better idea of the PDF's shape (Koupper *et al.*, 2015) or in the presence of intermittent events as they are more sensitive to intermittency. Sk and Ku are, respectively, the third and fourth dimensionless central moments. The Skewness evaluates the balance between the left and the right parts (with respect to the mean value) of a PDF. The Skewness of a symmetric PDF, like Gaussian distributions, is 0 but the reverse is not true. For unimodal distributions, i.e. single peak, the Skewness can also be seen as the “distance” from the mean to the peak, i.e. the mode (or most likely value). Positive (resp. negative) Skewness implies that the mean value is greater (resp. lower) than the mode value. The interpretation of Kurtosis is more difficult (Balanda *et MacGillivray*, 1988) but can be viewed as a movement of mass that does not affect the variance (DeCarlo, 1997). High Kurtosis value implies that, for the same distribution, mass is moved simultaneously from the shoulder to the tails and to the mean value of the distribution to leave the variance unchanged. This results in an increase of the probability of occurrence of values very close to the mean and extreme values located at the tails. For small Kurtosis, the mass is moved from the mean and the tails to the shoulder of the distribution and in the symmetric case the distribution is flattened. One may notice that the Kurtosis value is influenced by the asymmetry of the distribution (Hopkins *et Weeks*, 1990). Recall for reference that the Kurtosis of a Gaussian PDF is $Ku = 3$. For a more detailed description of the meaning of these two quantities in terms of PDF and sample set, the reader is referred to Tennekes *et Lumley* (1972).

3.1.5.2 Flow dynamics

In this section the large scale organization is described and compared to the available literature. High order statistics are used to go further in the characterization of the dynamics and PDFs are built to highlight the influence of the large scale

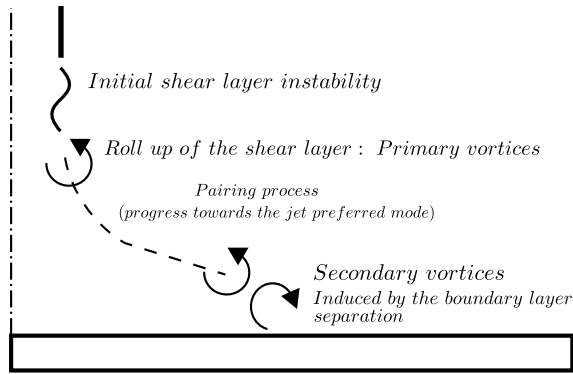


FIGURE 3.9: Description of the large scale structures present in impinging jet flows.

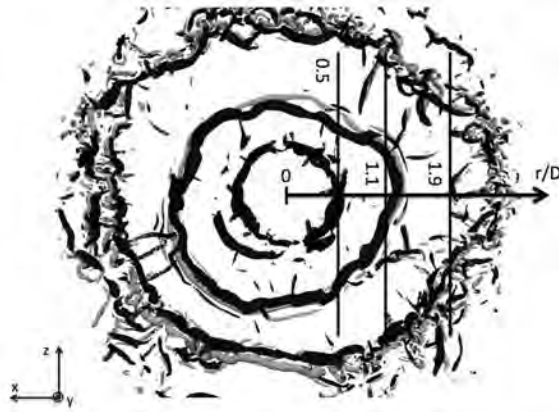


FIGURE 3.10: Instantaneous iso-surface of Q -criterion colored by the azimuthal vorticity sign : positive azimuthal vorticity (grey), negative azimuthal vorticity (black).

structures on the near-wall region.

Large scale organization As mentioned in the introduction, there are two kinds of large scale structures present in impinging jet flows. The primary vortices are formed in the free jet region due to the initial instability of the shear layer while the secondary vortices are developing near the wall due to the interaction of the primary vortices with the wall (see Fig. 3.9). The presence of the primary and secondary vortices is evidenced here using instantaneous iso-surfaces of Q -criterion colored by the sign of the azimuthal vorticity as proposed by [Dairay *et al.* \(2015\)](#) and shown in Fig. 3.10. The negative azimuthal vorticity, in black here, characterizes the primary vortices while the secondary structures, located closer to the wall, are identified by positive azimuthal vorticity. Figure 3.11 shows the space/frequency map of the pressure fluctuation amplitude constructed using 19 probes located along the shear layer at $r/D = 0.5$ at the azimuthal position $\theta = 0$. The space resolution is $\Delta(y/D) = 0.1$ and the frequency resolution is $\Delta(St_D) = 0.06$. Different peaks are observable along

3.1. Secondary peak in the Nusselt number distribution of impinging jet flows : A phenomenological analysis

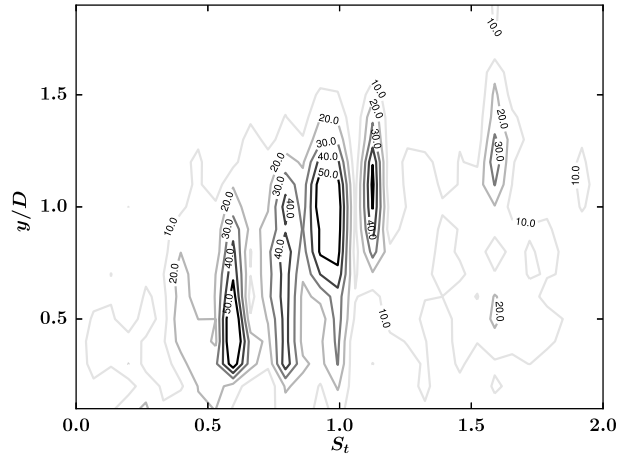


FIGURE 3.11: Iso-contours of pressure fluctuation amplitude (Pa) in the $(y/D, St_D)$ plane at $r/D = 0.5$ and $\theta = 0$.

the shear layer. These peaks correspond to $St_D = 1.6, 1.13, 0.95, 0.8, 0.6$. It is interesting to note that the dominant frequency decreases as the probe approaches the plate (positioned at $y/D = 0$) without reaching the “free jet preferred mode”, $St_D = 0.3$, due to the small nozzle to plate distance. Frequency halving occurs as the vortices approach the wall due to vortex pairing [Yule \(1978\)](#) except for $St_D = 0.95$ which could be the results of interaction between mode $St_D = 1.13$ and mode $St_D = 0.8$. Finally close to the wall two peaks are still observable at $St_D = 0.6$ and $St_D = 0.8$. Note that the spatial extension of the peaks is in part linked to the spatial intermittency of the vortex pairing location, i.e. vortices are not always merging at the same axial location for such a flow, indicating that the observed coherent structures are neither fully deterministic nor stochastic. The deterministic part is linked to the generation of the coherent structures, assuming that the phenomenon is periodic with a well defined period that is a good approximation if a feedback loop exists as for high-speed subsonic jet ([Ho et Nosseir, 1981](#)) or if an external forcing is present. The stochastic part however relates to the interaction between vortical structures.

One of the fundamental problems behind impinging jets is the impingement of vortex ring for which the generation of secondary and tertiary vortices is observed as well as a rebound of the primary vortices ([Walker et al., 1987](#)). In the context of impinging jet flow at high Reynolds number, the rebound of the primary vortices is difficult to detect as it is part of a transitional flow. This is why high order statistics that are more sensitive to intermittent events, such as those generated by unsteady coherent structures, are preferred for this study. Using the fact that vortices generate negative spikes in the temporal distribution of pressure fluctuations, the rebound of the primary vortices is highlighted using the azimuthally averaged Skewness issued by the analysis of the temporal pressure evolution. Note that these diagnostics are

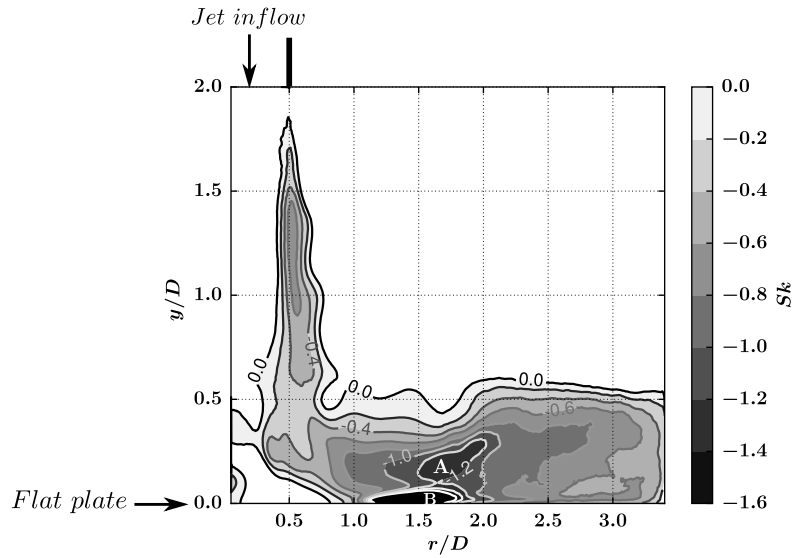


FIGURE 3.12: Iso-contours of azimuthal averaged Skewness of the pressure temporal distribution in the $(y/D, r/D)$ plane.

preferred to classical autocorrelation lengthscales due to several reasons. First, using autocorrelation lengthscales implies to choose an a priori accurate definition of the researched timescale event. As such, an arbitrary threshold for the integration of the auto-correlation function for example, to yield a measure of the structure timescale, will produce uncontrolled results and a potential misinterpretation of the results. Reconstruction of the lengthscale, based on one-point autocorrelation functions, requires the use of Taylor's hypothesis, the validity of which is in doubt in presence of large scale interactions (Zaman et Hussain, 1981). For wall bounded flow, it has also been shown that the accuracy of the Taylor's hypothesis decreases with the increase of the projection distance (Dennis et Nickels, 2008). Such a hypothesis and arbitrary threshold are not required for the Skewness as the negative Skewness is induced by the passage of the vortical structures in this case. Note finally that computing autocorrelation functions imposes to store information which can rapidly increase memory requirement while the computation of statistics can be done during the simulation keeping only the final value. As expected the Skewness of the temporal distribution of pressure, plotted in the $(y/D, r/D)$ plane in Fig. 3.12 is negative (indicative of the presence of events happening for values below the mean) in the shear layer of the free jet region ($r/D \approx 0.5$ and $y/D > 0.5$) as the passage of the primary vortices induces negative pressure fluctuations in the temporal signal. Two main regions of remarkable values for Skewness of pressure appear near the wall. The intermittent formation and convection of secondary vortices generate region B where $Sk < -1.6$. This region disappears near $r/D = 1.9$. Note that this region B coincides with the location of initiation of the unsteady boundary layer flow separation that occurs just before the formation of secondary vortices (Didden et Ho, 1985) at $r/D \approx 1$. Region A relates to the primary vortices which orient upwards

3.1. Secondary peak in the Nusselt number distribution of impinging jet flows : A phenomenological analysis

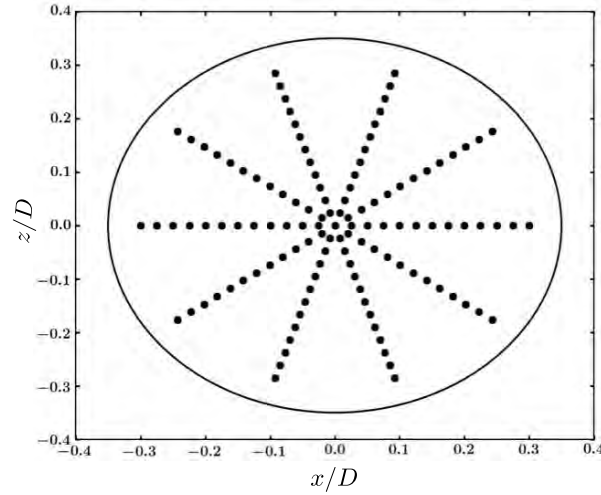


FIGURE 3.13: Location of the numerical probes in the $(z/D, x/D)$ plane used for the PDF analysis. The probes are located at $y/D = 0.01$ for the near wall investigation and at $y/D = 0$ for the analysis of the wall heat flux.

as the radial location increases. This reveals the rebound of the primary vortices which is induced by the secondary vortices velocity field (Walker *et al.*, 1987). The rebound starts here at $r/D = 1.6$ and disappears near $r/D = 2$ (extent of region A).

To complement the analysis of the flow dynamics, the near wall behavior of the temperature and the velocity fields are analyzed to investigate the effect of the vortical structures on the aerothermal field.

Temperature field The near wall thermal behavior of the flow is analyzed using numerical probes radially distributed at a normal distance $y/D = 0.01$ above the plate. Based on the analysis of several instantaneous snapshots (not shown here), at this normal distance from the plate, the probes are found to mainly reflect the effect of the secondary structures on the near wall flow. For the discussed diagnostics, 12 probes are distributed in each of 10 azimuthal directions as shown by Fig. 3.13. Sampling is made for 17 cycles, where one cycle is evaluated from the impinging frequency of the main large scale structures, and 33 000 samples are collected for each probe. Note that this leads to a sampling frequency which is in agreement with the Nyquist frequency for the phenomena investigated here. Based on these samples the PDFs are estimated using histograms that are normalized to respect the property : $\int_{-\infty}^{+\infty} PDF(x) dx = 1$. The temperature PDF are presented in Fig. 3.14 for 9 radial locations for the normalized temperature defined as $T^* = (T - T_{\infty}) / (T_w - T_{\infty})$, where T is the local instantaneous temperature. These PDFs are close to Gaussian distribution for $r/D = 0.5$ and $r/D = 0.75$. Deviation from a Gaussian starts at $r/D = 1$ where the PDF gets positively skewed. This positive Skewness

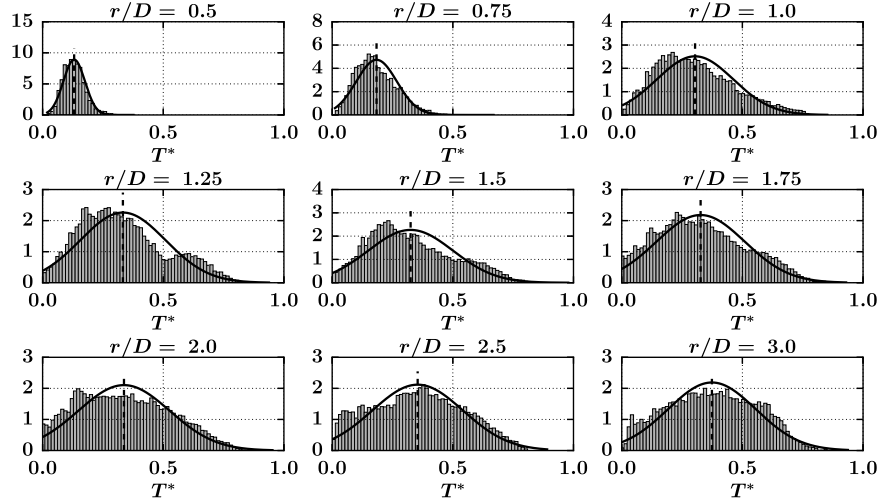


FIGURE 3.14: PDFs of the dimensionless temperature time series T^* at 9 locations along the radius. (—) : Gaussian distribution with the same mean and standard deviation values as the temperature PDFs, (---) : mean value.

indicates that the near wall fluid is considerably heated by the plate. It is believed that this is the consequence of the intermittent local flow deceleration which results in a local increase of the fluid residence time, due to the adverse pressure gradient generated by the approach of the primary vortices. This phenomenon takes place before the separation of the boundary layer and seems amplified by the boundary layer separation. When the boundary layer is separated, i.e. around $r/D \approx 1.1$ (cf. Fig. 3.12), the secondary vortex is initiated amplifying the segregation between hot and cold fluid near the wall thereby explaining the bimodal shaped PDFs at these locations, i.e. $1.25 \leq r/D \leq 1.75$. The first PDF peak, located on the left side of the mean value, is a cold mode and has the highest probability while the second peak, located on the right side of the mean value, is a hot mode with a lower probability. One can also note that this region of bimodal behavior corresponds to the radial extent of region B previously linked to the secondary vortices. For $r/D \geq 2$ the distributions are flatter indicating a less organized mixing. As the probes are located very close to the wall, it is most likely that the hot mode is induced by the recirculating fluid that is trapped and heated by the plate as observed by [Hadžiabdić et Hanjalić \(2008\)](#) while the cold mode is the consequence of a local cold fluid intrusion in the wall boundary layer flow induced by the secondary vortices.

The numerical approach used in this study allows to record simultaneously the temperature and the velocity time series and such samples are used in the next section to gain further insight into the near-wall mixing process.

3.1. Secondary peak in the Nusselt number distribution of impinging jet flows : A phenomenological analysis

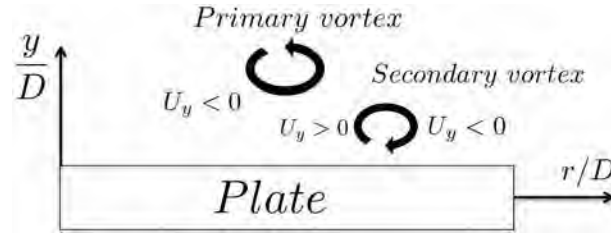


FIGURE 3.15: Large scale organization of the flow near the wall.

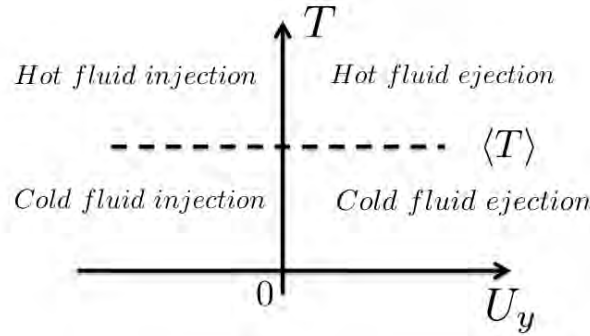


FIGURE 3.16: Representation of the 4 quadrants in the (U_y, T) space. Injection and ejection events are identified respectively by $U_y < 0$ and $U_y > 0$. Hot and cold events are identified respectively by $T > \langle T \rangle$ and $T < \langle T \rangle$, where $\langle T \rangle$ is the time and azimuthal averaged local temperature.

Joint velocity-temperature analysis Several authors have qualified the above mentioned process as “cold fluid flux” towards the wall to explain the mean heat transfer enhancement (Dairay *et al.*, 2015; Rohlfes *et al.*, 2012). However to the authors’ best knowledge, this claim has not been proven except by Dairay *et al.* (2015) who used conditional averaging near the location of a cold spot. In this study, the problem is addressed using joint axial velocity-temperature PDFs that do not require any arbitrary threshold value. Indeed, depending on whether the observation point is upstream or downstream a vortical structure, the 2 possible events are the fluid injection or the fluid ejection, i.e. negative or positive axial velocity (see Fig. 3.15). Adding the temperature to the analysis allows therefore to make the distinction between hot and cold events (hot and cold being defined with respect to the local time and azimuthal averaged temperature). It is then possible to construct the 4 quadrants corresponding to the 4 possible events, i.e. cold/hot fluid ejection/injection as shown in Fig. 3.16. The corresponding joint axial velocity-temperature PDFs are shown in Fig. 3.17 for 8 radial locations. Close to the nozzle, i.e. $r/D \leq 0.75$ the dominant event is the fluid injection as the flow is under the influence of the axial jet. Relatively far away from the nozzle, i.e. $r/D > 1$, one can note that there is still a clear organization of the mixing until $r/D = 1.75$ with the cold fluid injection being the dominant process. This is in agreement with

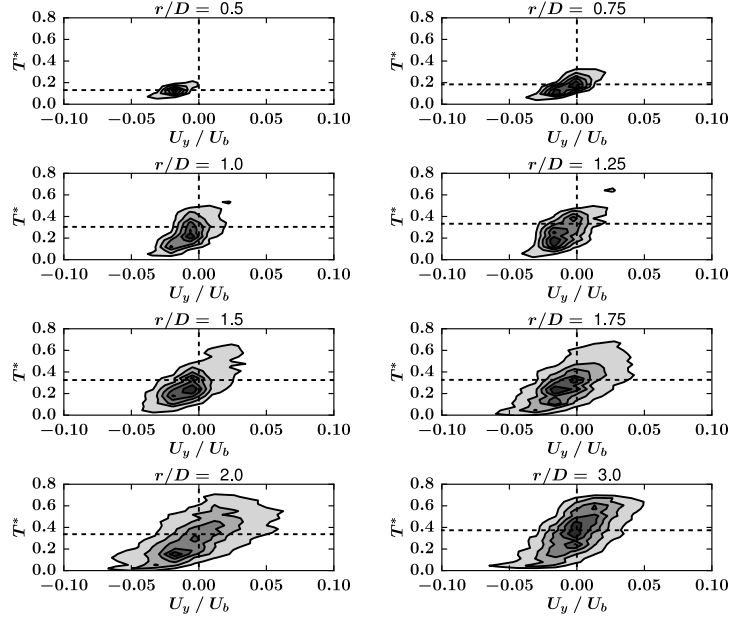


FIGURE 3.17: Joint probability distribution, $P(U_y, T)$, at $y/D = 0.01$ for 8 radial locations. (—) : limits of the 4 quadrants; Scale : high probability (black), zero probability (white).

the observation made on the temperature PDF where the cold mode appears to be the most likely. It is then possible to state that the large scale structures generate preferentially a cold fluid flux towards the wall. A more quantitative representation is presented in Fig. 3.18 where the joint PDFs are integrated over each quadrant to compute the probability related to each of the 4 possible events. Again it appears clearly that the dominant process in the region of formation and convection of the secondary vortices is the cold fluid injection. After the rebound of the primary vortices however, the cold fluid injection and hot fluid ejection events have a similar probability.

This section has focused on the flow dynamics highlighting the presence of vortical structures, their effect on the near wall behavior and the rebound of the primary vortices from the wall. The idea is now to compare these results to the wall heat transfer process and make the connection between the large scale organization and the mean heat transfer distribution.

3.1.5.3 Wall heat transfer

The first part of this section focuses on the unsteady behavior of the wall heat transfer process using instantaneous visualizations and temporal maps. Then, the statistical tools are used to confirm in a statistical sense the instantaneous behavior and connect the results to the flow dynamics.

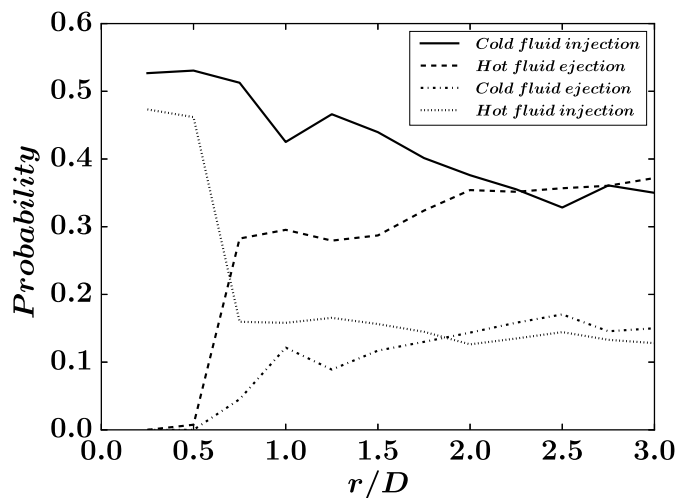


FIGURE 3.18: Probability of the 4 possible events, i.e. cold fluid injection/ejection and hot fluid injection/ejection, as a function of the radial distance from the jet axis r/D .

Unsteady behavior The instantaneous evolution of the fluctuating Nusselt number for 2 distinct instants is presented in Fig. 3.19. To ease the analysis, a radial axis is added recalling that the location of the local minimum is at $r/D = 1.1$ while the secondary maximum appears at $r/D = 1.9$. For both instants, two cold fronts, i.e. region of positive Nusselt number fluctuations, identified as cold front A and B are visible. The cold front B is stronger and has a better azimuthal coherence than cold front A. Cold front B is generated by the secondary vortex that is located closer to the wall than the primary vortex. Note also that cold front B loses its azimuthal coherence near the location of the secondary peak at $r/D = 1.9$. Fig. 3.20 shows the spatio-temporal maps of the Nusselt number extracted from numerical probes placed on the plate at $\theta = 0$, i.e. along the r axis with $t^* = tSt_D U_b/D$ is the dimensionless time allowing to track the temporal evolution of the cold fronts. Cold front B is generated at $r/D \approx 1$ coinciding with the local minimum in the mean Nusselt radial distribution. Cold front A develops continuously from the stagnation region to $r/D \approx 1.6$ and is seen to accelerate for $0.5 < r/D < 1$. Then it is slowed down by cold front B, around $r/D \approx 1$, both having approximately the same convection velocity, $U_{conv} = 0.61U_b$. It seems therefore that the primary vortices are not the only cause behind the generation of cold front A.

The cold air injection induced by the secondary vortex, located just above cold front B, is clearly seen in Fig. 3.21 where the instantaneous temperature fluctuations along with the streamlines are represented in a wall-normal plane at $\theta = 0$. This feature is in agreement with the observation by [Dairay et al. \(2015\)](#) where secondary vortex is detected close to cold spots. The hot front upstream of cold front B is the consequence of the trapped fluid in the recirculation region issued by the boundary

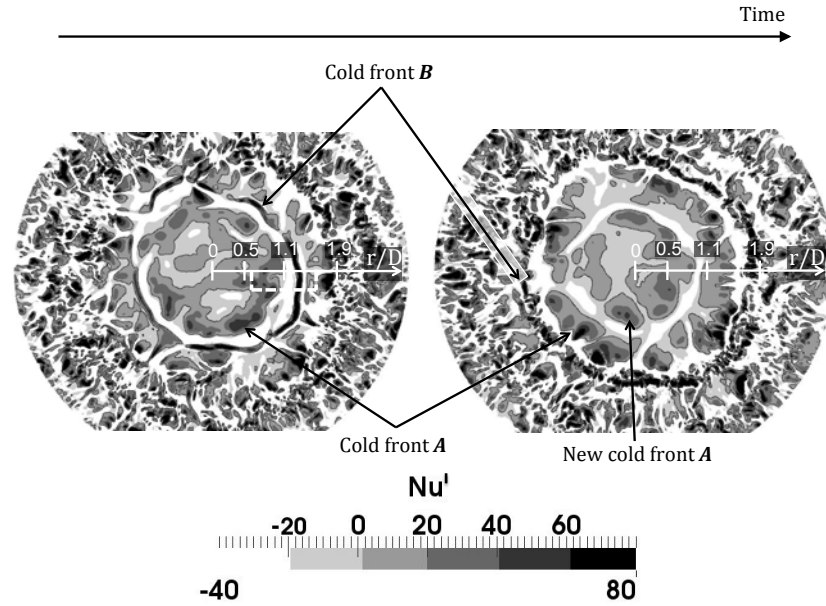


FIGURE 3.19: Sequence of 2 instantaneous snapshots of the local fluctuating Nusselt number, Nu' , on the plate identifying two cold fronts related to the passage of the large scale coherent structures. (—) : isocontours of $Nu' = 0$.

layer separation confirming the previous analysis based on the temperature PDFs. It also appears that the positive Nusselt fluctuation for cold front B is approximately two times higher than for cold front A as evidenced by the lower part of Fig. 3.21 which pictures the Nu' map on the wall surface near the normal plane.

Cold front A is located between two primary structures where negative temperature fluctuations are observed near the wall. It is believed that cold front A is mainly the consequence of the unsteady development of the wall jet when not perturbed by the primary vortices. There may be an influence of the primary vortices as some high heat transfer regions localized in space are observed in cold front A. It could be the consequence of an azimuthal instability, as observed for free jets (Yule, 1978). Here the plate is placed so close to the jet exit that the transition is incomplete when the primary vortices reach the plate. The azimuthal instability causes the primary structure to be closer to the wall at specific azimuthal locations inducing additional cold fluid intrusions in the boundary layer and localized high heat transfer regions in cold front A.

From this instantaneous analysis, it is concluded that the secondary vortices are linked to one intense cold front that is suspected to generate the strongest thermal events responsible for the occurrence of the secondary peak. The next part focuses on the impact of these cold fronts on the wall heat transfer temporal distribution to highlight their role in the heat transfer enhancement process.

3.1. Secondary peak in the Nusselt number distribution of impinging jet flows : A phenomenological analysis

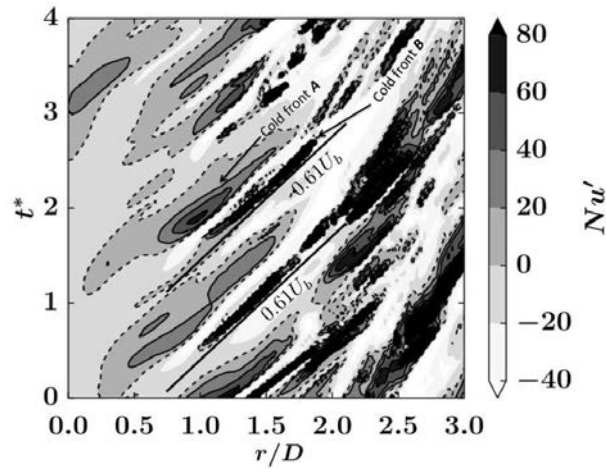


FIGURE 3.20: Contours of the Nusselt number fluctuations, Nu' , at $\theta = 0$ along the r axis in the $(t^*, r/D)$ plane. Straight black solid lines : Convection velocity $U_{conv} = 0.61U_b$. (---) : isocontours of $Nu' = 0$.

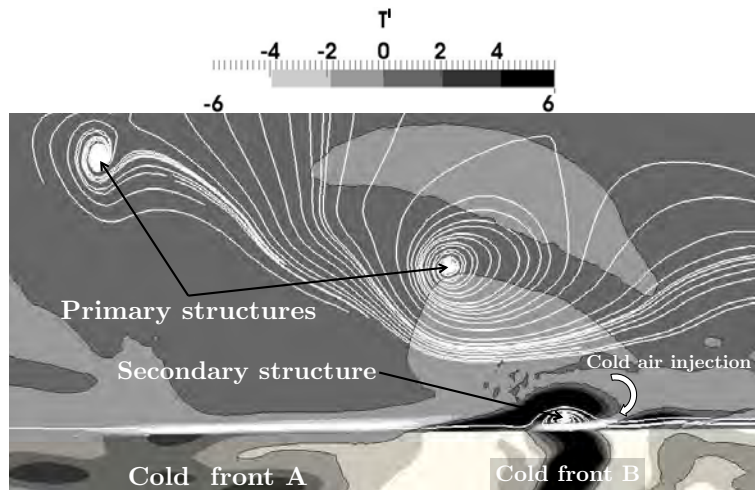


FIGURE 3.21: Instantaneous snapshot of the Nusselt fluctuations, Nu' , on the wall (lower part of the figure) and streamlines along with the temperature fluctuation, T' , projected in the plane $\theta = 0$. The scale for Nu' is the same as the one used for Fig 3.19. (---) : isocontours of $Nu' = 0$ and $T' = 0$.

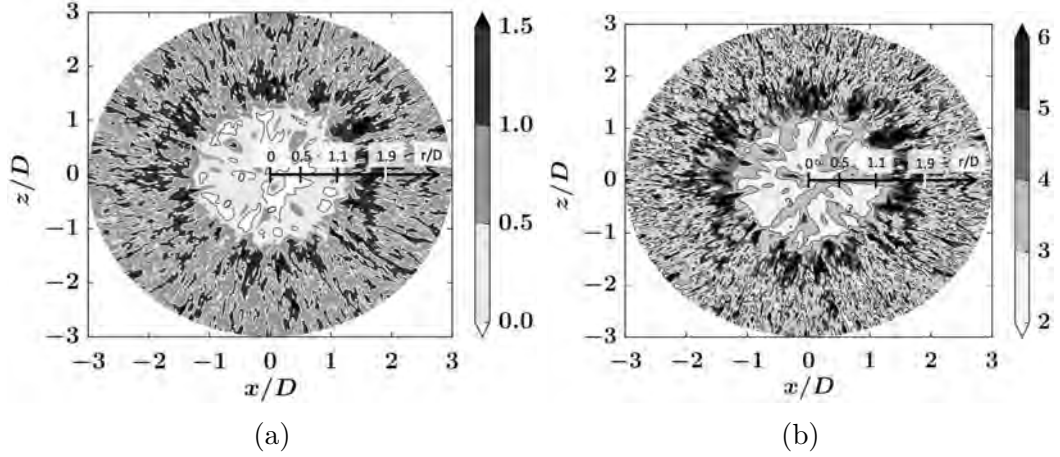


FIGURE 3.22: Skewness (a) and Kurtosis (b) of the Nusselt, Nu , temporal distribution on the plate in the $(x/D, z/D)$ plane. Black isocontours : $Sk = 0$, $Ku = 3$. White isocontours : $Sk = 1$, $Ku = 4$.

Statistical analysis Skewness and Kurtosis of the temporal evolution of the local Nusselt number are in this section constructed at each computational node on the plate to produce spatial maps as presented in Fig. 3.22. For both quantities, three regions appear that are linked to the different behaviors of the mean Nusselt radial distribution. The first one extends from the stagnation point to the local minimum at $r/D = 1.1$. In this region Sk and Ku values are close to the Gaussian values, i.e. $Sk = 0$ and $Ku = 3$. Skewness and Kurtosis values start to deviate from the Gaussian values with $Sk > 1$ and $Ku > 4$ in the region of heat transfer enhancement $1.1 < r/D < 1.9$. The positive Skewness indicates that relatively strong events that are not balanced by equivalent weak events occur. Relatively high Kurtosis values highlight the intermittency of these strong thermal events. After the secondary peak, i.e. $r/D > 1.9$ the Kurtosis and Skewness decrease slowly without returning to the Gaussian values.

The PDFs of the Nusselt number are analyzed using the numerical probes used for the temperature field analysis placed on the plate at $y/D = 0$ and with the same sampling. The PDFs are presented at 8 radial locations in Fig. 3.23. As anticipated, the PDFs are close to the Gaussian shape for $r/D = 0$ to $r/D = 1$. Afterwards, the shape of the PDFs starts to deviate from Gaussian with an increasing probability of occurrence of relatively low Nusselt number values around $r/D = 1.25$, breaking the balance between low and high Nusselt values. This imbalance is to be linked to the unsteady separation of the boundary layer. Then, relatively strong events, i.e. high Nusselt number values, appear and the PDFs skew to the right. This feature explains the observed positive values of Skewness previously reported for $1.1 < r/D < 1.9$ (see Fig. 5.29). The PDFs remain then skewed up to $r/D = 3$ indicating a persistence of relatively strong thermal events that are no longer able to increase heat transfer. After $r/D = 2$, the probability to have Nusselt number values smaller than the mean value increases while there are fewer strong events and the probability to

3.1. Secondary peak in the Nusselt number distribution of impinging jet flows : A phenomenological analysis

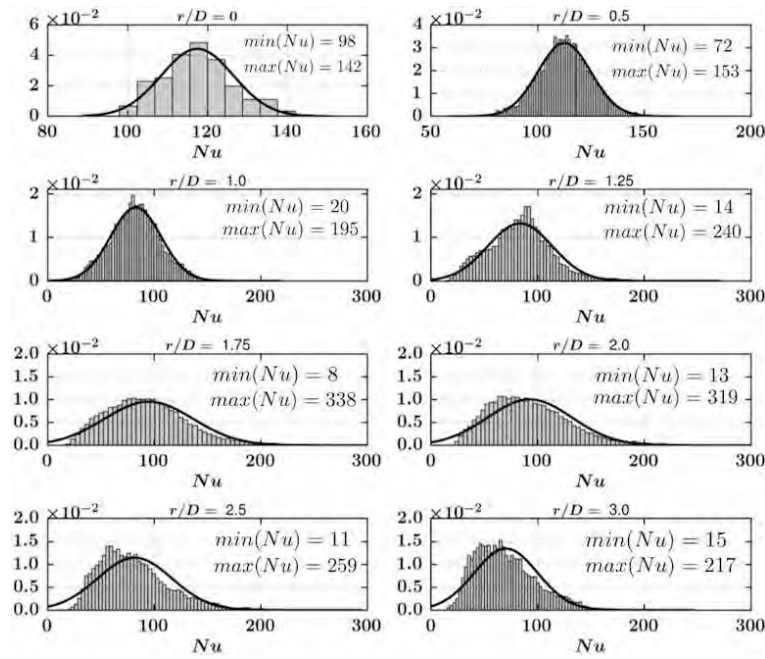


FIGURE 3.23: PDF of the Nusselt number values, $P(Nu)$, on the plate at 8 locations along the radius. (—) : Gaussian PDF with the same mean and RMS values as the Nusselt data set.

have Nusselt number values higher than the mean decreases. This explains why the Nusselt number is decreasing for $r/D > 2$ despite the positive Skewness. To confirm that the strong thermal events are responsible for the occurrence of the secondary peak, the decomposition of the PDFs in a symmetric and an asymmetric part proposed by [Dairay et al. \(2015\)](#) is used. The important point here is to note that the asymmetric part causes the deviation of the mean value from the mode value. With such positively skewed PDFs the mean value is greater than the mode value. To assess the importance of the strong intermittent thermal events in the generation of the secondary peak, the mode value is compared to the mean value in Fig. 3.24. The secondary peak is not recovered in the radial distribution of the mode Nusselt value that is in agreement with the previous results obtained by [Dairay et al. \(2015\)](#) This confirms that the generation of the secondary peak is due to the strong intermittent thermal events, i.e. the asymmetric part of the PDFs. One can also note that after $r/D = 2$, the two curves are not superimposed. This reflects the contribution to the mean value of the persistent and relatively strong thermal events even after the second peak.

Finally, these results have to be linked with the flow dynamics to propose a scenario explaining the heat transfer enhancement. In agreement with the documented experimental results, the primary vortices impinge the wall as expected for this low nozzle to plate separation ([Popiel et Trass, 1991](#)), inducing an adverse pressure gradient and the separation of the boundary layer [Didden et Ho \(1985\)](#); [Popiel et Trass](#)

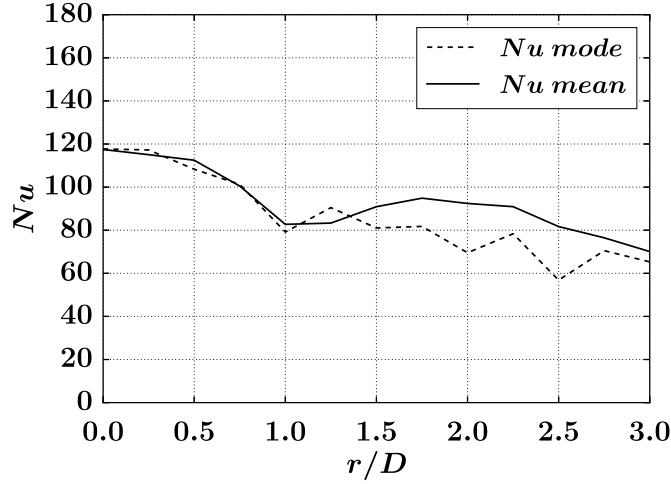


FIGURE 3.24: Nusselt number Nu as a function of the radial distance from the jet axis r/D . (—) : temporally and azimuthally averaged Nu , (---) : modale value of the Nu data set.

(1991) identified by the emergence of region B on the Skewness of the temporal distribution of the pressure presented in Fig. 3.12. The separation process induces low heat transfer events as shown by the Nusselt PDFs and causes the local minimum in the mean heat transfer distribution where the separation evolves into a secondary vortex. These results are coherent with previous findings (Hadžiabdić et Hanjalić, 2008; Rohlfis et al., 2012; Chung et al., 2002) that have shown a coincidence between the instantaneous position of the Nusselt minimum and the instantaneous location where distinct secondary vortices appear. Secondary vortices, in addition to the primary vortices, organize the mixing near the wall producing preferentially a cold fluid flux towards the plate in the region of heat transfer enhancement. After the local minimum, the most probable event is the cold fluid injection generating high heat transfer events confirming the results of Dairay et al. (2015) It seems also that the secondary vortices compensate the low heat transfer events induced by the separation and produce the strongest thermal events, i.e. cold front B which combined with the intermittent unperturbed wall jet, i.e. cold front A, leads to the mean heat transfer enhancement. Near the location of the secondary peak, the rebound of the primary vortices is highlighted in agreement with recent experimental aerothermal investigation (Grenson et al., 2016b), while the secondary vortices seem to stay close to the wall. At the location where the primary and secondary vortices could not be distinguished from one another on the Skewness map (see Fig. 3.12), the cold fluid injection and the hot fluid ejection converge to the same probability and the mean heat transfer enhancement stops, although the Nusselt PDFs remain skewed beyond the secondary peak up to $r/D = 3$. The positive Skewness is linked to residual strong thermal events intermittent in time and space. Indeed as seen in Fig. 3.19, circular patterns with a reduced azimuthal coherence are present at $r/D \approx 1.9$ for the two

3.1. Secondary peak in the Nusselt number distribution of impinging jet flows : A phenomenological analysis

instantaneous snapshots. These residual strong thermal events are also related to the secondary vortex that is subject to a potential interaction with the rebounding primary vortex which reduces circumferential coherence and leads to the transition of the flow field to a fully turbulent state in the same way as for the impingement of a single vortex ring on a flat plate (Walker *et al.*, 1987; Cerra et Smith, 1983; Orlandi et Verzicco, 1993).

3.1.6 Conclusions

A wall-resolved LES of a single unconfined round jet normally-impinging on a flat plate has been performed to investigate the link between the Nusselt secondary peak and the near-wall flow dynamics. The results have been validated against experimental data available in the literature. Prior to detailed flow analyses, the numerical uncertainties issued by the SGS model and the grid resolution are reported for the mean and RMS velocity profiles, the wall shear stress and the wall heat transfer. Based on this validated numerical database, the flow dynamics and the heat transfer process are investigated to establish a link between the vortical structures present in impinging jet flows and the non-monotonic mean Nusselt distribution. For this configuration, primary and secondary vortices are evidenced using iso-surfaces of Q-criterion in agreement with the previous studies. Dairay *et al.* (2015) The Skewness of the temporal distribution of the pressure allowed to highlight the rebound of the primary vortices that is observed for a single vortex ring impinging on a flat plate but that is more difficult to characterize in a fully turbulent impinging jet flow. It appears that this rebound is the event that stops the mean heat transfer enhancement as the secondary peak in the mean Nusselt distribution is located at the same position. In addition, the Skewness of the pressure also allowed to identify the location of the initiation of the unsteady separation which coincides with the location of the local minimum. This point analyzed jointly with the Nusselt PDFs brings a clear evidence that this separation generates low heat transfer events, due to fluid pockets that are heated by the plate, which contribute to the local minimum of the mean Nusselt radial distribution. This observation goes in the direction of the scenario proposed by Hadžiabdić et Hanjalić (2008) to explain the dip between the two peaks. A correlation is also observed between the location of the local minimum and the intermittent generation of a strong cold front related to a cold fluid injection induced by the secondary vortices. These results are coherent with Dairay *et al.* (2015) that have highlighted a cold fluid flux towards the wall in the vicinity of a cold spot using conditional averaging. From the Nusselt PDFs, it is concluded that the heat transfer enhancement is the consequence of an imbalance between high and low Nusselt values caused by the secondary structures, which appears to be the main mechanism inducing the positive Skewness, confirming once again the scenario proposed by Hadžiabdić et Hanjalić (2008). Finally, the rebound of the primary vortices is found to be the event that causes the second peak representing the end of the heat transfer enhancement.

Résumé de la section 3.1

Une synthèse des principaux points à retenir de l'article est présentée ci-dessous pour la validation et les analyses.

Validation Le comportement moyen du jet est en bon accord avec les mesures expérimentales. Les profils de la variance des fluctuations de vitesse font apparaître quelques différences avec les mesures expérimentales en termes de niveaux. En revanche, l'allure des profils est correctement retrouvée. Plusieurs hypothèses sont avancées pour expliquer ces différences. Tout d'abord, il convient de noter que dans la simulation, l'injecteur est représenté par une conduite de longueur $L = 2D$. La turbulence se développant dans la conduite simulée est donc certainement différente de celle qui se développe dans la conduite de l'expérience de [Tummers *et al.* \(2011\)](#). On notera que l'écoulement dans l'injecteur de l'expérience n'est pas caractérisé. Ces différences influencent certainement le développement du jet libre ce qui se retranscrit ensuite sur les niveaux de fluctuation de vitesse. Malgré cela, le frottement pariétal moyen est prédit correctement par la SGE. Le nombre de Nusselt moyen est également comparé aux résultats expérimentaux. La SGE prédit correctement l'évolution radiale de la moyenne temporelle et azimutale du nombre de Nusselt. Les légères différences observées sont à relativiser du fait de la variabilité des résultats expérimentaux relevée dans la littérature pour un même point de fonctionnement (Cf. Sec. 2.2.3.2). Pour la résolution spatiale, la plus fine, i.e. maillage $M2$, il a été montré que l'effet de la modélisation de sous-maille est négligeable sur la prédiction des quantités pariétales, i.e. frottement et nombre de Nusselt. D'autres comparaisons sur l'effet du modèle de sous-maille, en accord avec l'approche résolue à la paroi, sont présentées en Sec. 3.2.1. Finalement, on notera que pour obtenir ces résultats, la résolution spatiale du maillage est d'environ 50 points dans le diamètre du jet, 100 points dans la direction normale à la paroi, entre la plaque et la sortie du jet, et 160 points dans la direction azimutale à $r/D = 0.5$. Au niveau de la paroi le premier point est placé à $y^+ \approx 3 - 4$ et il y a ensuite au moins 10 points jusqu'à $y^+ = 40$. Cette résolution à la paroi correspond à au moins 6 points dans la couche interne du jet de paroi.

Analyses Les analyses instationnaires menées dans cette étude ont permis de confirmer et compléter les résultats des travaux précédents sur l'apparition du second maximum. Nous avons, tout comme [Dairay *et al.* \(2015\)](#), clairement mis en évidence le lien entre les structures secondaires et la génération d'événements thermiques extrêmes à la paroi. Ces structures permettent de générer préférentiellement un flux d'air froid vers la paroi causant une augmentation locale du nombre de Nusselt. Nous avons également relié l'apparition des structures secondaires et le rebond de la structure primaire respectivement au minimum local du nombre de Nusselt et à la position du second maximum, i.e. arrêt de l'augmentation des transferts thermiques.

3.2 Complément : Validation et analyses

3.2.1 Effet modèle de sous maille

Dans l'article retranscrit en Sec. 3.1, les incertitudes liées à la modélisation de sous-maille sont évaluées en comparant deux modèles différents. Le premier modèle utilisé est le modèle WALE développé par Nicoud et Ducros (1999). Il est basé sur la partie déviatorique de la partie symétrique du carré du tenseur des gradients de vitesse résolues et permet entre autres de retrouver la bonne décroissance de la viscosité turbulente à la paroi en $O(y^3)$ (Chapman et Kuhn, 1986). Pour quantifier l'impact de la modélisation de sous-maille, le modèle σ ou SIGMA (Nicoud *et al.*, 2011) a été utilisé pour réaliser une nouvelle simulation pour le maillage $M2$ (Cf. Table 3.1). Ce modèle est également basé sur le tenseur des gradients de vitesse résolues mais il est dérivé cette fois à partir des valeurs singulières de ce tenseur. Il présente l'avantage par rapport au modèle WALE de produire une viscosité turbulente nulle dans le cas d'une rotation solide. Cette propriété est intéressante dans le cas du jet impactant, pour lequel des structures tourbillonnaires annulaires se développent dans la couche de mélange. Dans l'article, il a été montré en Sec. 3.1.4.2 que pour les résolutions spatiales utilisées avec $M2$, la modélisation de sous-maille a peu d'impact sur la moyenne temporelle et azimutale du frottement pariétal et du nombre de Nusselt. Ici, nous présentons en plus les comparaisons en termes de comportement moyen et fluctuant pour des profils de vitesse dans le jet de paroi en Figs. 3.25-3.28. Il apparaît que la modélisation de sous-maille influence peu le comportement moyen et fluctuant du jet de paroi.

3.2.2 Développement du jet de paroi

Dans cette section, la validation concernant le développement du jet de paroi est complétée. La nature transitionnelle du jet de paroi est également soulignée. Le développement de ce jet peut-être caractérisé en regardant l'évolution de la vitesse maximale le long de la plaque comme présenté en Fig. 3.29. Les résultats provenant du maillage $M2$ et du modèle WALE sont comparés aux mesures expérimentales reportées par Tummers *et al.* (2011). La vitesse maximale du jet de paroi est relevée sur les profils de vitesse radiale à plusieurs positions r/D repérées par les points sur la Fig. 3.29. On note un bon accord entre l'expérience et la SGE pour l'évolution radiale de la vitesse maximale. Le jet de paroi accélère dans la région de stagnation dû au gradient de pression moyen favorable. Il atteint sa vitesse maximale à $r/D \approx 1$ marquant la fin de la région de stagnation. Ensuite l'expansion radiale du jet cause une décélération. Cette décélération, caractérisée par la pente de U_{max} pour $r/D > 1$, est en bon accord avec les mesures de Tummers *et al.* (2011).

Pour avoir une idée plus précise du développement du jet de paroi, il est également possible de regarder l'évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 .

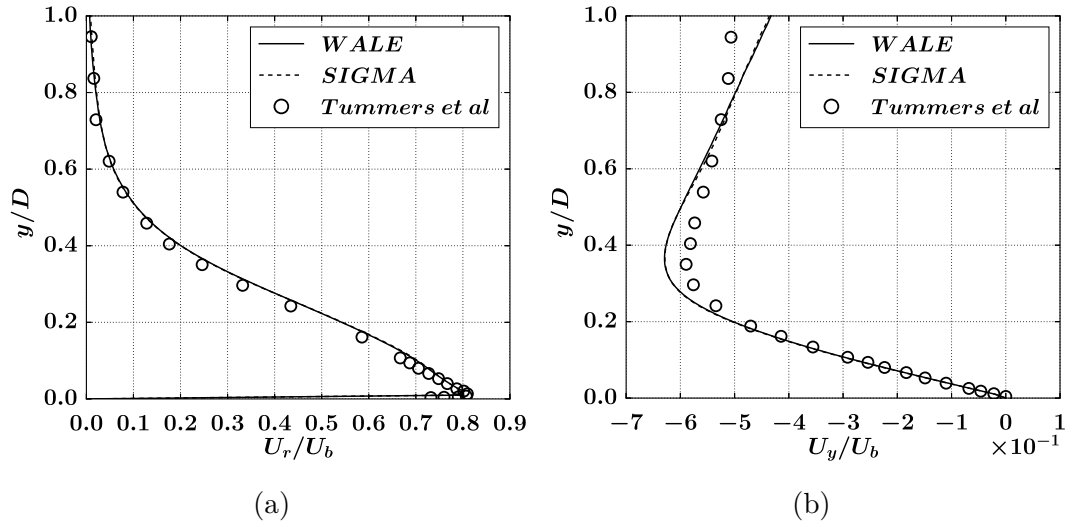


FIGURE 3.25: Moyenne temporelle et azimutale des vitesses radiale U_r/U_b (a) et axiale U_y/U_b (b) en fonction de la distance à la paroi y/D à la position radiale $r/D = 0.5$. (○) : expérience de [Tummers et al. \(2011\)](#), (—) : Modèle de sous-maille WALE, (---) : Modèle de sous maille σ .

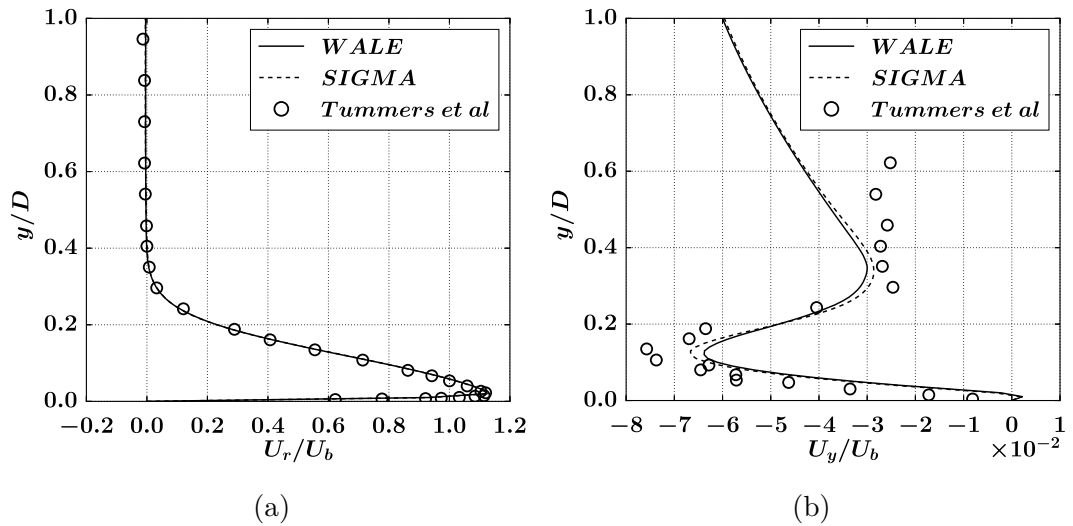


FIGURE 3.26: Moyenne temporelle et azimutale des vitesses radiale U_r/U_b (a) et axiale U_y/U_b (b) en fonction de la distance à la paroi y/D à la position radiale $r/D = 1.0$. (○) : expérience de [Tummers et al. \(2011\)](#), (—) : Modèle de sous-maille WALE, (---) : Modèle de sous maille σ .

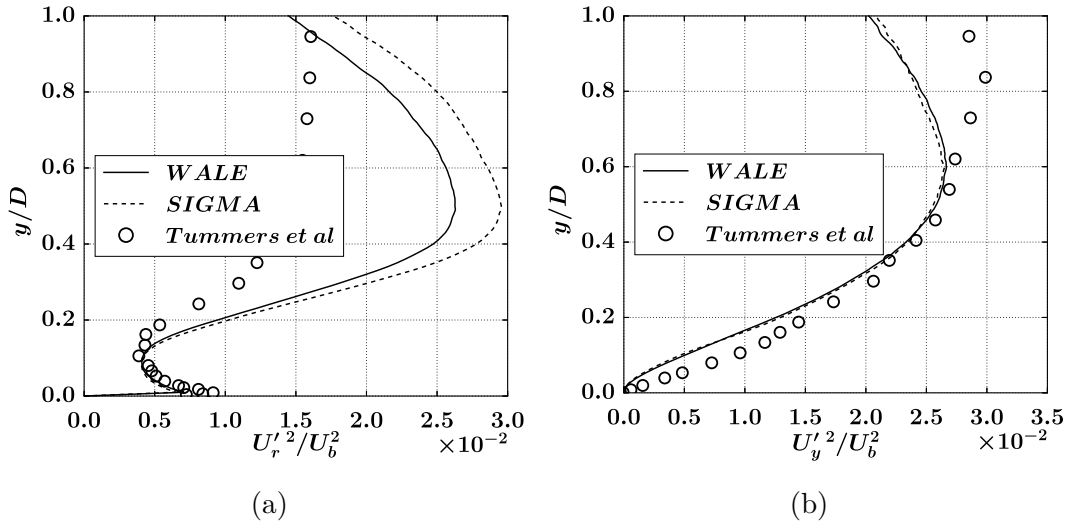


FIGURE 3.27: Moyenne azimutale de la variance des vitesses radiale $U_r'^2/U_b^2$ (a) et axiale $U_y'^2/U_b^2$ (b) en fonction de la distance à la paroi y/D à la position radiale $r/D = 0.5$. (○) : expérience de [Tummers et al. \(2011\)](#), (—) : Modèle de sous-maille WALE, (---) : Modèle de sous maille σ .

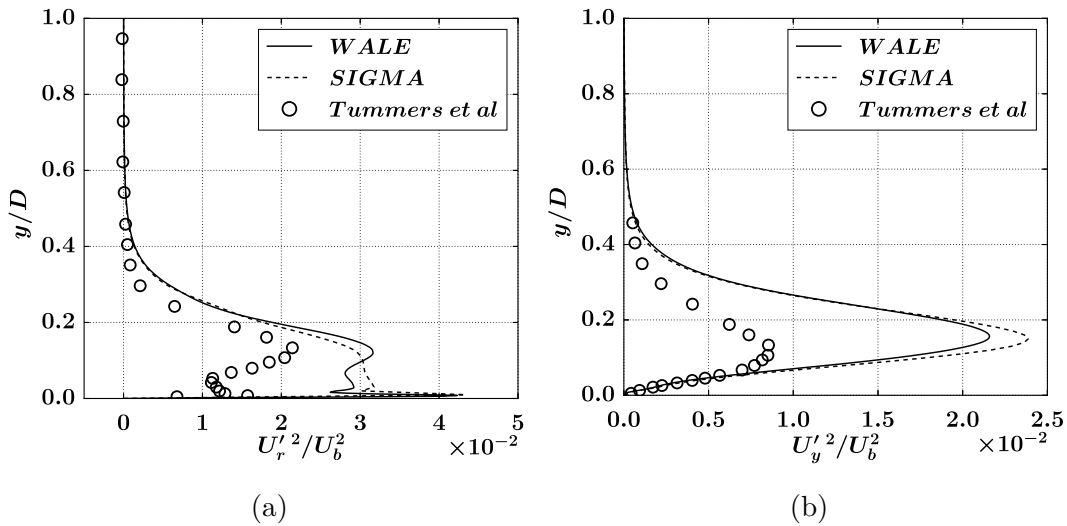


FIGURE 3.28: Moyenne azimutale de la variance des vitesses radiale $U_r'^2/U_b^2$ (a) et axiale $U_y'^2/U_b^2$ (b) en fonction de la distance à la paroi y/D à la position radiale $r/D = 1.0$. (○) : expérience de [Tummers et al. \(2011\)](#), (—) : Modèle de sous-maille WALE, (---) : Modèle de sous maille σ .

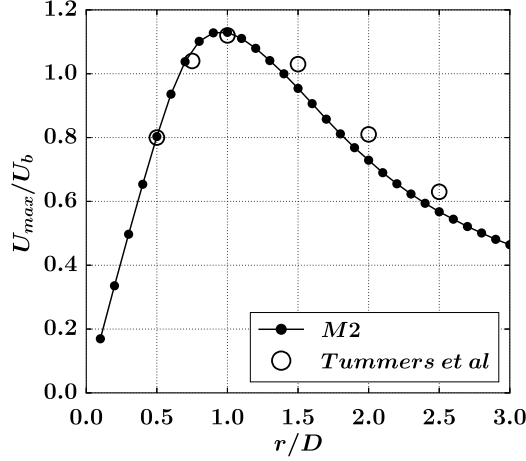


FIGURE 3.29: Vitesse maximale dans le jet de paroi U_{max}/U_b en fonction de la distance radiale à l'origine r/D . (○) : expérience de [Tummers et al. \(2011\)](#). (—●—) : SGE pour le maillage M2 et le modèle WALE. Chaque point (●) sur la courbe de la SGE représente la localisation du profil de vitesse extrait pour relever U_{max} .

Pour ce faire la définition de δ_2 doit être adaptée par rapport à la définition standard pour une couche limite. Une manière classique est de la définir comme en Eq. (3.4),

$$\delta_2(r) = \int_0^{y_{max}(r)} \frac{U_r(y)}{U_{max}(r)} \left(1 - \frac{U_r(y)}{U_{max}(r)}\right) dy, \quad (3.4)$$

où y_{max} est la position du maximum de vitesse (Cf. Fig. 2.4). L'évolution de δ_2 est présentée en Fig. 3.30. L'épaisseur de quantité de mouvement du jet de paroi reste quasi-constante pour des positions radiales se trouvant sous l'injecteur, i.e. $r/D < 0.5$. On note que ce résultat est en accord avec la théorie pour des écoulements de stagnation plans stationnaires ([Schlichting, 1979](#)). Pour $r/D > 0.5$, le jet de paroi s'épaissit rapidement comme montré par l'augmentation de δ_2 . Dans le cas du jet impactant, le jet de paroi est ensuite perturbé par l'interaction avec les structures primaires. L'impact des structures modifie le développement du jet de paroi en altérant son épaisseur. Finalement, après le rebond des structures primaires à $r/D = 2.0$, l'épaisseur redevient linéaire.

3.2.3 Lien structures-transferts thermiques

L'article propose une analyse succincte du contenu spectral de la couche de mélange du jet en Sec. 3.1.5.2. Les fréquences dominantes sont identifiées à l'aide des densités spectrales de puissance (DSP) obtenues pour l'évolution temporelle de la pression à différentes positions axiales y/D . Pour rappel cinq modes, dont l'amplitude varie en fonction de y/D , ont été identifiés. Ils correspondent aux fréquences adimensionnées $St_D \approx 1.60, 1.12, 1.00, 0.80$ et 0.60 comme montré en Fig. 3.31 présentant une moyenne des DSP sur les sondes numériques positionnées à $r/D = 0.5$

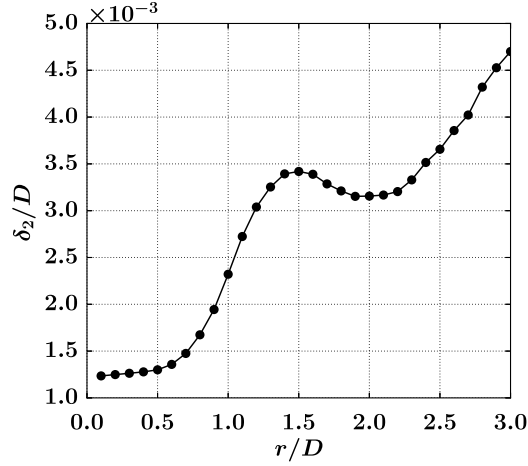


FIGURE 3.30: Épaisseur de quantité de mouvement δ_2 , définie en Eq. 3.4, en fonction de la distance radiale à l'origine r/D . (—●—) : SGE pour le maillage $M2$ et le modèle WALE. Chaque point (●) sur la courbe représente la localisation du profil de vitesse extrait pour calculer δ_2 .

et allant de $y/D = 0.1$ à $y/D = 1.9$ par pas de $\Delta y/D = 0.1$. Il est possible d'observer un contenu spectral similaire pour le flux de chaleur à la paroi. La Fig. 3.32 présente une moyenne des DSP du signal temporel du flux de chaleur pariétal pour les sondes numériques placées à la paroi (voir Fig. 3.13). On retrouve les fréquences constituantes observées dans la couche de mélange. La fréquence la plus marquée correspond à $St_D = 0.8$. Au vu de ces résultats, il est proposé ici d'analyser la structure spatiale de deux modes en particulier :

- Mode $St_D = 0.80$ présent dans la couche de mélange et à la paroi,
- Mode $St_D = 1.60$ présent dans la couche de mélange proche de la sortie de l'injecteur et lié à l'instabilité initiale de la couche de mélange.

La décomposition en mode dynamique (DMD) (Schmid, 2010) est utilisée pour obtenir la structure spatiale des modes. La DMD repose sur l'existence d'une relation linéaire entre des instantanés successifs pour la durée du signal considéré. Elle permet une représentation basée sur l'orthogonalité en temps donnant une structuration spatiale de l'écoulement pour chaque fréquence identifiée. Par rapport à la transformée de Fourier classique pour laquelle les fréquences sont connues *a priori*, basées sur la résolution fréquentielle, la DMD applique une méthode des moindres carrés pour retrouver les fréquences constituantes du signal. Ainsi, la DMD a les avantages suivant par rapport à la transformée de Fourier : moins de fuites spectrales, fonctionne pour des signaux temporels plus courts et tire profit de l'information spatiale. Pour réaliser la DMD, des coupes $2D$ sont réalisées dans le plan $(y/D, z/D)$. Les données sur la plaque sont également extraites. La séquence complète représente environ 10 cycles où un cycle est basé sur $St_D = 0.80$. La fréquence d'échantillonnage est choisie pour avoir environ 15 instantanées par cycle.

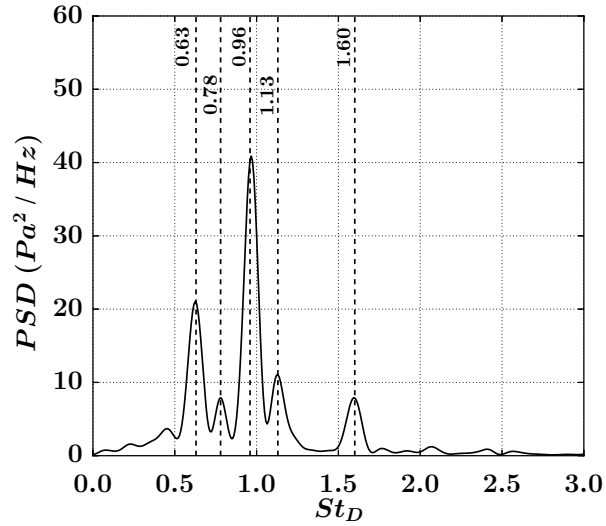


FIGURE 3.31: Moyenne des densités spectrales de puissance (DSP) du signal temporel de pression pour les 19 sondes placées à $r/D = 0.5$ pour $0.1 \leq y/D \leq 1.9$.

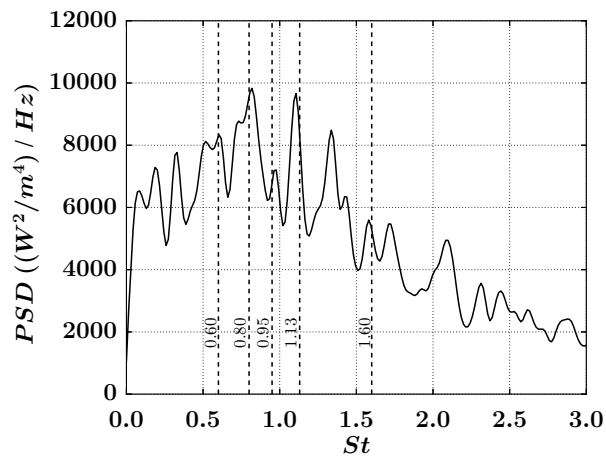


FIGURE 3.32: Moyenne des densités spectrales de puissance (DSP) du signal temporel du flux de chaleur pariétal pour toutes les sondes placées à la paroi (voir Fig. 3.13).

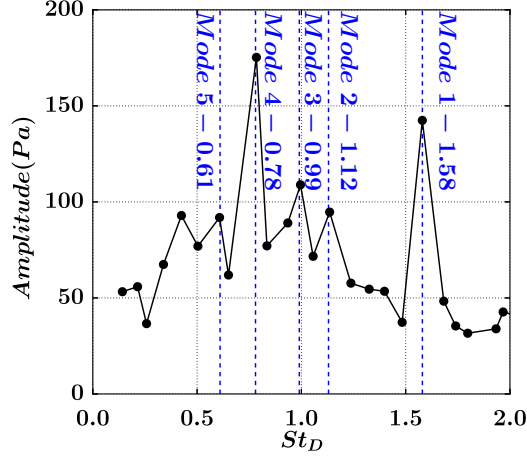


FIGURE 3.33: Spectre d'amplitude des fluctuations de pression en fonction du nombre de Strouhal St_D , issu de l'analyse DMD sur des coupes $2D$ dans le plan $(y/D, z/D)$.

	PSD	DMD
Mode 1	1.60	1.58
Mode 2	1.13	1.13
Mode 3	0.96	0.98
Mode 4	0.78	0.78
Mode 5	0.63	0.61

TABLE 3.2: Nombre de Strouhal St_D des modes dominants obtenus par la PSD et la DMD.

L'identification des modes dynamiquement importants se fait par l'analyse de la moyenne spatiale de l'amplitude de chaque mode. La Fig. 3.33 représente le spectre obtenu pour la DMD appliquée aux coupes $2D$ dans le plan $(y/D, z/D)$ pour la pression P . Les variations de pression sont en effet principalement causées par l'hydrodynamique pour cette configuration. La pression apparaît donc comme un bon indicateur de la présence des structures cohérentes. Les fréquences dominantes trouvées par la DMD, synthétisées en Table 3.2, sont en accord avec les résultats issus des PSD. La structure spatiale des modes 1 et 4 est présentée en Fig. 3.34 montrant la partie réelle de chacun des modes $\Re[\Phi_k(\mathbf{x})] = |\Phi_k(\mathbf{x})|\cos(\varphi_k(\mathbf{x}))$ avec $|\Phi_k(\mathbf{x})|$ le module et $\varphi_k(\mathbf{x})$ la phase du k -ième mode $\Phi_k \in \mathbb{C}$. On note tout d'abord que ces deux modes sont symétriques par rapport à l'axe du jet. Les structures associées sont donc axi-symétriques. Ces deux modes sont également convectifs comme montré par les variations d'amplitude qui se font dans la direction principale de l'écoulement. Le mode 1, qui a la plus haute fréquence, est actif proche de la sortie de l'injecteur à $y/D \approx 1.6$. Il est associé à l'enroulement initiale de la couche de mélange provoqué par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. On note également une zone d'activité liée

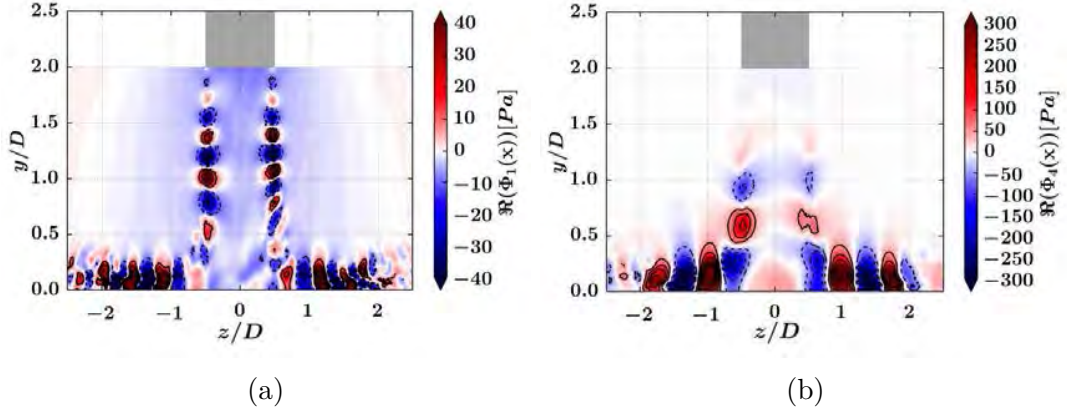


FIGURE 3.34: Parties réelles du mode 1 $\Re[\Phi_1(x)]$ (voir Table 3.2) (a) et du mode 4 $\Re[\Phi_4(x)]$ (voir Table 3.2) (b) obtenus par la DMD du signal de pression dans le plan $(y/D, z/D)$.

au mode 1 en proche paroi pour $1 < r/D < 2$ qui est d'amplitude relativement faible en comparaison à l'activité produite par le mode 4. L'activité du mode 4 se concentre principalement en proche paroi et disparaît à $r/D \approx 2$.

À la paroi, la DMD ne permet pas de retrouver de fréquence caractéristique pour le flux de chaleur bien qu'une telle fréquence soit visible sur des animations ou en analysant les PSD. En revanche l'activité produite sur la pression permet de retrouver le mode 4 à la paroi comme montré par le spectre issu de la DMD pour la pression sur la plaque en Fig. 3.35. L'analyse de la structure spatiale de ce mode sur la plaque en Fig. 3.36 met en évidence le caractère axi-symétrique de l'empreinte laissée par les structures cohérentes. On note également que l'activité la plus forte est localisée dans la région d'augmentation des transferts thermiques, i.e. pour $1.1 < r/D < 1.9$.

Finalement, même si la DMD ne permet pas de faire ressortir de fréquence caractéristique pour le flux de chaleur, l'activité observée sur la pression peut-être reliée à l'évolution des transferts thermiques à la paroi. En effet, d'après la revue de la littérature, il apparaît que la plaque est soumise à un gradient de pression défavorable instationnaire en lien avec le passage des structures primaires (Didden et Ho, 1985). Ce gradient de pression va avoir un impact sur le flux de chaleur pariétal et des fréquences similaires devraient être observables. Les évolutions spatio-temporelles des moyennes azimutales du gradient de pression et du nombre de Nusselt sur la plaque sont montrées en Fig. 3.37. L'évolution du gradient de pression fait apparaître une région défavorable, i.e. $\partial P/\partial r > 0$, qui est générée de manière quasi-périodique. Cette période correspond à la période du mode 4 identifié sur la plaque à l'aide de la DMD (voir Fig. 3.35). Le gradient de pression défavorable est corrélé spatialement et temporellement à la génération des événements thermiques de faibles intensités identifiés en Sec. 3.1.5.3 et dus à l'initiation de la séparation de couche limite. Ensuite, l'enroulement de la structure secondaire génère les événements ther-

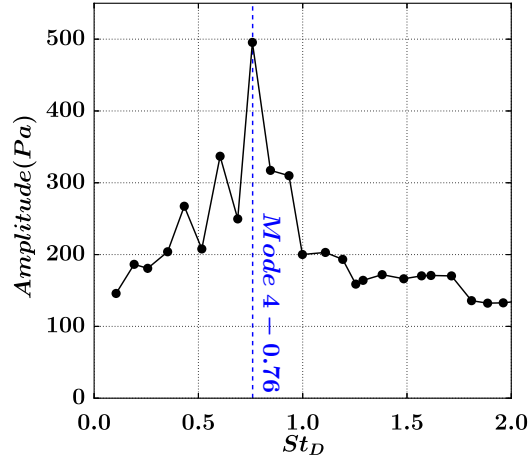


FIGURE 3.35: Spectre d'amplitude des fluctuations de pression en fonction du nombre de strouhal St_D , issu de l'analyse DMD sur la plaque.

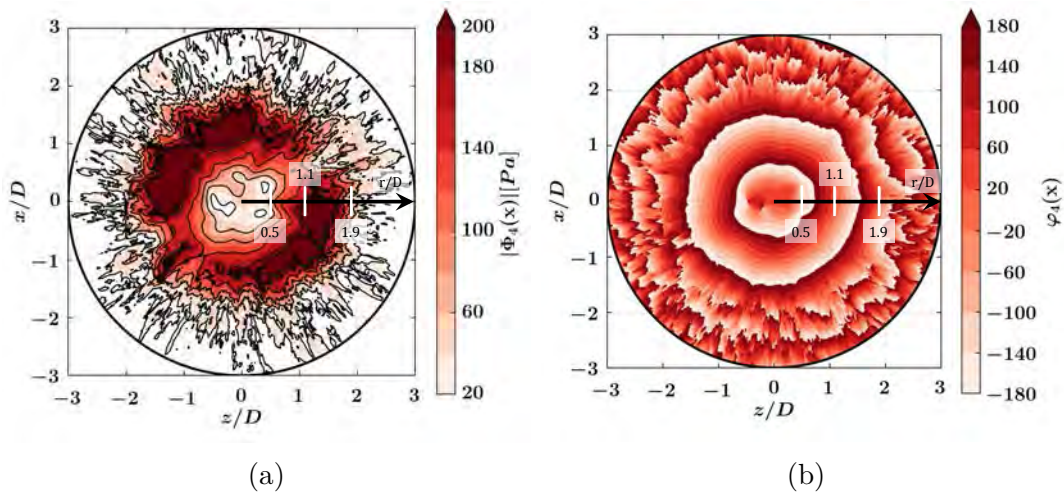


FIGURE 3.36: Amplitude $|\Phi_4(x)|$ (a) et phase $\varphi_4(x)$ (b) du mode 4 (voir Table 3.2) obtenus par la DMD du signal de pression sur la plaque.

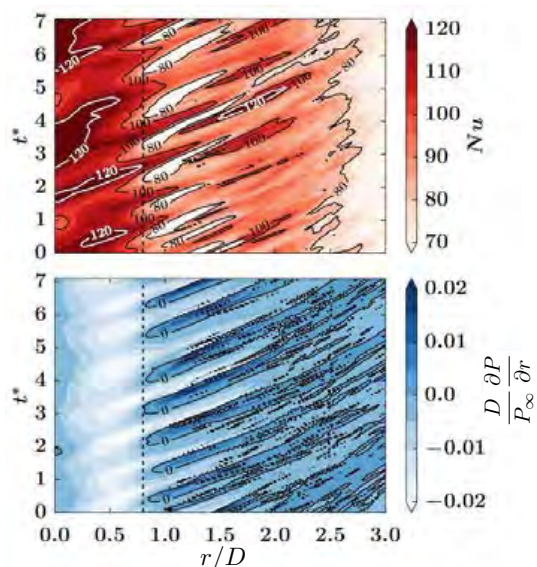


FIGURE 3.37: Évolution spatio-temporelle de la moyenne azimutale du nombre de Nusselt (haut) et de la composante radiale du gradient de pression (bas). La ligne pointillée est localisée à $r/D = 0.8$. t^* est le temps adimensionné tel que $t^* = tSt_D U_b/D$ avec $St_D = 0.78$.

miques extrêmes, pour $1.1 < r/D < 1.9$, permettant l'apparition du second pic. Ces éléments renforcent le lien entre la dynamique du jet et la thermique de paroi.

Résumé de la section 3.2

Dans cette section, des éléments complémentaires à l'article ont été fournis pour la validation et l'analyse des simulations. Un complément sur l'effet du modèle de sous-maille, i.e. WALE ou SIGMA, a permis de montrer une faible dépendance au niveau du jet de paroi. Des éléments de validation supplémentaires ont ensuite été présentés pour l'évolution de la vitesse maximale dans le jet de paroi qui est en bon accord avec les résultats expérimentaux. Finalement, une analyse plus détaillée du contenu spectral des signaux de pression dans le jet et sur la plaque a été proposée. En relation avec l'évolution spatio-temporelle du nombre de Nusselt, elle a permis de faire le lien entre la dynamique du jet, pilotée par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, et les transferts thermiques au niveau de la plaque d'impact.

3.3 Complément : Effet de l'écoulement co-courant

Dans l'article en Sec. 3.1, il est fait mention d'un écoulement co-courant qui est utilisé entre autres pour limiter la taille du domaine de calcul. L'impact de cet

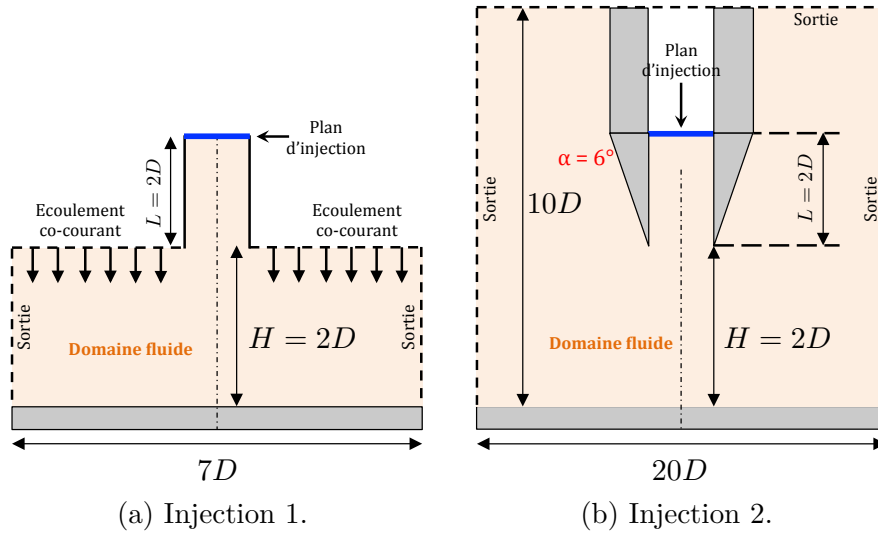


FIGURE 3.38: Modélisation de l'écoulement avec écoulement co-courant (injection 1) (a) et sans écoulement co-courant (injection 2) (b).

écoulement co-courant sur le jet et les transferts thermiques à la paroi est évalué plus en détails dans cette section. Pour ce faire le domaine de calcul et l'injection doivent être modifiés.

Les modifications apportées sont décrites dans un premier temps. Les résultats obtenus avec et sans écoulement co-courant sont alors comparés. L'intérêt est d'abord porté sur les modifications engendrées sur l'écoulement moyen et fluctuant. Enfin, les changements induits sur la dynamique du jet et la thermique de paroi sont discutés.

3.3.1 Description des injections

Afin de s'affranchir de l'utilisation de l'écoulement co-courant, le domaine de calcul est agrandi et l'injection doit être modifiée. Ces modifications sont présentées en Fig. 3.38. L'injection 1 correspond à celle utilisée dans l'article en Sec. 3.1. Pour l'injection 2, il n'y a plus d'écoulement co-courant et nous utilisons une injection biseautée pour garder une épaisseur de l'injecteur infiniment petite au niveau de la sortie de la conduite. Une conduite de longueur $L = 2D$ est modélisée avec des parois adiabatiques et adhérentes de manière similaire à ce qui a été fait pour l'injection 1.

La résolution spatiale utilisée est similaire et correspond à celle du maillage $M2$ (Cf. Table 3.1). Le traitement de l'entrée du domaine au niveau du plan d'injection est identique à celui décrit en Sec. 3.1.3.2, i.e. imposition du même profil de vitesse moyen et de fluctuations de vitesse isotropes de mêmes intensité et longueur caracté-

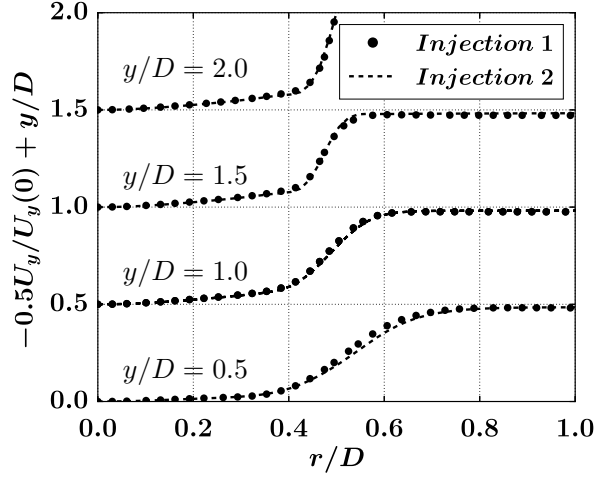


FIGURE 3.39: Moyenne azimutale et temporelle des profils de vitesse axiale U_y normalisée par la vitesse axiale au centre du jet $U_y(0)$ en fonction de la position axiale y/D pour les différentes injections (voir Fig. 3.38). Les profils sont localisés de haut en bas à $y/D = 2.0, 1.5, 1.0$ et 0.5 . (●) : Injection 1. (---) : Injection 2..

téristique. La plaque et les sorties du domaine sont également traitées de la même manière que dans l'article en Sec. 3.1.3.2.

3.3.2 Effet sur l'écoulement moyen et fluctuant

3.3.2.1 Jet libre

Le développement du jet libre moyen peut-être comparé quantitativement en regardant les profils de vitesse axiale moyens présentés en Fig. 3.39. Le profil de vitesse en sortie d'injecteur à $y/D = 2.0$ est identique pour les deux modélisations de l'injection. Ensuite dans la région de jet libre, le développement de la couche de mélange est quasiment identique pour les deux cas. Cette similarité montre que la présence de l'écoulement co-courant pour l'injection 1 ne modifie pas significativement le développement moyen du jet dans la région de jet libre.

La modification de la modélisation de l'injection peut également avoir un impact sur les niveaux de fluctuation dans la couche de mélange du jet libre. Les comparaisons de ces niveaux de fluctuation sont fournies en Fig. 3.40 montrant l'écart-type des fluctuations de vitesse axiale. La localisation de l'iso-contour $0.08U_b$ en aval de l'injecteur se situe à $y/D \approx 1.7$ pour les deux injections. Cela semble indiquer que la position de l'instabilité initiale de la couche de mélange n'est pas impactée par la présence de l'écoulement co-courant. Ce point sera discuté plus en détails en Sec. 3.3.3. En revanche, avec l'injection 2 l'iso-contour $0.08U_b$ s'épaissit plus rapidement dans la direction radiale et atteint une position plus proche de l'axe du jet à l'approche de la plaque. Ces différences pourraient être la conséquence de structures

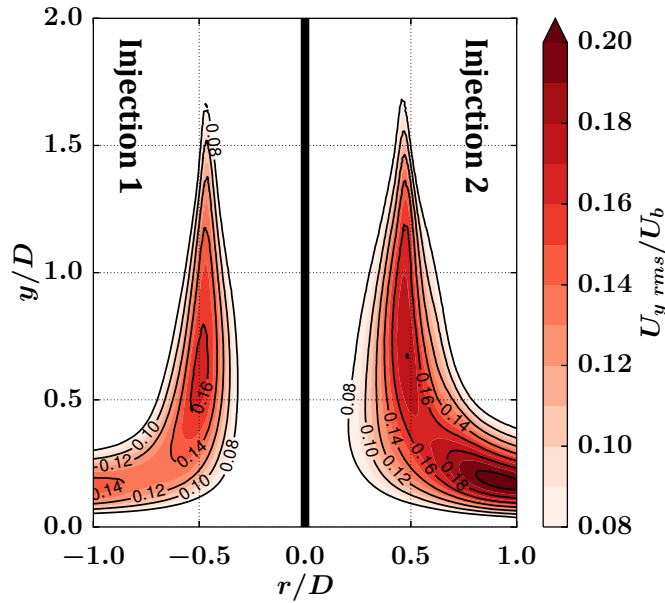


FIGURE 3.40: Moyenne azimutale de l'écart type des fluctuations de vitesse axiale $U_{y\ rms}$ dans le jet libre dans le plan $(y/D, r/D)$. Comparaisons pour les injections 1 (gauche) et 2 (droite).

primaires ayant un plus grand diamètre dans le cas sans écoulement co-courant, i.e. injection 2.

3.3.2.2 Jet de paroi

L'effet des différentes modélisations d'injection sur le développement du jet pariétal est analysé en regardant dans un premier temps le jet de paroi moyen présenté en Fig. 3.41. On note que pour l'injection 2, le jet de paroi semble ralentir plus rapidement. Par exemple l'iso-contour $U_r/U_b = 0.70$ s'étend moins loin dans la direction radiale pour l'injection 2 par rapport à l'injection 1. Pour quantifier plus précisément ces différences, les profils de vitesse radiale moyens et l'évolution de la vitesse maximale dans le jet de paroi sont présentés en Fig. 3.42. Pour $r/D \leq 1.0$, les profils de vitesse sont superposés pour les deux injections. Plus en aval pour $r/D > 1.0$, on peut observer le ralentissement plus prononcé pour le jet de paroi issu du calcul avec l'injection 2. L'évolution de la vitesse maximale en Fig. 3.42b permet de voir que, pour les deux injections, le jet de paroi se comporte de manière similaire dans la région de stagnation qui prend fin à $r/D \approx 1.0$. Les niveaux de vitesse atteints à la sortie de la région de stagnation diffèrent légèrement. Ensuite la vitesse radiale maximale décroît de manière similaire pour les deux injections.

Une caractérisation de la couche interne et externe du jet de paroi est présentée en Fig. 3.43. La couche interne est analysée en terme d'épaisseur de quantité de

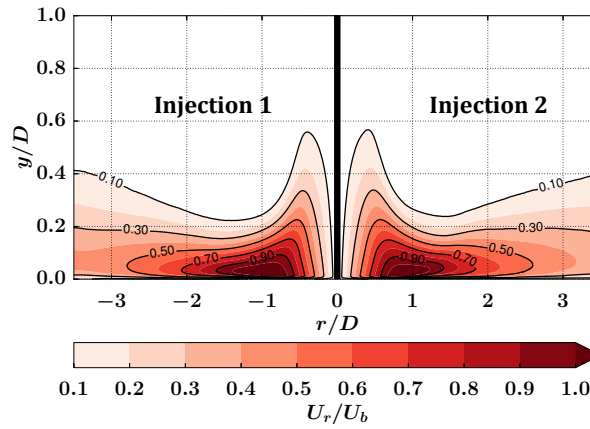


FIGURE 3.41: Moyenne azimutale et temporelle de la vitesse radiale U_r dans le jet de paroi dans le plan $(y/D, r/D)$. Comparaisons pour les injections 1 (gauche) et 2 (droite).

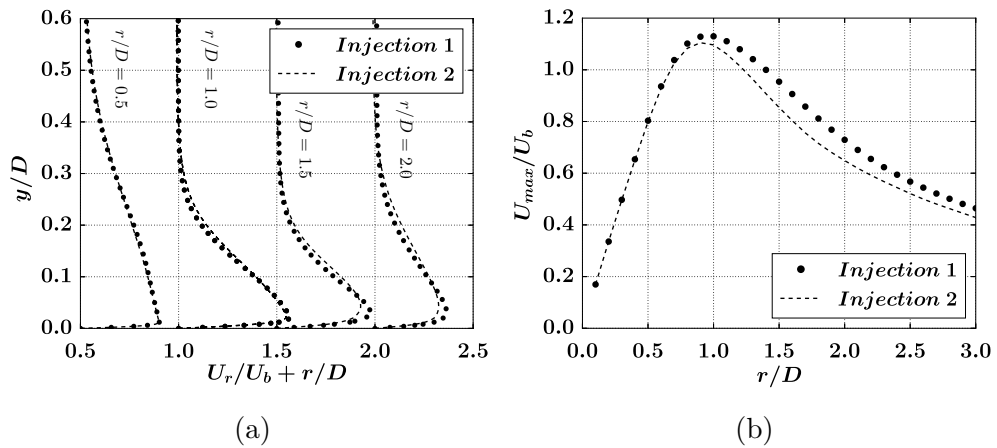


FIGURE 3.42: Moyenne azimutale et temporelle des profils de vitesse radiale U_r en fonction de la position radiale r/D pour les différentes modélisation de l'injection (a). Les profils sont localisés de gauche à droite à $r/D = 0.5, 1.0, 1.5$ et 2.0 . Vitesse maximale dans le jet de paroi U_{max} en fonction de la distance radiale r/D (b). (●) : Injection 1. (---) : Injection 2.

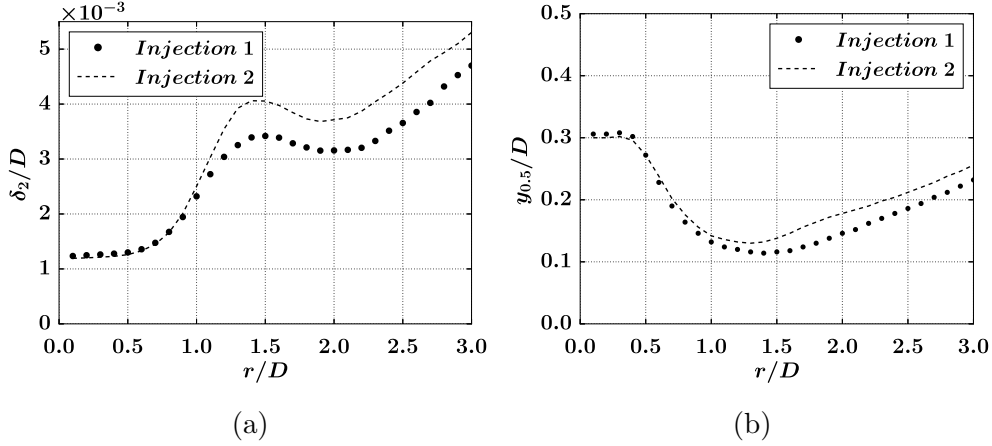


FIGURE 3.43: Caractérisation de la couche interne du jet de paroi par l'évolution radiale de l'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 (voir Eq. (3.4)) (a). Caractérisation de la couche externe du jet de paroi par l'évolution radiale de $y_{0.5}$ (voir Eq. (3.5)) (b). (●) : Injection 1. (---) : Injection 2.

mouvement δ_2 définie en Eq. (3.4). La couche externe est caractérisée par l'évolution de la variable $y_{0.5}$ définie par,

$$U_r(y = y_{0.5}) = 0.5U_{max}, \quad (3.5)$$

où la valeur $0.5U_{max}$ est prise dans la couche externe, i.e. au delà de la position axiale du maximum de vitesse. Comme montré précédemment, la présence de l'écoulement co-courant influe peu sur la région de stagnation, i.e. $r/D < 1$. L'épaisseur de quantité de mouvement évolue de manière similaire pour les deux injections. Au delà de la région de stagnation pour $1.0 < r/D < 1.25$, le taux de croissance de la couche interne varie légèrement en fonction des injections comme montré par les pentes différentes observées sur la Fig. 3.43a. Ensuite, le jet de paroi moyen est perturbé de façon similaire par les structures primaires et secondaires. Finalement, on note que la présence de l'écoulement co-courant a peu d'influence sur l'évolution de la couche externe comme montré en Fig. 3.43b.

3.3.3 Effet sur la dynamique du jet

3.3.3.1 Trajectoire des structures

La caractérisation de la dynamique du jet est réalisée dans un premier temps en analysant la trajectoire des structures. Pour ce faire, nous utilisons la skewness de la distribution temporelle de la pression comme décrit dans la Sec. 3.1.5.2 de l'article. La représentation spatiale de la skewness du signal temporel de pression est présentée en Fig. 3.44 pour les deux injections. On retrouve la trace laissée par la formation et la convection des structures secondaires en proche paroi, la déflexion

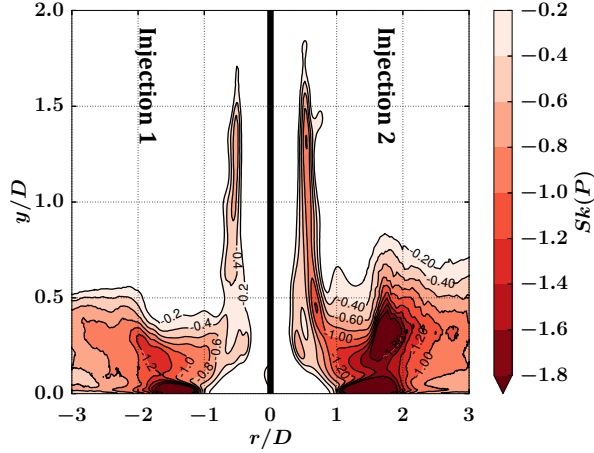


FIGURE 3.44: Iso-contours de la skewness du signal temporel de pression $Sk(P)$ dans le plan $(y/D, r/D)$. Comparaisons pour les injections 1 (gauche) et 2 (droite).

due à la présence de la plaque et le rebond des structures primaires induit par les structures secondaires. La trace laissée par les structures secondaires apparaît dans la même région, i.e. $1 < r/D < 2$, quelque soit l'injection. Tout cela tend à montrer que le mécanisme de séparation de la couche limite, dû au gradient de pression défavorable généré par les structures primaires, est présent dans la même région pour les deux injections. Une analyse plus détaillée de la dynamique du jet pour les deux types d'injection est fournie dans la section suivante.

3.3.3.2 Analyse modale

Pour aller plus loin dans la caractérisation de la dynamique du jet, la DMD est utilisée pour extraire le contenu fréquentiel pour les deux injections. L'analyse DMD est faite sur des coupes $2D$ dans le plan $(y/D, z/D)$ pour le signal temporel de pression. La séquence temporelle utilisée représente environ 10 cycles, où la période d'un cycle est basée sur la fréquence adimensionnée $St_D = 0.8$. La fréquence d'échantillonnage choisie permet d'avoir environ 15 instantanés par cycle et de représenter le contenu fréquentiel jusqu'à $St_D \approx 6$.

L'identification des modes dominants se fait en regardant les spectres fournis par l'analyse DMD en Fig. 3.45 pour les deux injections. Les fréquences dominantes relevées pour l'injection 1, i.e. $St_D = 0.78$ et 1.58 , sont également présentes dans le jet pour l'injection 2 sans écoulement co-courant. On note que d'autres modes sont plus ou moins dominants en fonction du type d'injection. Par exemple le mode à $St_D = 0.95$ est très marqué pour l'injection 2. En revanche, l'amplification de ce mode à $St_D = 0.95$ est négative ce qui se traduit par une atténuation temporelle relativement forte par rapport au mode 4 à $St_D = 0.78$ qui est amplifié. En d'autres termes, la contribution du mode 4 dans la dynamique du système va devenir ra-

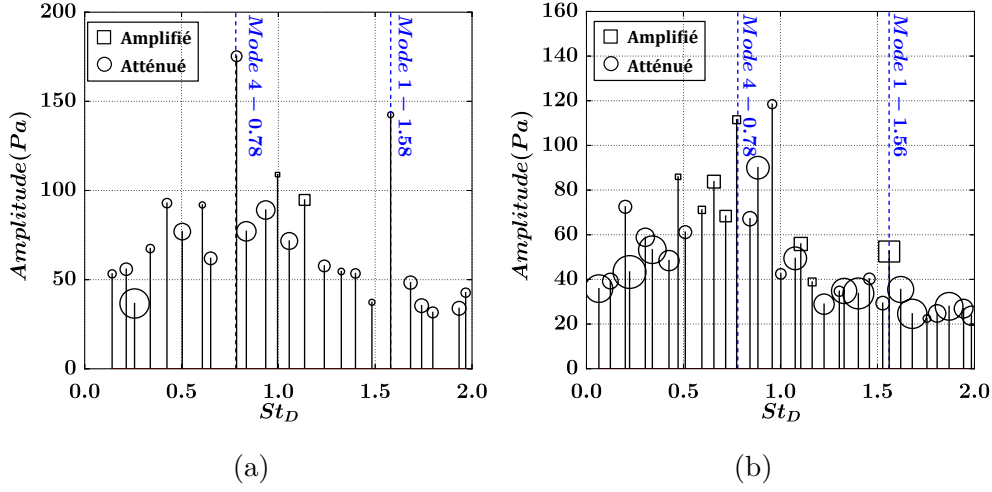


FIGURE 3.45: Spectre issu de l'analyse DMD sur des coupes 2D dans le plan $(y/D, z/D)$ montrant l'amplitude des fluctuations de pression en fonction du nombre de Strouhal St_D pour les injections 1 (a) et 2 (b). (\square) : Modes amplifiés. (\circ) : Modes atténués. La taille des symboles est proportionnelle à l'intensité de l'amplification/atténuation.

pidement prépondérante par rapport à la contribution du mode $St_D = 0.95$. Par conséquent, nous nous intéresserons, dans cette section, au mode 1 ($St_D = 1.58$) et 4 ($St_D = 0.78$) qui correspondent respectivement à l'instabilité initiale de la couche de mélange du jet et aux structures en interaction avec la paroi.

La structure du mode 1 est comparée pour les deux injections en Fig. 3.46 représentant la partie réelle, i.e. $\Re[\Phi_1(\mathbf{x})] = |\Phi_1(\mathbf{x})|\cos(\varphi_1(\mathbf{x}))$ avec $|\Phi_1(\mathbf{x})|$ le module et $\varphi_1(\mathbf{x})$ la phase du mode 1. La structure du mode 1, associé à l'instabilité initiale de la couche de mélange, est très similaire pour les deux injections. Ce mode apparaît relativement proche de la sortie de l'injecteur avec des amplitudes relativement élevées pour $1.00 < r/D < 1.65$. On retrouve une activité de ce mode en proche paroi qui reste relativement faible en comparaison de l'activité du mode $St_D = 0.78$ (voir Fig. 3.47). On notera également que pour les deux injections, les modes 1 et 4 sont tous les deux axi-symétriques indiquant la présence de structures annulaires. Cette analyse modale montre que l'écoulement co-courant présent pour l'injection 1 influence peu l'instabilité en sortie de jet et son évolution jusqu'à la région proche paroi.

3.3.4 Effet sur la paroi

L'analyse DMD est également réalisée pour la plaque sur le signal temporel de pression. Le spectre résultant, présenté en Fig. 3.48, montre l'activité liée au passage de structures cohérentes. Pour rappel, le mode identifié comme dominant

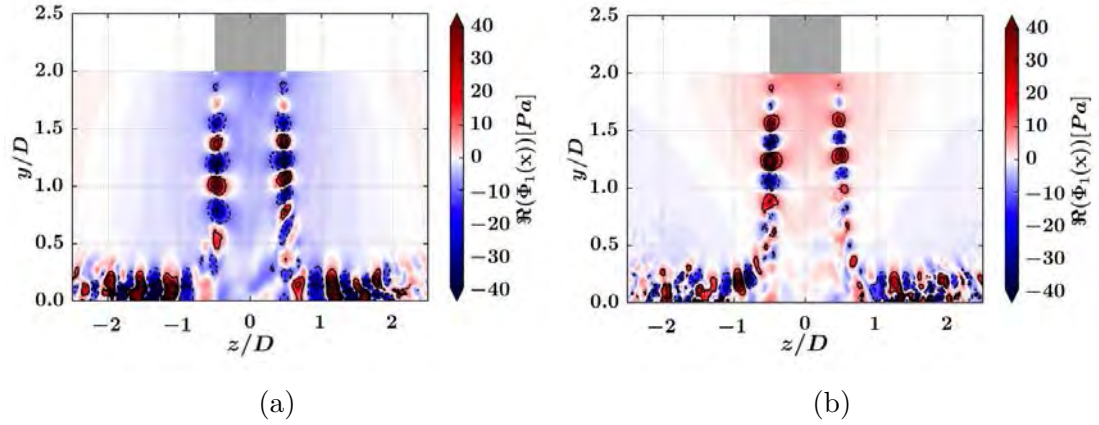


FIGURE 3.46: Partie réelle du mode 1 $\Re[\Phi_1(x)]$ dans le plan $(y/D, z/D)$. Comparaisons pour les injections 1 (a) et 2 (b).

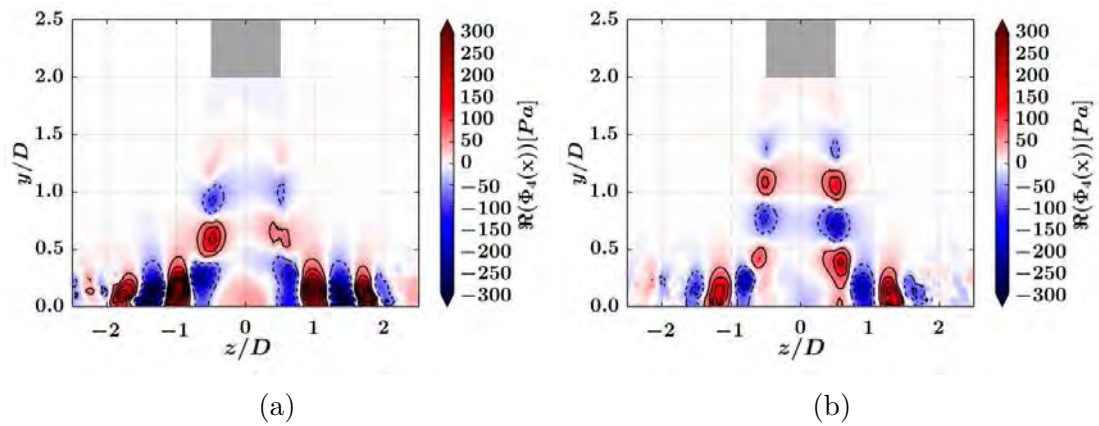


FIGURE 3.47: Partie réelle du mode 4 $\Re[\Phi_4(x)]$ dans le plan $(y/D, z/D)$. Comparaisons pour les injections 1 (a) et 2 (b).

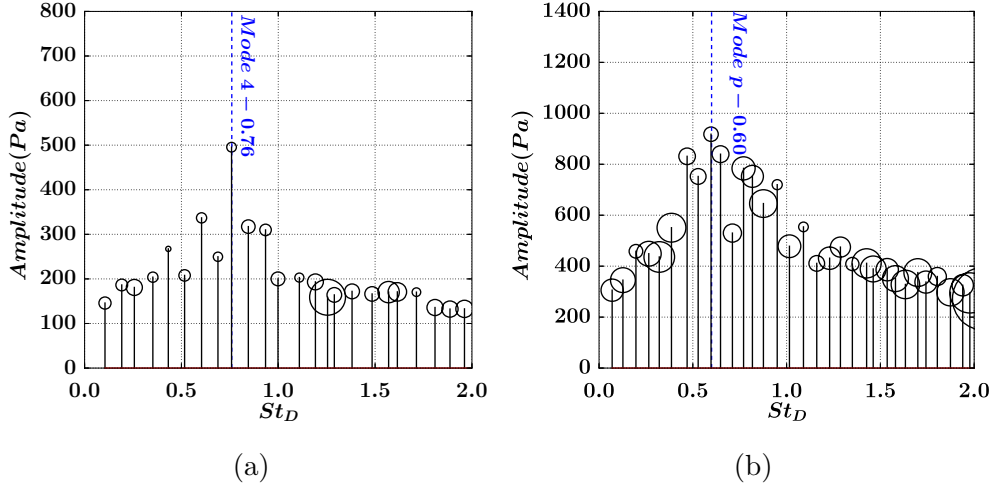


FIGURE 3.48: Spectre issu de l'analyse DMD sur la plaque montrant l'amplitude des fluctuations de pression en fonction du nombre de Strouhal St_D pour les injections 1 (a) et 2 (b). La taille des symboles est proportionnelle à l'intensité de l'atténuation.

pour l'injection 1 est le mode 4 à $St_D \approx 0.78$. On retrouve une activité relativement forte autour de ce mode pour l'injection 2. La fréquence dominante identifiée par la DMD, pour l'injection 2, est localisée à $St_D = 0.60$. On notera que l'injection 2 fait apparaître une bande de fréquences actives plutôt qu'une unique fréquence.

La structure des modes de plaque est présentée en Fig. 3.49 présentant la partie réelle, i.e. $\Re[\Phi_k(\mathbf{x})] = |\Phi_k(\mathbf{x})|\cos(\varphi_k(\mathbf{x}))$ avec $|\Phi_k(\mathbf{x})|$ le module et $\varphi_k(\mathbf{x})$ la phase du mode k . Encore une fois, on note une forte ressemblance entre la structure des modes dominants entre les cas avec et sans écoulement co-courant. L'activité sur la pression est localisée pour $1.1 < r/D < 1.9$ et est axi-symétrique pour $r/D < 1.9$. Ensuite pour $r/D > 1.9$, on note une perte de cohérence azimutale dans les deux cas.

L'évolution spatio-temporelle de la moyenne azimutale de la composante radiale du gradient de pression en Fig. 3.50 montre que la zone défavorable apparaît au même endroit pour les deux injection à $r/D \approx 0.8$. L'évolution temporelle de la moyenne azimutale du nombre de Nusselt souligne encore une fois une forte ressemblance entre les résultats issus des injections 1 et 2. On retrouve les régions où $Nu < 80$ générées par la séparation instationnaire de la couche limite. Plus en aval, on observe également, pour l'injection 2, les événements thermiques relativement extrêmes causés par les structures secondaires.

Finalement, l'évolution radiale de la moyenne azimutale et temporelle du nombre de Nusselt Nu est comparée pour les deux injections en Fig. 3.51. Dans la région de stagnation, les transferts thermiques sont principalement pilotés par l'écoulement moyen et les deux injections conduisent à des résultats similaires. En effet, le com-

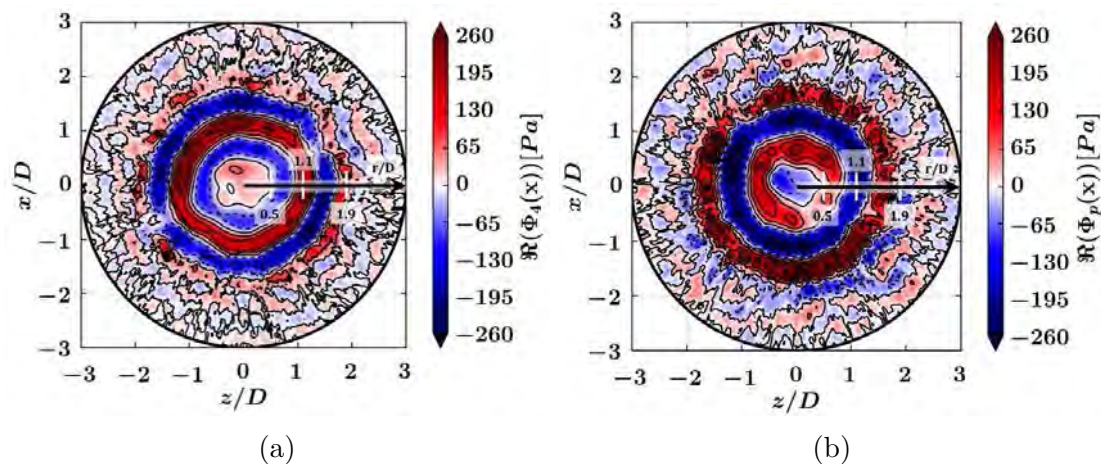


FIGURE 3.49: Partie réelle du mode 4 $\Re[\Phi_4(x)]$ à $St_D = 0.78$ pour l'injection 1 (a) et du mode de plaque $\Re[\Phi_p(x)]$ à $St_D = 0.60$ pour l'injection 2 (b) dans le plan $(z/D, x/D)$.

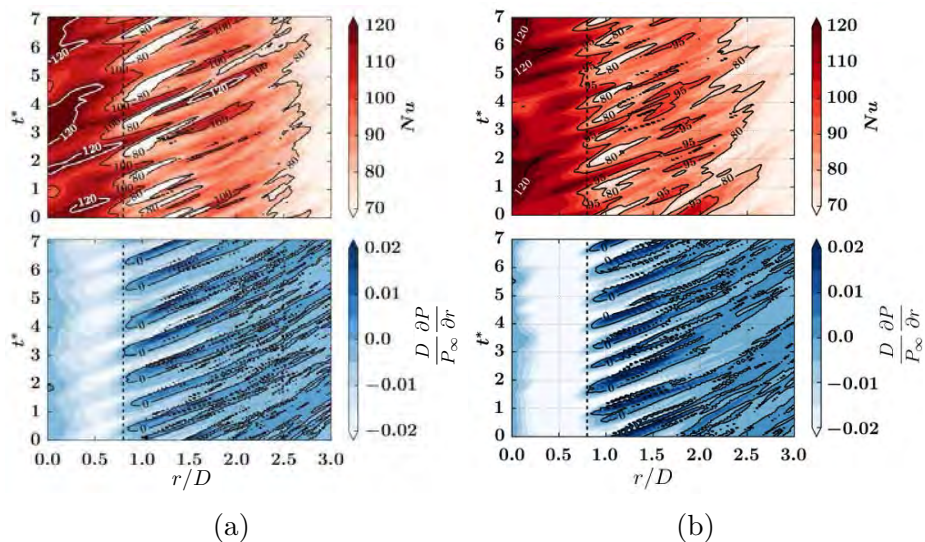


FIGURE 3.50: Évolution spatio-temporelle de la moyenne azimutale du nombre de Nusselt (haut) et de la composante radiale du gradient de pression (bas) pour les injections 1 (a) et 2 (b). La ligne pointillée est localisée à $r/D = 0.8$. t^* est le temps adimensionné tel que $t^* = tSt_D U_b/D$ avec $St_D = 0.78$.

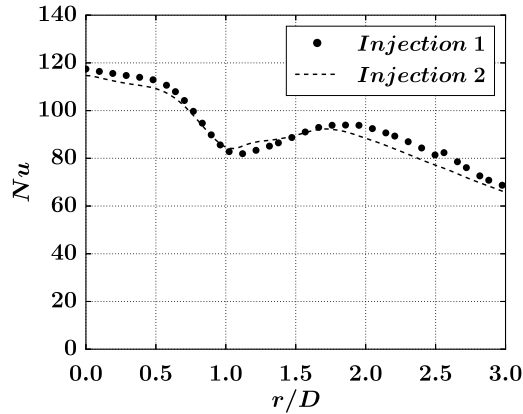


FIGURE 3.51: Moyenne azimutale et temporelle du nombre de Nusselt Nu en fonction de la position radiale r/D . (●) : Injection 1. (—) : Injection 2.

portement moyen du jet dans les deux cas est similaire. La dynamique du jet étant relativement peu influencée par le passage à l'injection 2, on retrouve une distribution non-monotone avec un second maximum d'une intensité similaire. D'après les analyses présentées ici, nous pouvons également dire que les mécanismes causant l'apparition du second maximum sont identiques entre l'injection 1 et l'injection 2.

Résumé de la section 3.3

Dans cette section, nous avons réalisé une comparaison relativement détaillée de 2 jets impactants avec une modélisation de l'injection différente. Les résolutions spatiales du maillage sont gardées identiques dans les 2 cas. La première modélisation correspond au cas de référence utilisé dans l'article retranscrit en Sec. 3.1. Elle consiste à modéliser l'injection par une conduite de longueur $L = 2D$. La taille du domaine de simulation est réduite en utilisant un écoulement co-courant comme condition limite dans le plan parallèle à la sortie de l'injecteur. La deuxième modélisation simule l'injection par une conduite de longueur $L = 2D$ en s'affranchissant de l'écoulement co-courant par l'utilisation d'un domaine de calcul plus grand. Ces comparaisons ont permis de montrer que l'effet de l'écoulement co-courant est négligeable à la fois sur l'écoulement moyen, la dynamique du jet et la thermique pariétale. De plus, les mécanismes à l'origine de l'augmentation des transferts thermiques sont identiques pour les deux injections. L'allure et l'amplitude du second maximum sont relativement peu affectées par l'injection avec écoulement co-courant.

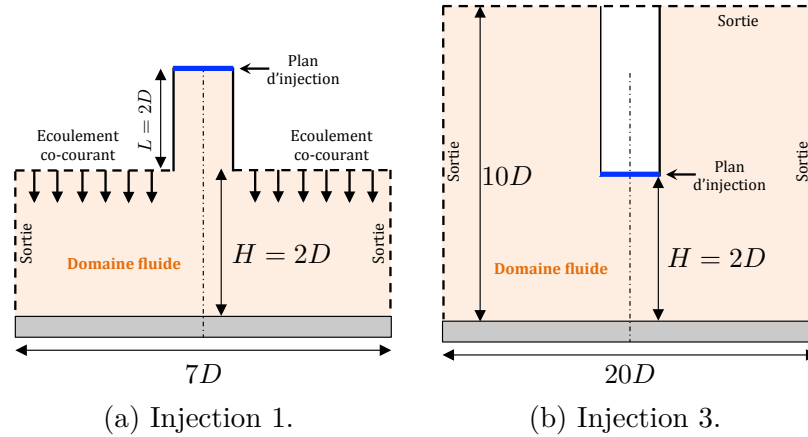


FIGURE 3.52: Modélisation de l'écoulement avec conduite (injection 1) (a) et sans conduite (injection 3) (b).

3.4 Complément : Injection sans conduite

Pour compléter l'étude sur l'influence de la modélisation de l'injection, cette section présente les résultats obtenus pour une troisième injection. Cette dernière modélisation consiste à ne plus simuler la conduite en déplaçant la condition limite directement en sortie d'injecteur.

La modélisation de l'injection est décrite dans un premier temps. Les principales modifications sur la dynamique sont ensuite présentées. Enfin, l'impact sur les transferts thermiques est discuté.

3.4.1 Description des injections

Pour ce dernier cas, l'influence de la présence de l'écoulement de conduite est analysé. La conduite de longueur $2D$, initialement modélisée, est supprimée. L'injection se fait alors directement en sortie d'injecteur comme montré en Fig. 3.52b. L'injection 1 utilisée en Sec. 3.3 et dans l'article est prise comme référence. Les résolutions spatiales du maillage pour les deux injections sont identiques et le traitement des conditions limites est identique à celui décrit dans l'article en Sec. 3.1.3.2. En entrée du domaine, le profil de vitesse moyen est imposé et des fluctuations de vitesse isotropes sont superposées. Pour l'injection 3, les parois de la conduite non-modélisée sont adiabatiques et adhérentes.

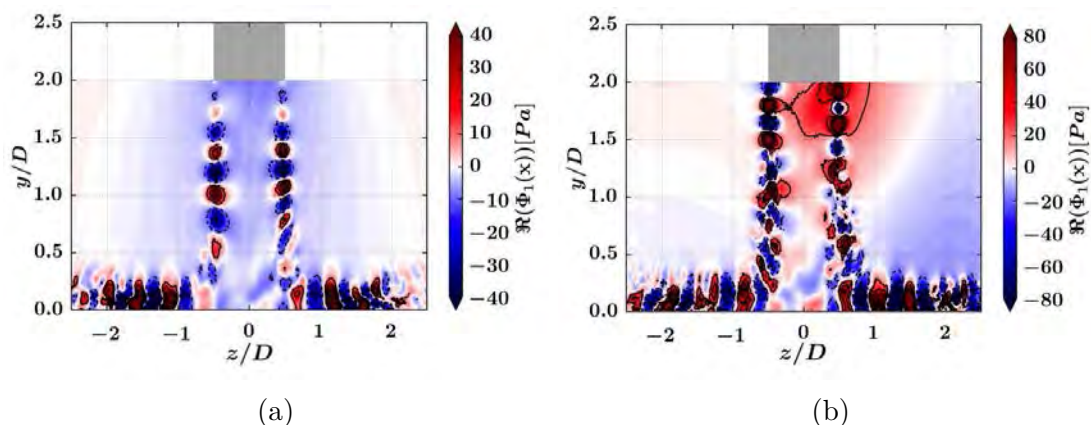


FIGURE 3.53: Partie réelle du mode 1 $\Re[\Phi_1(x)]$ dans le plan $(y/D, z/D)$. Comparaisons pour les injections 1 (a) et 3 (b).

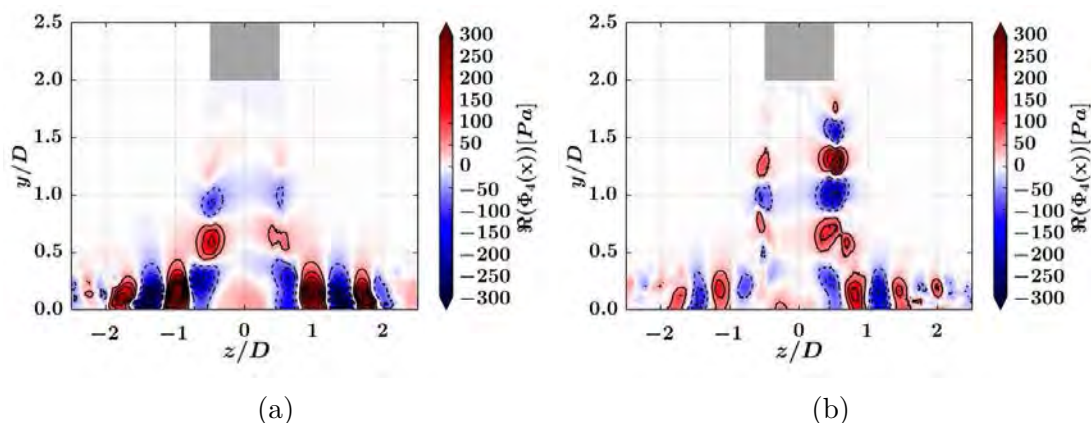


FIGURE 3.54: Partie réelle du mode 4 $\Re[\Phi_4(x)]$ dans le plan $(y/D, z/D)$. Comparaisons pour les injections 1 (a) et 3 (b).

3.4.2 Dynamique du jet

Le comportement moyen des deux jets, non présenté ici, est relativement similaire que ce soit pour le jet libre ou pour le jet de paroi. Nous nous intéressons donc directement à la dynamique du jet qui comporte quelques différences notables. La dynamique est analysée à l'aide de la DMD. Les structures des modes 1 et 4 (Cf. Table 3.2), également présents pour l'injection 3, sont comparées au cas de référence, i.e. injection 1, en Figs. 3.53 et 3.54. Le mode 1, lié à l'instabilité initiale de la couche de mélange, apparaît avec une amplitude relativement élevée au niveau de la condition limite d'entrée pour l'injection 3 à $y/D = 2$. Pour l'injection 3, le mode 1 n'est plus axi-symétrique comme montré par le déphasage observé de part et d'autre de l'axe du jet en Fig. 3.53b. On retrouve également pour l'injection 3, une forte activité en proche paroi pour le mode 4 présenté en Fig. 3.54b. En revanche,

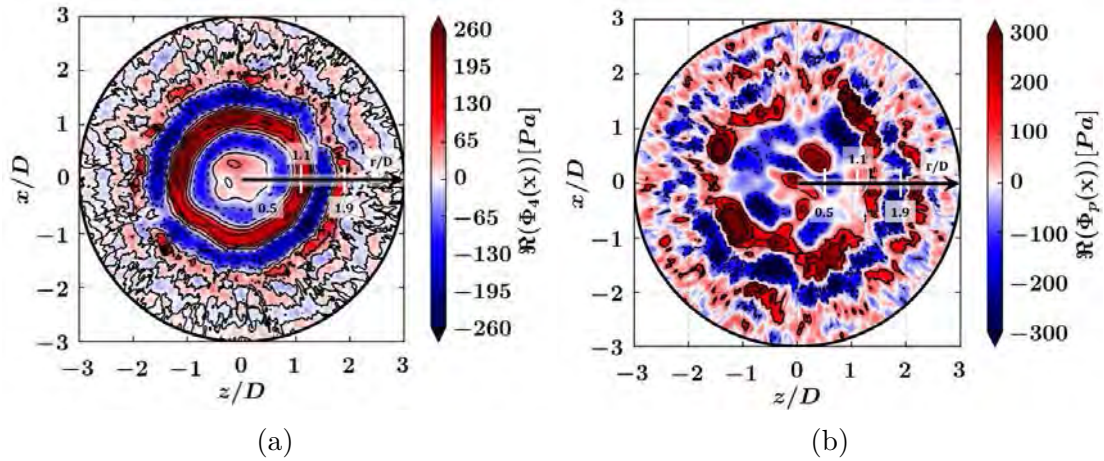


FIGURE 3.55: Partie réelle du mode 4 $\Re[\Phi_4(x)]$ à $St_D = 0.78$ pour l'injection 1 (a) et du mode de plaque $\Re[\Phi_p(x)]$ à $St_D = 0.60$ pour l'injection 3 (b) dans le plan $(z/D, x/D)$.

tout comme pour le mode 1, l'axi-symétrie n'est pas retrouvée avec un déphasage de $\pi/2$ observé par rapport à l'axe du jet. Ces observations semblent indiquer une perte de cohérence azimutale des structures primaires. Cette perte de cohérence est confirmée en Fig. 3.55b montrant la structure du mode de plaque identifié à $St_D = 0.6$ pour l'injection 3. La cohérence azimutale du mode de plaque qui tend à disparaître pour $r/D > 1.9$ pour l'injection 1 n'est pas présente pour l'injection 3.

3.4.3 Effet sur les transferts thermiques

L'impact de la suppression de la conduite sur les transferts thermiques est illustré en Fig. 3.56 montrant l'évolution radiale du nombre de Nusselt. L'écoulement moyen étant peu impacté par l'injection sans conduite, on retrouve un comportement similaire dans la région de stagnation, i.e. $r/D < 1.0$. Ensuite la modification de la dynamique et notamment la perte de cohérence azimutale des structures primaires cause la disparition du second maximum qui devient un plateau. Les nombreux résultats expérimentaux publiés dans la littérature montrent clairement l'apparition d'un second maximum pour cette configuration. Il semble donc que dans notre cas la modélisation sans conduite ne soit pas appropriée pour la simulation numérique de ces écoulements de jet impactant.

Résumé de la section 3.4

Dans cette section, l'injection de référence avec conduite et écoulement co-courant est comparée à une injection sans conduite et sans écoulement co-courant. Pour cette nouvelle injection, le profil de vitesse et les fluctuations

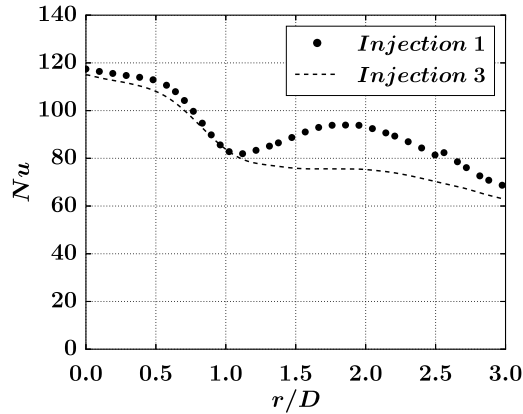


FIGURE 3.56: Moyenne azimutale et temporelle du nombre de Nusselt Nu en fonction de la position radiale r/D . (\bullet) : Injection 1. (—) : Injection 3.

de vitesse sont imposés directement en sortie d'injecteur. Des modifications au niveau de la dynamique du jet sont mises en évidence. La cohérence azimutale des structures primaires observée pour l'injection de référence n'est pas retrouvée pour l'injection sans-conduite. Á la paroi, une perte de cohérence azimutale est également observée. Cela conduit finalement à une disparition du second maximum dans la distribution radiale du nombre de Nusselt. D'après les résultats expérimentaux publiés dans la littérature pour cette configuration de jet impactant, il semble donc que dans notre cas, l'injection sans modélisation de la conduite ne soit pas appropriée.

3.5 Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, les résultats issus de la SGE d'une configuration de jet en impact sur plaque plane ont été présentés. Cette géométrie correspond au cas académique permettant de représenter le jet impactant à mi-corde du distributeur haute pression (DHP). Le point de fonctionnement, i.e. $Re_D = 23\,000$ et $H/D = 2$, est choisi pour sa représentativité des systèmes utilisés dans les DHP. La première section propose une retranscription d'un article publié durant la thèse. Cet article traite de la validation de la SGE face aux données expérimentales disponibles et de l'analyse de la base de données numériques ainsi validée. Diverses incertitudes liées à la SGE sont évaluées telles que la résolution du maillage et l'influence du modèle de sous-maille. Les SGE réalisées dans notre étude se basent sur un maillage hybride utilisant des tétraèdres dans le volume et des prismes à la paroi. Cette stratégie de modélisation a permis de prédire correctement les grandeurs aérodynamiques et thermiques reportées par l'expérimentation. Les caractéristiques du maillage ayant permis ces prédictions peuvent être résumées de la façon suivante :

- **Jet libre** : 50 points dans le diamètre du jet et 100 points dans l'intervalle entre la sortie de l'injecteur et la plaque
- **Jet de paroi** : Premier point placé dans la sous-couche visqueuse à $y^+ < 5$ puis 6 points dans la couche interne à $r/D = 0.5$ et 12 points dans la couche interne à $r/D = 1.0$. En première approximation avant de réaliser les simulations, l'épaisseur de la couche interne y_{max} peut être estimée à partir de la relation expérimentale reportée par [Martin \(1977\)](#) : $y_{max}/D = (1.95/\sqrt{Re_D})(1.04 - 0.034H/D)^{-1/2}$.

Les éléments complémentaires ont ensuite permis de montrer que l'écoulement co-courant utilisé pour la modélisation du jet impactant a très peu d'influence sur la dynamique du jet et sur les transferts thermiques. En revanche, le fait de supprimer la conduite dans la modélisation de l'injection apporte des modifications significatives dans la dynamique du jet. La distribution radiale du nombre de Nusselt est alors fortement impactée. Finalement pour la validation des simulations, il convient de relever que la plupart des études expérimentales s'intéressent soit à la dynamique soit à la thermique. Le processus de validation requiert donc l'utilisation de différentes base de données introduisant une incertitude supplémentaire. Il y a donc un intérêt à avoir des bases de données expérimentales plus complètes, comme celle publiée récemment par [Grenson *et al.* \(2016b\)](#), comprenant des caractérisations statistiques et instationnaires de la dynamique et de la thermique.

Dans un deuxième temps, la SGE validée a été mise à profit afin d'apporter des informations complémentaires sur les mécanismes physiques à l'origine de l'apparition du second maximum dans la distribution radiale du nombre de Nusselt. La skewness de la distribution temporelle de la pression a permis de mettre en évidence le rebond des structures primaires. Il apparaît que ce rebond est l'événement qui cause l'arrêt de l'augmentation des transferts thermiques et l'apparition du second maximum. De plus, cette analyse a permis d'identifier la localisation de l'enroulement de la structure secondaire qui coïncide avec le minimum local dans la distribution du nombre de Nusselt. Les densités de probabilité (DP) du nombre de Nusselt mettent en évidence la génération d'événements thermiques relativement faibles en lien avec la séparation de la couche limite. Ces événements thermiques contribuent à la forte diminution du nombre de Nusselt pour $r/D > 0.5$. Ces observations confirment les hypothèses faites précédemment par [Hadžiabdić et Hanjalić \(2008\)](#) pour expliquer la présence du minimum local. Dans la région d'augmentation des transferts thermiques, une corrélation est observée entre la génération de fronts froids et les injections de fluide froid à la paroi causées par le passage des structures secondaires. Ces résultats sont en accord avec les conclusions de [Dairay *et al.* \(2015\)](#). Les analyses reportées dans l'article tendent à montrer que l'augmentation des transferts thermiques et l'apparition du second maximum sont la conséquence d'un déséquilibre thermique causé par les structures primaires. Ces éléments confirment et complètent les scénarios proposés précédemment par [Hadžiabdić et Hanjalić \(2008\)](#) et [Dairay *et al.* \(2015\)](#). Enfin, l'analyse modale, réalisée en compléments à l'aide de la DMD, a établi le lien entre l'instabilité initiale du jet, i.e. Kelvin-Helmholtz, et

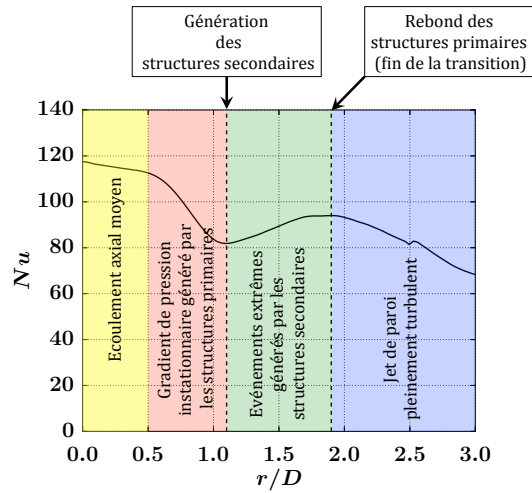


FIGURE 3.57: Synthèse des résultats obtenus lors de l'analyse phénoménologique réalisée pour la compréhension des mécanismes physiques pilotant les transferts thermiques pour le jet impactant sur plaque plane. Chaque région est identifiée par une couleur différente et annotée du mécanisme principal pilotant l'évolution du nombre de Nusselt.

la dynamique/thermique pariétale. D'après nos analyses et les précédentes études, une synthèse des mécanismes présents dans les différentes régions de la distribution radiale du nombre de Nusselt moyen est proposée en Fig. 3.57.

D'un point de vue industriel, la configuration d'étude présentée dans ce chapitre représente l'impact à mi-corde où la courbure de l'aubage est relativement faible. Au bord d'attaque, où le chargement thermique est le plus important, la courbure devient significative. Relativement peu d'études se sont intéressées à la caractérisation de l'effet de courbure pour l'écoulement de jet impactant. En s'appuyant sur les travaux pour l'impact sur plaque plane présentés dans ce chapitre, une tentative de caractérisation de l'effet de courbure pour le jet impactant est proposée en Partie II.

Deuxième partie

Jet impactant sur plaque concave

Résumé

Au bord d'attaque, la simplification du système de refroidissement par jets mène à une configuration académique de jet impactant sur plaque concave. Cette configuration est l'objet de cette partie divisée en 2 chapitres. Le chapitre 4 présente une revue de la littérature concernant l'impact sur paroi concave et les mécanismes spécifiques liés à la courbure. Il apparaît que l'effet de courbure a été relativement peu étudié dans la littérature. Les conclusions diffèrent en fonction des auteurs et parfois dans une même étude. La compréhension de l'effet de courbure dans le cas du jet impactant est également rendue difficile par l'absence de caractérisation de la dynamique de l'écoulement. Malgré tout, le consensus actuel attribue un effet positif à la courbure concave en terme de transfert thermique. Dans ce contexte, il semble nécessaire de mener des investigations supplémentaires afin de pouvoir enfin choisir un système de refroidissement optimal permettant de tirer profit de la courbure du bord d'attaque. La SGE ayant montré de bonnes capacités de prédiction pour le jet impactant sur plaque plane (Cf. chapitre 3), elle est utilisée dans cette partie pour tenter d'aller plus loin dans la caractérisation de l'effet de courbure pour l'écoulement de jet impactant. La configuration retenue est un jet unique impactant sur une plaque hémisphérique permettant d'isoler l'effet de courbure. Le point de fonctionnement, représentatif des systèmes industriels, est identique à celui utilisé pour la plaque plane, i.e. $Re_D = 23\ 000$ et $H/D = 2$. Cela permet de réaliser des comparaisons entre la plaque plane et la plaque concave. Ces comparaisons mettent en évidence une dynamique similaire pour l'impact sur plaque plane et sur plaque concave. Les mêmes mécanismes, apparaissant dans le jet libre et pilotant les transferts thermiques, sont identifiés. En revanche, la courbure concave a tendance à réduire les transferts thermique dans notre cas. Cette effet provient principalement d'une atténuation du second maximum. La réduction semble être la conséquence d'une diminution de l'intensité des injections de fluide froid causées par les structures secondaires en proche paroi. Ce résultat va à l'encontre du consensus actuel qui consiste à utiliser l'argument des structures de Görtler pour attribuer un effet bénéfique à la courbure concave. Il convient de noter que ce consensus se base principalement sur l'héritage des études de couche limite. Les éléments apportés dans cette partie tendent à montrer qu'une telle analogie devrait être utilisée avec précaution en raison des différences inhérentes entre les écoulements de couche limite et le jet impactant.

Chapitre 4

Revue de la littérature

4.1 Définitions et conventions	109
4.2 Effet de courbure pour un jet impactant	110
4.3 Mécanismes spécifiques liés à la courbure	113
4.3.1 L'instabilité centrifuge	113
4.3.2 Stabilité des écoulements visqueux sur paroi concave	115
4.4 Positionnement de la thèse	120

Nous présentons ici, une revue de la littérature concernant l'impact sur paroi concave. L'intérêt est porté spécifiquement sur la caractérisation de l'effet de courbure. Par conséquent, nous ne détaillons pas l'ensemble de l'état de l'art concernant le jet impactant. Le lecteur intéressé pourra se référer à la revue de la littérature présentée dans le chapitre 2 pour plus de détails. Les définitions et conventions utilisées pour l'impact sur paroi concave sont tout d'abord présentées. Nous proposons ensuite une revue des travaux publiés sur la caractérisation de l'effet de courbure pour l'écoulement de jet impactant. Après cette revue, nous décrivons les mécanismes caractéristiques liés à la courbure majoritairement étudiés pour des écoulements de couches limites. Le lien avec le jet impactant est fait en exposant les spécificités du jet de paroi, présent dans le jet en impact, par rapport à une couche limite classique. Finalement, le positionnement de la thèse par rapport à l'existant est présenté.

4.1 Définitions et conventions

Dans la littérature il existe classiquement deux types de géométries académiques pour l'analyse des effets de courbure. Elles sont présentées en Fig. 4.1 mettant en évidence la distinction faite entre les géométries axi-symétriques, i.e. plaques hémisphériques, et les géométries cylindriques. Par convention, la distance jet plaque est définie comme la distance normale entre la sortie de l'injecteur et l'origine O placée à l'intersection entre l'axe du jet et la plaque d'impact. L'utilisation d'une plaque courbée fait également intervenir un nouveau paramètre qui est la courbure relative

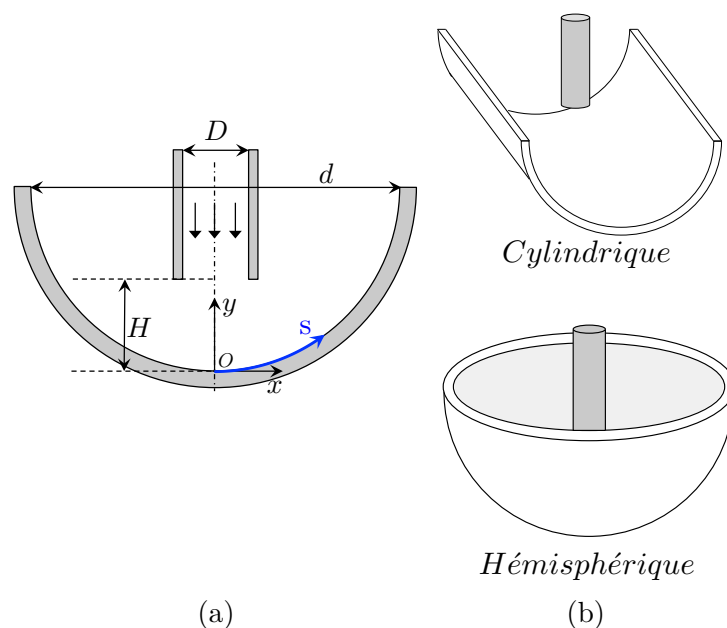


FIGURE 4.1: Représentation schématique d'un jet avec présence d'une paroi d'impact concave. Coupe selon l'axe du jet (a) et distinction entre les géométries cylindriques et les géométrie hémisphériques (b).

définie comme le ratio entre le diamètre du jet et le diamètre de la plaque D/d . La courbure relative est utilisée comme paramètre de similitude géométrique lors des études de jet impactant sur plaque concave. La coordonnée curviligne représentant la distance au point de stagnation le long de la plaque concave sera notée s .

4.2 Effet de courbure pour un jet impactant

L'impact sur paroi courbe est une application spécifique et les études traitant ce problème sont bien moins nombreuses que pour la plaque plane. Pour étudier les effets de courbure la plupart des auteurs se basent sur des configurations semi-cylindriques (voir Fig. 4.1) qui, d'un point de vue géométrique, sont représentatives de l'impact au bord d'attaque d'un aubage. Ces configurations courbées sont souvent étudiées pour des jets multiples ajoutant de la complexité et rendant l'effet de courbure difficile à isoler. Tout comme pour la plaque plane, une partie des études, e.g. Metzger *et al.* (1969), s'est intéressée au développement de corrélations entre les transferts thermiques à la paroi et des paramètres globaux d'intérêts pour les concepteurs. D'autres études ont essayé de relier la dynamique de l'écoulement à la thermique de la plaque en se basant principalement sur l'héritage venant des études de couche limite. Gau et Chung (1991) se sont intéressés à l'impact de la courbure sur les transferts thermiques pour un jet bi-dimensionnel convergent impactant sur une plaque concave semi-cylindrique. Leurs résultats montrent une augmentation des transferts thermiques lorsque la courbure relative augmente. Pour les faibles

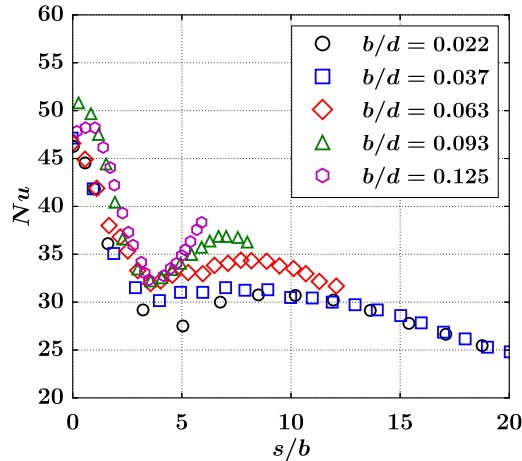


FIGURE 4.2: Nombre de Nusselt Nu en fonction de la distance au point de stagnation s/B pour un jet bi-dimensionnel issu d'une buse convergente, une distance d'impact $H/D = 2$, un nombre de Reynolds $Re_B = U_{ce}B/\nu = 11\,000$ et différentes courbures relatives B/d . (○) : $B/d = 0.022$. (□) : $B/d = 0.037$. (◇) : $B/d = 0.063$. (△) : $B/d = 0.093$. (◻) : $B/d = 0.125$. Tiré de Gau et Chung (1991).

distances d'impact, l'effet de la courbure est localisée principalement en aval de la région de stagnation dans la région de jet de paroi. Par exemple, pour une distance d'impact $H/B = 4$ et un nombre de Reynolds $Re_B = U_{ce}B/\nu = 11\,000$, l'intensité du second maximum augmente lorsque la courbure relative augmente comme montré en Fig. 4.2. (Gau et Chung, 1991) attribuent cet effet à la génération de structures de Görtler liée à une instabilité centrifuge de l'écoulement (Saric, 1994). Il convient de noter qu'aucune preuve de la présence de ces structures dans l'écoulement n'est présentée. Leur hypothèse vient principalement de l'héritage des études de couche limite sur plaque concave, pour lesquelles la présence et l'effet des structures de Görtler a été démontré (Thomann, 1968; McCormack *et al.*, 1970; Momayez *et al.*, 2004). Plus tard, Fenot *et al.* (2008) ont réalisé une étude expérimentale pour un jet axi-symétrique et une rangée de jets impactant sur une paroi semi-cylindrique. Ils ont pu comparé leurs résultats à une étude précédente utilisant le même montage expérimental mais pour un impact sur plaque plane. Ils observent une réduction des transferts thermiques pour le cas concave due à une réduction de l'amplitude du second maximum. Lee *et al.* (1999) ont présenté une des rares études sur l'effet de courbure pour un jet en impact sur une plaque hémisphérique. Les résultats obtenus font apparaître des tendances différentes en fonction du nombre de Reynolds comme montré en Fig. 4.3. L'augmentation de la courbure relative à tendance à faire augmenter le nombre de Nusselt pour $Re_D = 23\,000$. Lee *et al.* (1999) attribuent cette amélioration des transferts thermiques aux structures de Görtler en faisant référence aux études précédentes pour des écoulements de couche limite. En revanche, aucune preuve de la présence de ces structures n'est reportée. Il convient également de noter que les résultats pour $Re_D = 23\,000$ font apparaître des variations significatives du nombre de Nusselt dans la région de stagnation. Ces variations ne sont pas discutées

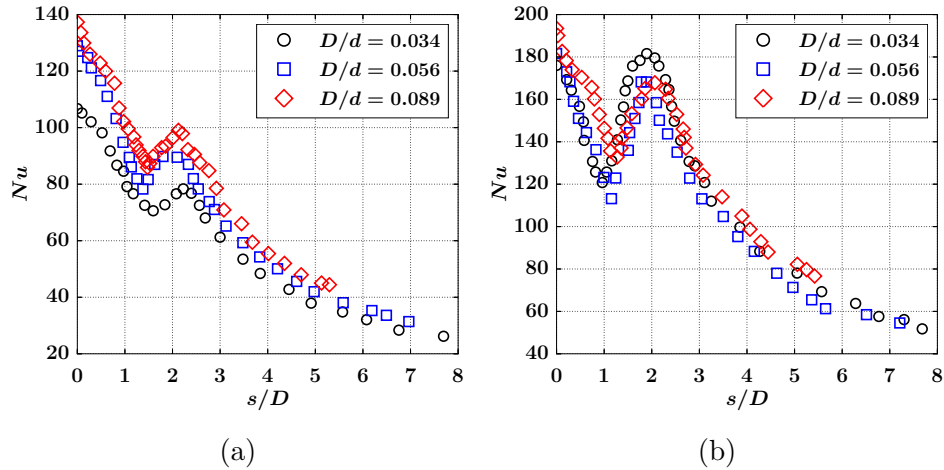


FIGURE 4.3: Nombre de Nusselt Nu en fonction de la distance au point de stagnation s/D pour un jet issu d'une conduite pleinement développée, une distance d'impact $H/D = 2$ et un nombre de Reynolds $Re_D = 23\,000$ (a) et $Re_D = 50\,000$ (b). (○) : $D/d = 0.034$. (□) : $D/d = 0.056$. (◇) : $D/d = 0.089$. Tiré de Lee *et al.* (1999).

par les auteurs. Pour $Re_D = 50\,000$, leurs résultats montrent que la courbure n'a pas d'effet significatif sur l'évolution spatiale du nombre de Nusselt. Finalement, on notera également les visualisations présentées par Cornaro *et al.* (1999) mettant en évidence l'interaction entre le jet de paroi quittant la plaque concave et le jet initial comme illustré en Fig. 4.4. Ils relèvent que cette interaction a un effet déstabilisateur pour le jet libre et la probabilité d'observer des structures primaires stables diminue.

La majeure partie des études concernant le jet impactant, présentées dans cette section, se concentrent uniquement sur la thermique pariétale. Ainsi, la plupart de ces travaux font une analogie directe avec les écoulements de couche limite sur plaque concave pour tenter d'expliquer les effets observés sur les transferts thermiques. Les effets de courbure sur ces écoulements de couche limite sont en effet relativement bien documentés. Afin de mieux cerner les mécanismes physiques spécifiques aux écoulements sur paroi concave, nous proposons une revue de l'état de l'art en Sec. 4.3 concernant les modifications engendrées par la courbure en termes de dynamique.

Résumé de la section 4.2

Les études pour la caractérisation de l'effet de courbure pour le jet impactant sont relativement peu nombreuses en comparaison des études pour de l'impact sur plaque plane. La littérature concernant la caractérisation de l'effet de courbure se concentre uniquement sur les aspects transferts thermiques. Pour un jet bi-dimensionnel impactant sur une plaque concave semi-cylindrique, i.e. bi-dimensionnelle, les résultats reportés mettent en évidence un effet bénéfique de la courbure sur les transferts thermiques générés par l'impact. En



FIGURE 4.4: Visualisation par fumée d'un jet en impact sur une plaque semi-cylindrique pour un nombre de Reynolds $Re_D = 6\,000$, une distance jet-plaque $H/D = 2$ et une courbure relative $D/d = 0.29$. Tiré de [Cornaro et al. \(1999\)](#).

revanche pour un jet axi-symétrique, les observations sont moins claires et divergent parfois pour une même étude. Finalement, on notera que du fait de l'absence de caractérisation aérodynamique, les auteurs se basent sur la littérature concernant les écoulements de couche limite sur plaque concave pour tenter d'expliquer leurs résultats.

4.3 Mécanismes spécifiques liés à la courbure

Il est acquis depuis un certain temps que la présence d'une courbure dans l'écoulement fait apparaître des instabilités spécifiques liés à des effets inertiels ([Rayleigh, 1917](#)). Le but de cette section est de présenter l'état de l'art concernant ces effets pour des écoulements de couche limite et pour des jets de paroi. Le mécanisme non-visqueux à l'origine des instabilités dans les écoulements courbés est d'abord rappelé en Sec. 4.3.1. La Sec. 4.3.2 propose ensuite une revue pour les écoulements de couche limite et pour les jets de paroi sur plaque concave dans lesquels le mécanisme non-visqueux est présent et conduit à l'apparition de l'instabilité dite de Görtler.

4.3.1 L'instabilité centrifuge

Le mécanisme à l'origine de l'instabilité centrifuge a été décrit pour la première fois par [Rayleigh \(1917\)](#). Cette instabilité apparaît lorsqu'il existe dans l'écoulement une stratification instable des effets centrifuges. Dans ces travaux, [Rayleigh \(1917\)](#) propose un critère permettant d'évaluer si un écoulement est soumis ou non à cette stratification instable. Pour illustrer la signification de ce critère défini en Eq. (4.4),

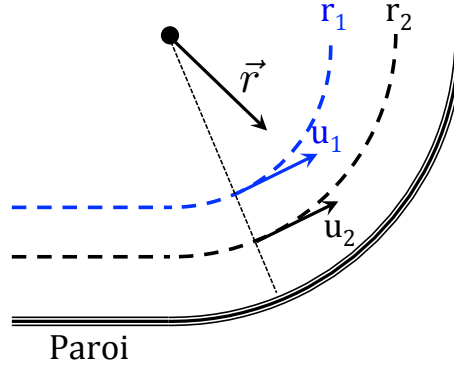


FIGURE 4.5: Schéma de principe pour l'illustration de la signification du critère de Rayleigh (Rayleigh, 1917) défini en Eq. (4.4).

nous nous basons sur le schéma montré en Fig. 4.5. Ce schéma présente un écoulement de fluide considéré comme parfait, i.e. non-visqueux, et incompressible courbé par la présence d'une paroi concave. Deux positions radiales $r_2 > r_1$ sont également représentées. Aux positions r_1 et r_2 , le fluide possède respectivement les vitesses u_1 et u_2 . Supposons maintenant qu'une particule fluide p est déplacée de la position r_1 vers la position r_2 . En l'absence de forces externes, la conservation de la quantité de mouvement angulaire requiert que la vitesse de p change telle que $r_1 u_1 = r_2 u'_1$ avec u'_1 la vitesse de p à la position r_2 . Pour un écoulement de fluide parfait, l'accélération centripète liée à la rotation est générée par le gradient de pression dans le direction radiale et l'équilibre radial est défini par,

$$\frac{\rho u^2}{r} = \frac{\partial P}{\partial r}. \quad (4.1)$$

Ainsi, le gradient de pression établi à la position r_2 est défini par,

$$\frac{\rho u_2^2}{r_2} = \frac{\partial P}{\partial r} \Big|_{r_2}. \quad (4.2)$$

La force volumique nette s'appliquant sur la particule fluide p déplacée de r_1 vers r_2 s'exprime alors comme,

$$\frac{\rho}{r_2} (u_1'^2 - u_2^2). \quad (4.3)$$

À partir de ce simple bilan, il est possible de distinguer 3 situations :

- **Équilibre** ($u_1'^2 = u_2^2$) : Dans ce cas, l'équilibre est atteint et la particule fluide reste sur la position r_2 .
- **Stable** ($u_1'^2 < u_2^2$) : Le gradient de pression établi en r_2 permet de ramener la particule fluide vers sa position d'origine. Le mouvement radiale vers la paroi est arrêté.
- **Instable** ($u_1'^2 > u_2^2$) : La force inertielle de la particule fluide surpasse le gradient de pression établi en r_2 . La particule fluide poursuit donc son mouvement radiale vers la paroi.

Pour un fluide parfait incompressible, l'écoulement sur une paroi courbe est stable si $(r_2 u_1')^2 = (r_1 u_1)^2 < (r_2 u_2)^2$. En appliquant le même raisonnement pour des distances infinitésimales, on obtient le critère de Rayleigh (Rayleigh, 1917),

$$\frac{\partial(ru)^2}{\partial r} < 0, \quad (4.4)$$

qui traduit la condition nécessaire et suffisante pour qu'un écoulement de fluide parfait incompressible soit soumis à une instabilité centrifuge. Le mécanisme pris en compte par le critère de Rayleigh est à l'origine de toute instabilité centrifuge pouvant potentiellement apparaître au sein d'un écoulement courbé.

En pratique, la viscosité a un effet stabilisant et le critère de Rayleigh devient une condition nécessaire mais non-suffisante pour l'apparition d'une instabilité centrifuge. Le cas des fluides visqueux d'intérêt pour cette thèse, i.e. couche limite et jet de paroi, est traité en Sec. 4.3.2.

4.3.2 Stabilité des écoulements visqueux sur paroi concave

Comme mentionné précédemment, la viscosité a un effet stabilisant sur l'écoulement. L'objectif est donc de présenter ici une revue des différentes études publiées sur la stabilité des écoulements visqueux sur paroi concave. Les travaux reportés dans la littérature concernant le jet impactant sur plaque concave mentionnés en Sec. 4.2 réalisent fréquemment une analogie avec les couches limites sur plaque concave. Une grande partie des connaissances actuelles sur les effets de courbure provient de ces études de couche limite. Elles sont présentées dans un premier temps en Sec. 4.3.2.1. La Sec. 4.3.2.2 s'intéresse ensuite aux travaux traitant l'écoulement de jet de paroi présent dans le jet en impact.

4.3.2.1 Couche limite

Dans un écoulement de couche limite, il existe une région où le critère de Rayleigh défini en Eq. (4.4) est satisfait (Saric, 1994). Le mécanisme d'instabilité décrit en Sec. 4.3.1 est actif et l'écoulement de couche limite est potentiellement soumis à une instabilité centrifuge.

Les premières études concernant l'instabilité centrifuge dans les couches limites ont été réalisées dans le contexte aéronautique pour tenter d'expliquer les variations du nombre de Reynolds de transition pour des écoulements sur des profils d'aile (Clauser et Clauser, 1937). En effet, dans leurs travaux Clauser et Clauser (1937) observent que la transition laminaire/turbulent apparait plus tôt lorsqu'une paroi concave remplace la paroi plane. Inversement, la transition est retardée avec l'utilisation d'une paroi convexe. Peu de temps après, Görtler (1940) a montré, par une analyse de stabilité linéaire, qu'une couche limite bi-dimensionnel sur une paroi concave est instable en présence d'une perturbation tri-dimensionnelle. Cette

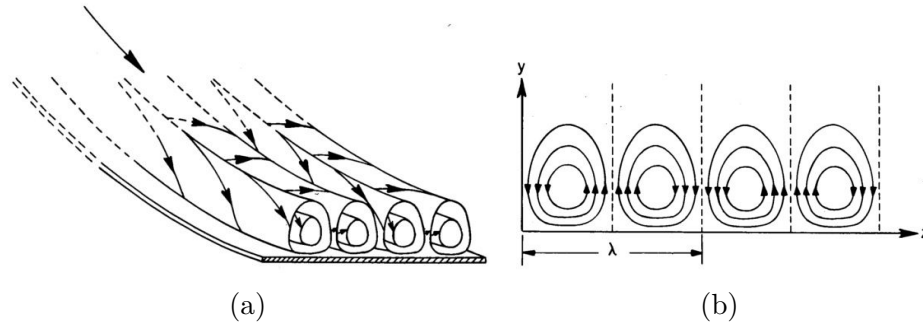


FIGURE 4.6: Structures de Görtler pour un écoulement de couche limite sur plaque concave (a) et représentation des lignes de courant dans un plan normal à la direction de l'écoulement principal (b). L'axe des structures est orienté dans la direction de l'écoulement principal et λ représente la longueur d'onde de la perturbation. Tiré de [Görtler \(1940\)](#).

perturbation correspond à une distribution de structures similaire à celle présentée en Fig. 4.6. Elles présentent une organisation périodique dans la direction de l'envergure z et elles sont orientées dans la direction principale de l'écoulement. Ces structures de Görtler sont similaires à celles observées bien plus tôt par [Taylor \(1923\)](#) pour un fluide placé entre deux cylindres avec le cylindre interne mis en rotation. L'instabilité centrifuge visqueuse de Görtler modifie l'écoulement de base en provoquant un mouvement oscillatoire dans la direction normale à la paroi des particules fluide qui conservent leur vitesse de base dans la direction principale. Le paramètre sans-dimension contrôlant l'apparition de l'instabilité de Görtler est le nombre de Görtler défini par,

$$Go = \frac{U_s \delta}{\nu} \sqrt{\frac{\delta}{R}}, \quad (4.5)$$

où U_s la vitesse de l'écoulement hors de la couche limite, δ est l'épaisseur de couche limite et R est le rayon de courbure de la plaque. Ce nombre de Görtler contrôle l'apparition d'une instabilité centrifuge pour une couche limite en fonction du nombre d'onde normalisé $\beta = 2\pi\delta/\lambda$ de la perturbation. Il caractérise le ratio entre les forces d'inertie, en prenant en compte l'effet centrifuge, et les forces visqueuses. Par exemple, la Fig. 4.7 présente les résultats de l'analyse de Görtler pour une couche limite de Blasius. La ligne d'amplification nulle $\sigma = 0$ met en évidence l'existence d'un nombre de Görtler critique au delà duquel les perturbations qui ont pour nombre d'onde $\beta < 0.1$ sont amplifiées.

Ces résultats théoriques, mettant en avant l'importance du nombre de Görtler, ont été confirmés plus tard par l'expérience de [Liepmann \(1945\)](#). De manière similaire à [Clauser et Clauser \(1937\)](#), [Liepmann \(1945\)](#) observe que la concavité de la plaque accélère la transition comme montré en Fig. 4.8a. Ayant connaissance des travaux de [Görtler \(1940\)](#), il a alors montré que le nombre de Görtler au point de transition en fonction de la courbure de la plaque reste quasi-constant autour

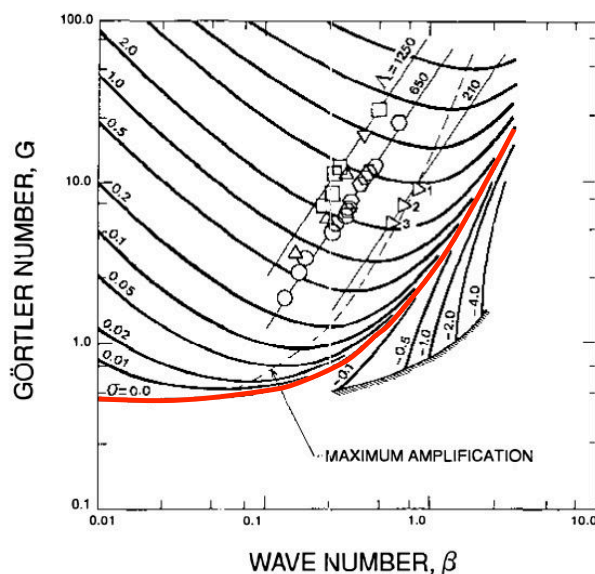


FIGURE 4.7: Iso-ligne d'amplification σ dans le plan (Go, β) avec Go le nombre de Görtler défini en Eq. (4.6) et $\beta = 2\pi\delta/\lambda$ le nombre d'onde normalisé de la perturbation. (—) : Ligne d'amplification nulle $\sigma = 0$. Tiré de Saric (1994).

d'une valeur de 7 comme montré en Fig. 4.8b. Liepmann (1945) attribue alors l'accélération de la transition à l'instabilité de Görtler qui viendrait court-circuiter l'instabilité de Tollmien-Schlichting (Schlichting, 1979) causant la transition d'une couche limite laminaire sur plaque plane.

Les connaissances présentées ici pour les couches limite permettent d'appréhender les modifications engendrées par une courbure de la paroi. Dans le cas du jet impactant, l'écoulement qui se développe n'est pas un écoulement de couche limite mais un jet de paroi. L'extension des études présentées précédemment pour les couches limite au jet de paroi est donc présentée en Sec. 4.3.2.2.

4.3.2.2 Jet de paroi

Floryan (1986) a réalisé plus tard une analyse de stabilité pour des écoulements de jet de paroi mais également pour des couches limites. Il propose dans un premier temps une dérivation d'un critère de stabilité non-visqueux basé sur une analyse de stabilité linéaire. Ce critère repose uniquement sur le gradient de vitesse tangentielle dans la direction normale à la paroi. Pour des parois concave respectivement convexe, il montre que l'écoulement de fluide parfait est stable si la vitesse tangentielle décroît respectivement croît lorsque la distance normale à la paroi augmente. Ce résultat a une implication directe pour les profils de vitesse non-monotones tel que celui d'un jet de paroi montré en Fig. 4.9. Dans le cas du jet de paroi sur plaque concave (Case C), la couche interne est instable et donc soumise au mécanisme non-visqueux d'instabilité centrifuge. En revanche, la couche externe est stable. Floryan

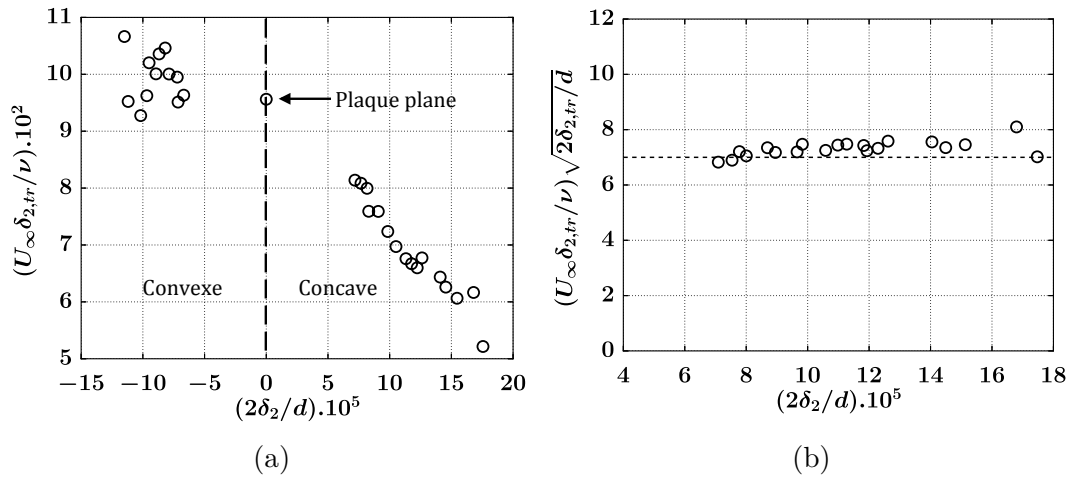


FIGURE 4.8: Nombre de Reynolds à la transition $Re_{tr} = U_{\infty} \delta_{2,tr} / \nu$ (a) et nombre de Görtler à la transition $Go_{tr} = (U_{\infty} \delta_{2,tr} / \nu) \sqrt{2 \delta_{2,tr} / d}$ (b) basés sur l'épaisseur de quantité de mouvement à la transition $\delta_{2,tr}$ en fonction de la courbure relative $2\delta_2/d$ avec d le diamètre le plaque concave. Tiré de [Liepmann \(1945\)](#).

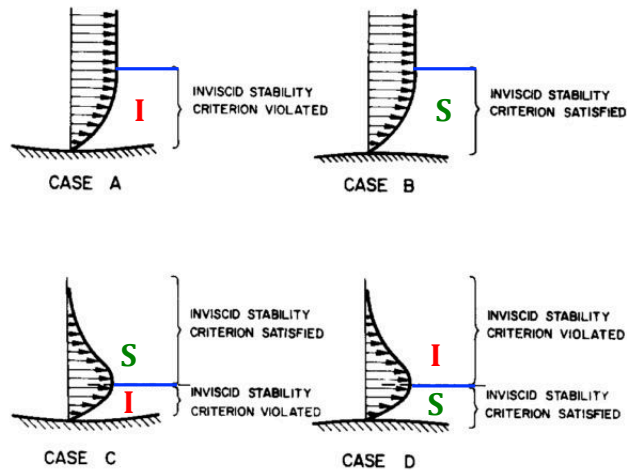


FIGURE 4.9: Stabilité, d'un point de vue non-visqueux, des différentes régions pour des écoulements de jet de paroi sur plaque concave (Case C) et convexe (Case D) et pour des couches limites sur des plaques concave (Case A) et convexe (Case B). **S** : région stable. **I** : région instable. Tiré de [Floryan \(1986\)](#).

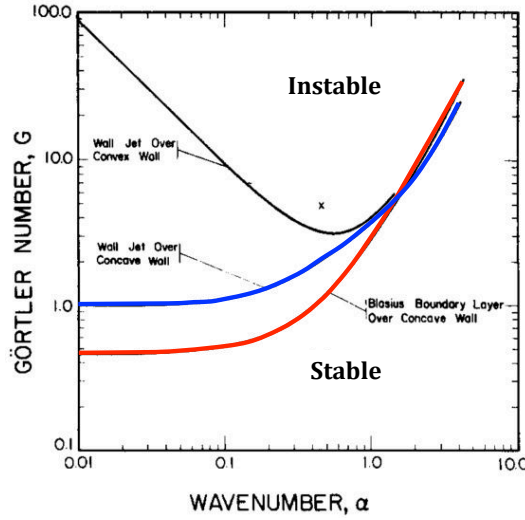


FIGURE 4.10: Courbe d'amplification nulle dans le plan (Go, α) avec Go le nombre de Görtler défini en Eq. (4.6) et $\alpha = 2\pi\delta/\lambda$ le nombre d'onde normalisé de la perturbation. (—) : couche limite de Blasius. (—) : jet de paroi. Tiré de Floryan (1986).

(1986) a également montré que l'instabilité visqueuse de Görtler est présente pour l'écoulement de jet de paroi. Dans son étude, il compare ensuite les courbes d'amplification nulle pour une couche limite de Blasius et pour un jet de paroi. Ces courbes sont présentées en Fig. 4.7. À noter que pour le calcul du nombre de Görtler défini en Eq. (4.6) dans le cas du jet de paroi, la vitesse caractéristique U_s utilisée est la vitesse maximale. Floryan (1986) définit l'épaisseur de couche limite par,

$$\delta = \sqrt{\nu x_0 / U_s}, \quad (4.6)$$

avec x_0 la distance au bord d'attaque de la plaque respectivement à l'origine virtuelle du jet pour la couche limite respectivement le jet de paroi. D'après les courbes d'amplification nulle en Fig. 4.10, il apparaît que dans la limite des nombres d'ondes normalisés suffisamment petits, i.e. $\alpha = 2\pi\delta/\lambda < 0.1$, le nombre de Görtler critique est plus faible pour une couche limite de Blasius par rapport au jet de paroi. Floryan (1986) attribue cette différence à la région stable présente dans le jet de paroi qui ajoute une dissipation supplémentaire retardant l'apparition de l'instabilité de Görtler. Ces résultats théoriques pointent donc vers des différences entre l'écoulement de couche limite et le jet de paroi qu'il convient de prendre en compte avant toute analogie.

Résumé de la section 4.3

Les modifications engendrées sur un écoulement par la courbure de la plaque proviennent principalement des effets centrifuges. Cette section a donc permis

dans un premier temps de décrire l'instabilité centrifuge, non-visqueuse, à laquelle les écoulements sur paroi concave peuvent être soumis. Nous nous sommes intéressés ensuite plus spécifiquement aux écoulements de couche limite et au jet de paroi présent dans le jet en impact. Dans un écoulement de couche limite visqueuse, l'instabilité centrifuge se manifeste sous la forme de rouleaux périodiques alignés avec la direction principale de l'écoulement. Ces structures sont généralement appelées structures de Görtler. L'apparition de cette instabilité est pilotée par un paramètre sans dimensions : le nombre de Görtler. Ce nombre fait le ratio entre les forces inertielles, prenant en compte les effets centrifuges, et les forces visqueuses. En fonction du nombre de Görtler et de la longueur d'onde de la perturbation, l'instabilité de Görtler peut être déclenchée dans une couche limite sur paroi concave. Le jet de paroi sur plaque concave, présent dans le jet impactant, est lui aussi potentiellement soumis à l'instabilité de Görtler. En revanche, il existe pour le jet de paroi une région stable qui a tendance à retarder l'apparition de l'instabilité. Cela conduit à un nombre de Görtler critique plus élevé par rapport à une couche limite de Blasius.

4.4 Positionnement de la thèse

D'après la revue de la littérature pour le jet impactant sur plaque concave en Sec. 4.2, il apparaît que les effets de courbure ont été relativement peu étudiés. La plupart des études se concentrent uniquement sur les aspects thermiques. Une analogie avec les écoulements de couche limite est ensuite utilisée pour tenter d'expliquer les résultats. Les conclusions sur l'impact de la courbure sur les transferts thermiques ne sont aujourd'hui pas claires. Pour rappel, ces configurations d'impact sur paroi concave sont représentatives des systèmes de jet impactant au niveau du bord d'attaque. Dans un objectif d'optimisation pour le refroidissement des aubages de turbine, il y a donc un besoin d'investigations supplémentaires pour caractériser l'effet de la courbure de la plaque pour les écoulements de jet impactant.

Dans le chapitre 5, nous nous intéressons donc à l'application de la SGE à un jet impactant sur plaque concave. Afin d'isoler l'effet de courbure, nous choisirons la configuration de (Lee *et al.*, 1999) qui conserve l'axi-symétrie du problème. Le point de fonctionnement, représentatif des systèmes industriels, sera similaire à l'étude pour la plaque plane, i.e. $Re_D = 23\,000$ et $H/D = 2$. Une tentative de caractérisation de l'effet de courbure sera alors réalisée à la fois pour la dynamique et pour la thermique sur la base des résultats obtenus pour la plaque dans le chapitre 3.

Chapitre 5

SGE d'un jet impactant sur plaque concave

5.1	Introduction	122
5.2	Flow configuration	125
5.3	Numerical methods	126
5.3.1	Solver	128
5.3.2	Boundary conditions	128
5.4	Impact of the beveled nozzle for the flat plate	129
5.5	Validation for the concave plate : comparisons with the available experimental data and evaluation of numerical uncertainties	130
5.5.1	Grids properties	131
5.5.2	Validation and numerical uncertainties	133
5.6	Characterization of the curvature effect	137
5.6.1	Main statistics	138
5.6.2	Large scale organization	141
5.6.3	Wall imprint of coherent structures	145
5.6.4	Wall heat transfer : Statistical analysis	152
5.7	Discussions	154
5.7.1	Wall jet	155
5.7.2	Deflection region	158
5.8	Conclusions	160
5.9	Conclusions du chapitre	162

Dans ce chapitre, nous présentons l'étude réalisée sur les effets de courbure pour le système de jet impactant. Une SGE est réalisée sur une configuration concave hémisphérique pour le même point de fonctionnement que celui utilisé pour la plaque plane dans le Chapitre 3. Ce choix permet de réaliser des comparaisons entre le jet impactant sur plaque plane et sur plaque concave afin de mettre en évidence les effets de courbure sur la dynamique et les transferts thermiques. L'étude est présentée sous la forme d'une retranscription d'un article soumis au journal Physical Review

Fluids. L'article s'organise de la manière suivante. La configuration concave étudiée est détaillée en Sec. 5.2. La Sec. 5.3 fournit les informations sur les méthodes numériques comprenant la présentation du code de calcul AVBP et la définition des conditions limites. La configuration concave nécessite l'utilisation d'une injection biseautée. Il est rappelé en Sec. 5.4 que le passage à l'injection biseautée pour le cas plaque plane n'a pas d'impact significatif sur la dynamique et les transferts thermiques pariétaux (voir Sec. 3.3 pour plus de détails). Cela permet alors d'utiliser comme référence la configuration plaque plane de l'article publié et présenté en Sec. 3.1. L'évaluation de l'incertitude liée à la résolution spatiale du maillage et la confrontation aux résultats expérimentaux disponibles sont réalisées en Sec. 5.5. Ensuite, la caractérisation de l'effet de courbure se fait par des comparaisons entre les configurations plane et concave en Sec. 5.6. Finalement, une discussion des résultats issus de cette étude est proposée en Sec. 5.7. Les principales conclusions issues de l'étude réalisée dans l'article sont rappelées à la fin de ce chapitre.

5.1 Introduction

Submerged impinging jet is a fluid mechanic problem encountered in various fields ranging from meteorology, with the study of downburst (Lundgren *et al.*, 1992), to food process (Wählby *et al.*, 2000) and cooling systems (Han et Wright, 2007). Such a technique has also been widely used for cooling applications since it provides very high heat transfer rates highly localized in space. More specifically, in the aeronautical context, economical and environmental constraints have led engine manufacturers to work on the enhancement of the thermodynamic engine efficiency. With current technologies, this is achieved by increasing the Turbine Entry Temperature (TET) which makes the cooling of High Pressure (HP) turbines mandatory to control the lifetime of the blades (Han et Wright, 2007). Today, jet impingement is one of the most common technique used by the designers to cool the HP vanes. Therefore, many researchers have shown renewed interest in studying impinging jet flows as can be seen from the numerous literature reviews on the subject (Martin, 1977; Jambunathan *et al.*, 1992; Dewan *et al.*, 2012). Early studies were dedicated to correlations building (Zuckerman et Lior, 2005) between several bulk parameters, e.g. jet diameter D , Reynolds number, and the average heat transfer rate at the wall especially at the stagnation point. Such correlations are of major interest for engine manufacturers for the preliminary design phase. However, they are less suitable when one wants to achieve an optimal design as they do not reflect the detailed mechanisms involved in the heat transfer process which may differ from one configuration to another. This certainly explains why the community has tried to understand the physical mechanisms affecting the wall heat transfer since the early detailed flow visualizations published by Popiel and Trass (Popiel et Trass, 1991), highlighting the interaction between the well known vortical structures developing in a free jet and the impinged wall. A large number of studies focusing on the link between these unsteadiness present in impinging jet flows and the wall heat transfer

can be found in the literature (Vejrazka *et al.*, 2005; Geers *et al.*, 2006; O'Donovan et Murray, 2007a; Hadžiabdić et Hanjalić, 2008; Rohlf's *et al.*, 2012; Roux *et al.*, 2014; Dairay *et al.*, 2015; Aillaud *et al.*, 2016; Grenson *et al.*, 2016b). These basic studies are however mainly focusing on the flat plate impingement.

Among the various parameters which may affect the heat transfer, e.g. group effect (Geers *et al.*, 2006), the surface curvature is of particular interest as the jets near the leading edge impinged on a concave surface. This is a very specific application and studies on curved surfaces are not encountered as frequently as those on flat plates (Viskanta, 1993). With curved surfaces a new geometrical parameter is introduced that is the relative surface curvature expressed as the ratio of the jet diameter to the concave plate diameter D/d . In the literature, two academic cases are usually studied : the impingement on a hemispherical plate and on a semi-cylindrical plate. For the first one, the flow is still axisymmetric as for most of the flat plate studies while for the latter the axisymmetry is broken. The most studied configuration is the semi-cylindrical plate as it is similar to impingement near the leading edge for turbine blade cooling. It is often studied with multiple impinging jet arrangements adding complexity and making it difficult to isolate the effect of curvature on the heat transfer. As for the flat plate, some studies like for example the work of Metzger *et al.* (1969) have proposed empirical correlations between heat transfer at the wall and bulk parameters of interest for industrial designers. Other works tried to relate the specific known dynamics of flow over concave surface to the heat transfer mainly based on the legacy from boundary layer flows. Gau et Chung (1991) were interested in the evolution of the wall heat transfer for different Reynolds numbers, relative surface curvatures and nozzle to plate distances for a two dimensional convergent slot jet impinging on a semi-circular concave surface. Their main observation was that at a fixed Reynolds number, $Re = 11\ 000$, increasing the relative surface curvature enhances the local heat transfer distribution mainly outside of the stagnation region. They attribute this positive effect on heat transfer to the generation of Görtler vortices resulting from a centrifugal instability along the concave walls. Note that there was no proof of the existence of these Görtler structures in their study and they only make a connection with previous studies for boundary layer flow on concave wall (Thomann, 1968). One can also note that the results are compared quantitatively in terms of heat transfer but the flow field is not characterized. Cornaro *et al.* (1999) have reported flow visualizations for a round impinging jet on a semi-cylindrical concave surface. They highlighted a strong interaction between a recirculating flow exiting the surface and the primary flow coming from the jet. The recirculating flow was shown to be entrained in the primary jet and the likelihood that stable ring vortices are formed in the shear layer was reduced. Therefore, it appears that the vortical structures developing in the free jet region, due to the initial Kelvin-Helmholtz instability, are affected by the relative curvature. As the relative curvature increases, the flow becomes less stable, the vortices break down as soon as they reach the plate and the transition to turbulence is accelerated (Cornaro *et al.*, 1999). Note that they did not report heat transfer data. Later, Fenot *et al.* (2008) have performed an experimental study

for a single round jet and multiple in-line round jets impinging on a semi-circular concave surface for different jet to jet spacing. They have compared their results obtained previously with the same experimental apparatus for an impinging jet on a flat plate. The concave plate was found to reduce the intensity of local minimum and maximum in the heat transfer distribution. Comparisons with the flat plate with and without confinement shed light on the natural confinement generated by the curvature that possibly participates to the reduction of the wall heat transfer rates. They have also tested different relative curvatures to highlight the effect on the heat transfer. Their results show that increasing the curvature has a limited impact on the heat transfer. Around the stagnation region increasing the curvature slightly enhances the heat transfer rates while for greater curvilinear abscissa the opposite is observed. They opposed the confinement effect to a second effect possibly caused by the appearance of Görtler vortices. [Lee *et al.* \(1999\)](#) investigated the impingement on a hemispherical concave surface. Reported results showed that curvature increases heat transfer rates but only for the lowest Reynolds numbers investigated. On the reported curves at $Re = 50\,000$, increasing the curvature does not impact the wall heat transfer. It should be noted that, except for [Cornaro *et al.* \(1999\)](#), all the above-mentioned studies were focused on heat transfer results and did not report any information about the flow field.

Based on this survey, it appears that the effect of concave curvature on heat transfer is not clear for impinging jet flows. Some studies report enhanced heat transfer attributed to Görtler vortices, without proof or visualization, while others show that the concave curvature has a detrimental effect. Moreover, the lack of a joint description of the flow dynamics and heat transfer adds to the uncertainty concerning the curvature effect. In addition to the experiments, Large Eddy Simulation (LES), giving access to the full 3D instantaneous field, appears as a good candidate to study and understand the underlying physics involved for concave plates as well as to show how curvature affects the wall heat transfer. Assessment of the predictive capability of the LES has already been done in the existing literature for impinging jet flows on flat plates with numerous studies that have brought important piece of information for the understanding of such a flow ([Hadžiabdić *et al.* \(2008\)](#); [Shum-kivan *et al.*, \(2014\)](#); [Uddin *et al.*, \(2013\)](#); [Dauplain *et al.*, \(2010\)](#); [Aillaud *et al.*, \(2016\)](#)). To the best of the authors' knowledge there is only one publication in the literature reporting LES results for a jet impinging on a concave surface made by [Jefferson-Loveday *et al.* \(2010\)](#). This study is mainly focusing on the comparison between a hybrid RANS-LES method or Zonal approach and a wall resolved LES. Moreover, they chose a relatively high nozzle-to-plate spacing, $H = 6D$ where D is the jet diameter, compared to what is found in industrial applications in the context of turbine blade cooling ($H/D \approx 1 - 2$).

In an attempt to gain deeper insights into impinging jet flows over concave surfaces, the present study aims at analyzing the effect of surface curvature on the heat transfer using LES. This is achieved by comparing, for the same operating point, a jet impinging on a flat plate studied previously ([Aillaud *et al.*, \(2016\)](#)) and

on a concave plate with a relative curvature $D/d = 0.089$ where d is the plate diameter. The concave flow configuration corresponds to the experimental setup of Lee *et al.* (1999) that is a hemispherical plate. This choice is mainly motivated by the fact that the axi-symmetry of the flow is preserved for this geometry allowing to isolate the curvature effect.

The paper begins with the description of both flat and concave flow configurations in Sec. 5.2. Then, the numerical methods are described (Sec. 5.3). Modification of the nozzle was necessary for the concave plate. The impact of such a change is assessed for the the flat plate results in Sec. 5.4. Then, uncertainty related to the grid resolution is investigated and the results are compared to the available experimental data in Sec. 5.5. Detailed comparisons between the concave case and the flat plate case are provided in Sec. 5.6. Finally the results are discussed in Sec. 5.7.

5.2 Flow configuration

The reference case used in this study to analyze the curvature effect is presented in Fig. 5.1. It is an axisymmetric unconfined three dimensional submerged air jet impinging on a flat plate. The subsonic jet is isothermal with a temperature equals to the ambient temperature and impinges on a hot flat plate. The nozzle to plate distance H is 2 times the diameter of the jet D and the Reynolds number based on the bulk velocity U_b and D is $Re = U_b D / \nu = 23\,000$ where ν is the kinematic viscosity of the fluid. The Mach number is $Ma = U_b / c = 0.1$, where c is the sound speed and the fluid used is air with a Prandtl number $Pr = 0.71$. The computational domain extends to $r/D = 3.5$ in the radial direction, where $r = \sqrt{x^2 + z^2}$ is the radial distance to the stagnation point defined as the intersection between the central axis of the jet and the plate. This configuration has been widely studied in the literature (Baughn et Shimizu, 1989; Fenot *et al.*, 2005; Hadžiabdić et Hanjalić, 2008). The results obtained for this reference case and the validation of the LES are not detailed in this paper but the reader is referred to previously published works for more information (Shum-kivan *et al.*, 2014; Aillaud *et al.*, 2016).

The concave plate configuration consists of a single axisymmetric submerged air jet impinging on a hemispherical plate. This setup was studied experimentally by Lee *et al.* (1999). A three dimensional representation of the geometry along with the coordinate system are shown in Fig. 5.2a. The relative curvature is $D/d = 0.089$, where d is the concave plate diameter and the nozzle to plate distance is $H = 2D$. The latter is defined as the distance along the y axis between the nozzle outlet plane and the stagnation point on the plate at $s/D = 0$ where s is the curvilinear abscissa shown in Fig. 5.2b. The plate extends from $s/D = 0$ at the stagnation point to $s/D = 8.8$ at the end of the hemisphere. The Reynolds number based on U_b and D is $Re = 23\,000$ and the jet is subsonic with a Mach number $Ma = U_b / c = 0.15$. This operating point has been chosen for two reasons : it is representative of the operating conditions in a real engine and it is identical to the operating point of the

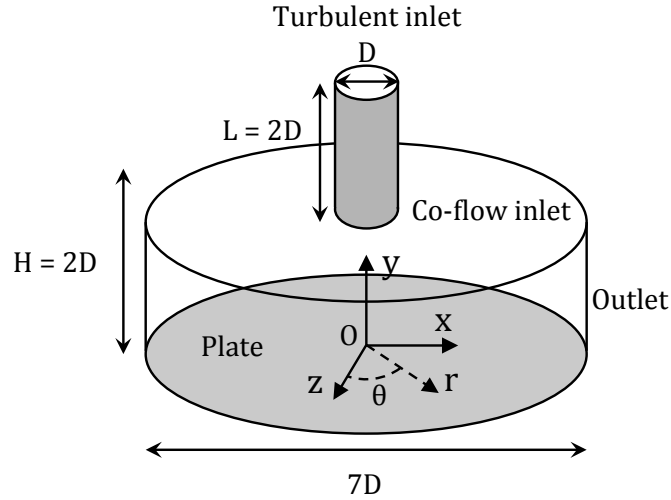


FIGURE 5.1: Schematic view of the flat plate configuration with associated coordinate system : the origin O is located on the plate at the nozzle geometrical center and the y axis is normal to the plate pointing inward ; r is the radial distance to the origin and θ the azimuthal angle ($\theta = 0$ is placed along the x axis).

flat plate case used for the comparisons (Aillaud *et al.*, 2016). One can note that the computational domain in Fig. 5.2b is large compared to the region of interest. Due to the concave curvature, a large axisymmetric toroidal vortex is formed because of the recirculating flow exiting the plate (Cornaro *et al.*, 1999). The computational domain is extended to avoid interactions between this large scale vortex and the outlets. Similar issues were reported by Jefferson-Loveday et Tucker (2010).

To keep the injection pipe of length $2D$, as in the flat plate case, it was necessary to use a beveled nozzle as shown in Fig. 5.2b. The bevel angle is kept as small as possible to limit the impact on the flow in such a way that the jet and entrained ambient flows merge at an angle $\alpha = 6^\circ$. The impact of this modification on the flat plate results is discussed in Sec. 5.4.

5.3 Numerical methods

This section is dedicated to the description of the numerical methods used to address the present problem. The solver is first described along with the inherent approximations, issued by the numerical schemes and the various turbulence closures and models. Then, the treatment of boundary conditions is discussed.

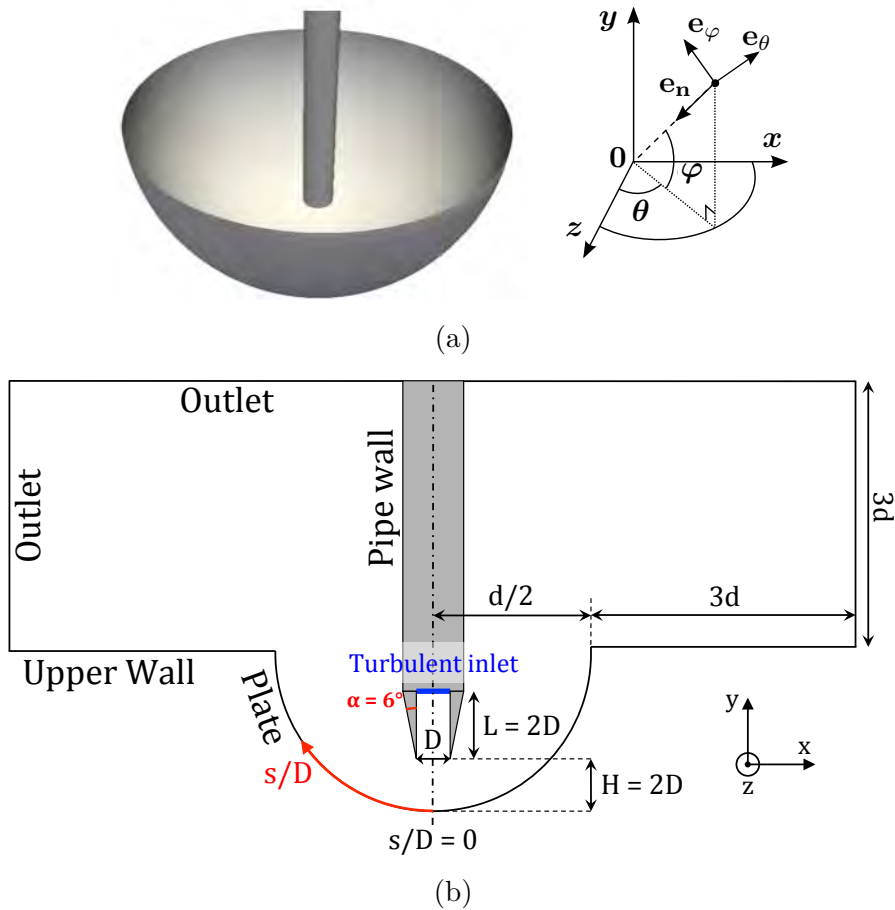


FIGURE 5.2: (Color online) Three dimensional representation of the concave geometry along with the spherical coordinate system (a). The origin is located at the center of the hemisphere. θ and φ are respectively the azimuthal and polar angle. \mathbf{e}_n is the axis normal to the plate pointing inward, \mathbf{e}_φ is the axis in the polar direction and \mathbf{e}_θ is the axis oriented in the azimuthal direction. Cut of the geometry through a plane tangent to the pipe axis (b).

5.3.1 Solver

The parallel LES solver AVBP (Schönfeld et Rudgyard, 1999) developed at CERFACS and IFP-EN is used to solve the 3D filtered compressible Navier-Stokes equations. A finite element two-step time-explicit Taylor Galerkin scheme (TTG4A) (Quartapelle et Selmin, 1993) is used for the discretization of the convective terms based on a cell-vertex formulation. The scheme provides fourth-order accuracy in time and third-order accuracy in space while ensuring low dispersion and diffusion properties which is in agreement with the requirements of LES applications (Collin et Rudgyard, 2000). A second order Galerkin scheme is used for the diffusion terms (Donea et Huerta, 2003). Such numerics are especially designed for LES on hybrid meshes and have been extensively validated in the context of turbulent flow applications (Duchaine et al., 2013; Papadogiannis et al., 2016; Gicquel et al., 2012; Mendez et Nicoud, 2008; Dauplain et al., 2010). The explicit temporal integration is the major drawback of this strategy because the time step Δt is limited, for stability reasons, by the acoustic Courant Friedrichs Lewy number defined as $CFL = (u + c) \Delta t / \Delta x$, where Δx and u are respectively the local mesh size and flow velocity ($CFL = 0.7$ for this study), leading to a relatively high computational cost. The unresolved Sub-Grid Scale (SGS) stress tensor is modeled using the Bousinesq assumption (Pope, 2000) and the SGS viscosity μ_{SGS} is computed with the Wall Adapting Local Eddy-viscosity (WALE) model (Nicoud et Ducros, 1999) that is well suited for wall-resolved LES as it recovers the proper y^3 near-wall scaling of the eddy viscosity (Chapman et Kuhn, 1986) contrarily to the more conventional Smagorinsky model (Smagorinsky, 1963). The SGS heat flux vector is modeled using the classical gradient-diffusion hypothesis (Pope, 2000) that relates the SGS heat flux to the filtered temperature gradient using a SGS thermal conductivity λ_{SGS} . This approach postulates a direct analogy between the momentum and heat transfer through the SGS turbulent Prandtl number $Pr_{SGS} = \mu_{SGS} C_p / \lambda_{SGS}$ here fixed at $Pr_{SGS} = 0.5$ where C_p is the specific heat capacity at constant pressure.

5.3.2 Boundary conditions

The different boundaries identified in Fig. 5.2b are detailed hereinafter. A mean velocity profile is weakly imposed at the inlet of the pipe associated with a uniform temperature $T_\infty = 300\text{K}$ using the Navier-Stokes Characteristic Boundary Condition (NSCBC) formalism (Poinsot et Lele, 1992). Note that the jet temperature equals the ambient temperature. The experiment does not report any measurements in terms of velocity profile at the nozzle exit. Therefore, the axial velocity, i.e. velocity along the y direction, is prescribed using the classical empirical power law profile for fully developed turbulent pipe flows (Schlichting, 1979) given in Eq. (5.1), while the other components are set to zero,

$$\frac{U(r)}{U_{ce}} = \left(1 - \frac{2r}{D}\right)^{1/7.23}, \quad (5.1)$$

where U_{ce} is the centerline velocity and $r = \sqrt{x^2 + z^2}$ represents the radial distance to the jet axis. It is known that, for turbulent pipe flows, the ratio of the bulk velocity to the centerline velocity U_b/U_{ce} depends on the Reynolds number (Schlichting, 1979). Therefore, the exponent 1/7.23 is determined from Eq. (5.2) following the expression of Cooper *et al.* (1993) to reach the correct ratio,

$$\frac{U_b}{U_{ce}} = 0.811 + 0.038(\log(Re) - 4). \quad (5.2)$$

To mimic the turbulent flow developing in the nozzle, isotropic velocity fluctuations are injected at the inlet using a Passot-Pouquet spectrum and following a non reflecting formalism to avoid numerical noise (Guézennec et Poinso, 2009). The most energetic length scale that defines the peak in the spectrum is set to $D/3$ and the amplitude of the injected velocity fluctuations is set to $0.05U_b$. Note that the same setup is used at the inlet of the flat plate simulation.

At the outlets, the static pressure is relaxed towards a mean reference pressure $P_\infty = 101325$ Pa using the NSCBC formalism accounting for the transverse terms (Granet *et al.*, 2010). The nozzle wall is adiabatic with a no-slip condition imposed. The plate is treated as an isothermal no-slip wall with $T_w = 330K$. As a hybrid strategy is chosen for the mesh generation, i.e. prisms at the wall and tetrahedral elements inside the domain, the upper wall was necessary to avoid the generation of pyramidal elements due to the degeneration of the prism layers. This upper wall (see Fig. 5.2) is treated as an adiabatic slip wall.

5.4 Impact of the beveled nozzle for the flat plate

Jet flows are known to be sensitive to injection conditions. A large domain has to be used for the concave setup and the nozzle is beveled to keep the injection pipe present for the flat plate LES. This beveled nozzle is different from the one used for the flat plate configuration. Hence, this section intends to show that the alteration of the nozzle does not modify significantly the heat transfer results for the reference flat case. A new configuration with a beveled injection, referred as injection 2, is simulated using LES for the flat plate case. The same numerical setup and the same spatial resolution, as described in Aillaud *et al.* (2016), is used. The geometry used for the LES with injection 2 is shown in Fig. 5.3. The results are compared to the original LES, referred as injection 1, presented in Fig. 5.1. An overview of major modifications can be evidenced by looking at the wall heat transfer results. Indeed for impinging jet similar to the one studied here, the heat transfer results are known to be sensitive to the mean flow and the jet dynamics (Viskanta, 1993; Jambunathan *et al.*, 1992). Hence, only the heat transfer results are compared in terms of Nusselt number defined as

$$Nu(r) = q_w(s)D/(\lambda_f(T_w - T_\infty)), \quad (5.3)$$

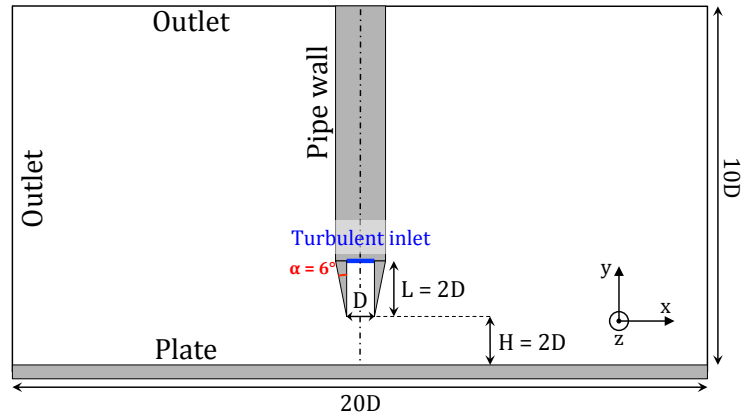


FIGURE 5.3: Schematic view of the beveled injection, referred as injection 2, used for the new flat plate LES.

where $q_w(s)$ is the temporally and azimuthally averaged wall heat flux and λ_f is the thermal conductivity of air at T_w . Due to strong similarities in terms of mean flow field and jet dynamics between injections 1 and 2, a good agreement is found for the radial evolution of the Nusselt number in Fig. 5.4. In addition, a thorough comparison, not shown here, shows no alteration of the mean flow field and the jet dynamics.

The use of a beveled nozzle is therefore not the primary parameter affecting the jet behavior and the heat transfer at the wall. Hence, injection 1 used for the reference flat plate case (see Fig. 5.1) in Aillaud *et al.* (2016) can be used for the comparisons to study the effect of the concave curvature on the flow dynamics and the the wall heat transfer.

5.5 Validation for the concave plate : comparisons with the available experimental data and evaluation of numerical uncertainties

In addition to the classical LES problem of defining boundary conditions that match an experimental facility, assuming that all information is known (Sagaut, 1998; Bovo and Davidson, 2015), LES is subject to several uncertainties. For instance, grid resolution is one degree of freedom that can have a strong influence on the numerical predictions. As part of the validation process, two spatial resolutions, whose properties are presented in Sec. 5.5.1, are used in Sec. 5.5.2 to assess the uncertainty linked to the grid. Whenever possible, the results are compared to the available experimental data published in the literature.

In Secs. 5.5 and 5.6, the total physical time used to construct the statistics

5.5. Validation for the concave plate : comparisons with the available experimental data and evaluation of numerical uncertainties

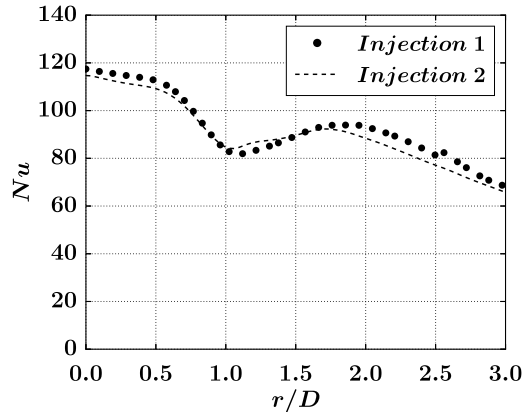


FIGURE 5.4: Nusselt number Nu as a function of the distance to the stagnation point r/D for the flat plate for the original, i.e. injection 1 (Fig. 5.1), and the beveled, i.e. injection 2 (Fig. 5.3), nozzles. (\bullet) : Injection 1 and ($---$) : Injection 2.

represents about 20 cycles, if not specified otherwise, where the cycle period is evaluated from the frequency f corresponding to the impinging frequency of the main large scale structures in the simulation ($St_D = fD/U_b \approx 0.78$ based on pressure and wall heat flux signal analysis). The temporal averaging procedure starts when the flow becomes statistically stationary. Note also that to increase the convergence of the statistics, quantities of interest are averaged in the homogeneous azimuthal direction, whenever possible, after temporal averaging.

5.5.1 Grids properties

One of the main source of uncertainty in LES is linked to the grid resolution and *a priori* meshing criteria for impinging jet flows are not currently available. Three important regions known as the free jet, the wall jet and the near wall require particular attention for the grid generation. The unique explicit mesh criterion is given by the wall-resolved target. This requires to put the first off-wall point inside the viscous-sublayer at $n^+ = u_\tau n/\nu < 3-5$ where u_τ is the friction velocity and n is the normal distance between the wall and the first off-wall point. A hybrid meshing strategy is chosen for this study with tetrahedral elements inside the volume and ten prism layers at the wall. All prisms have the same height. The aspect ratio, defined as the ratio of the surface triangle characteristic edge length Δl to the prism height, is set to 5. As a starting point for the mesh generation, the grid resolution is kept identical to the finest mesh used for the validated LES of the reference flat plate case (Aillaud *et al.*, 2016). As this study compares two impinging jet simulations, this choice prevents an alteration of the initial instability of the jet caused by a modification of the spatial resolution. Moreover, this grid resolution was found to produce predictions in agreement with the available experimental results for the

TABLE 5.1: Computational grid properties for the two different spatial resolutions $M1$ and $M2$.

	M1	M2
Number of grid cells (millions)	94	124
Number of prisms (% of the total number of cells)	21%	25%
Free jet region ($\Delta l/D$ [-])	2.0×10^{-2}	2.0×10^{-2}
Prism height ($\Delta n/D$ [-])	2.1×10^{-3}	1.3×10^{-3}
Minimum number of points in the inner layer of the wall jet	5	10
n^+ [-]	1.5 – 4	1 – 2.5
$r^+ \approx r\theta^+$ [-]	7.5 – 20	5 – 12.5
dt [μs]	0.12	0.06
CPU time for 1 cycle [hours]	1300	3900
OCCIGEN BULL cluster (CINES)		

well documented flat plate setup. In the following, this first mesh is referred as $M1$. *A posteriori* evaluation shows that there are 5 points in the inner layer of the wall jet for $s/D < 0.5$. This region corresponds to the finest inner layer thickness of the wall jet that is nearly constant as for steady stagnation plane flows (Schlichting, 1979). Further downstream, the wall jet thickens and there are approximately 10 points in the inner layer at $s/D = 1.0$.

The mesh $M1$ was originally designed for the flat plate but the concave plate introduces additional mechanisms near the wall linked to inertial forces. Therefore, to ensure that the physics induced by the curvature is not altered by the grid resolution, a second mesh referred as $M2$, is generated. The spatial resolution in the free jet region remains unchanged to avoid modifications of the initial instability of the jet from grid resolution changes. However, at the wall a finer spatial resolution is used. The height of the first prism layer is reduced leading to approximately 10 points in the inner layer of the wall jet for $s/D < 0.5$ and 15 points at $s/D = 1$. The grid properties are summarized in Table 5.1. The normalized wall distance n^+ values for the first off-wall points are presented in Fig. 5.5 for the two grid resolutions. For both grids, the first-off wall points are located in the viscous sub-layer, i.e. $n^+ < 5$. For $M2$ the prism height is reduced leading to a decrease of the normalized wall distance n^+ . For these spatial resolutions, the ratio of the n^+ values is similar to the ratio of the prisms height for $M1$ and $M2$ meaning that the first off-wall points are in the viscous sub-layer, i.e. linear region.

5.5. Validation for the concave plate : comparisons with the available experimental data and evaluation of numerical uncertainties

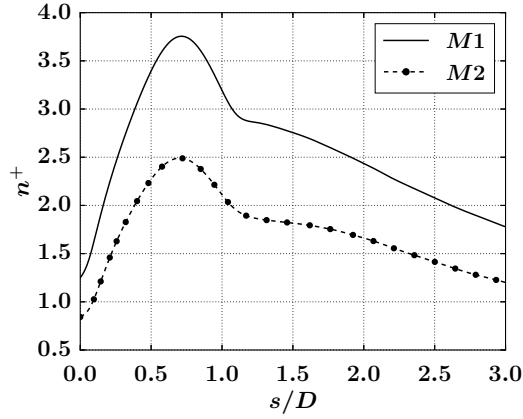


FIGURE 5.5: Normalized wall distance n^+ on the plate as a function of the curvilinear distance to the jet axis s/D for grids (—) : M1 and (- ● -) : M2. See Table 5.1 for grids properties.

5.5.2 Validation and numerical uncertainties

The results obtained with both grids $M1$ and $M2$ are presented in Sec. 5.5.2. As the resolution is modified only in the near wall region, the comparison between both meshes focuses on the wall jet and the wall quantities respectively in Secs. 5.5.2.1 and 5.5.2.2. Comparisons with the experimental data of Lee *et al.* (1999) are provided for the wall quantities in Sec. 5.5.2.2.

5.5.2.1 Wall jet

Lee *et al.* (1999) did not report a characterization of the flow field and there is no other study dealing with this configuration. Hence, the only possibility for the wall jet is to do a relative comparison between the two meshes. The mean wall jet is compared for both grids in Fig. 5.6 showing the mean polar velocity profiles at different curvilinear abscissa. The polar velocity is defined as $U_\varphi = \mathbf{U} \cdot \mathbf{e}_\varphi$ where \mathbf{U} is the velocity vector in the cartesian coordinate system and \mathbf{e}_φ is defined in Fig. 5.2a. The refinement in the near wall region for $M2$ does not impact significantly the development of the mean wall jet. The maximum polar velocity is similar and located at the same normal distance from the wall for both grids. The mean normal velocity profiles at $s/D = 0.5$ and 1.0 are presented in Fig. 5.7. The normal velocity is defined as $U_n = \mathbf{U} \cdot \mathbf{e}_n$ where \mathbf{e}_n is the normal unit vector defined in Fig. 5.2a. The mean normal velocity shows very little sensitivity to the grid resolution. The biggest differences appear at $s/D = 1.0$ where the magnitude of the normal velocity is of the order of few percent of the bulk velocity.

The root-mean square (RMS) of the velocity fluctuations at $s/D = 0.5$ and $s/D = 1.0$ are also presented in Figs. 5.8 and 5.9. The shape of the profiles are similar for both meshes and the use of a finer spatial resolution impacts mainly the

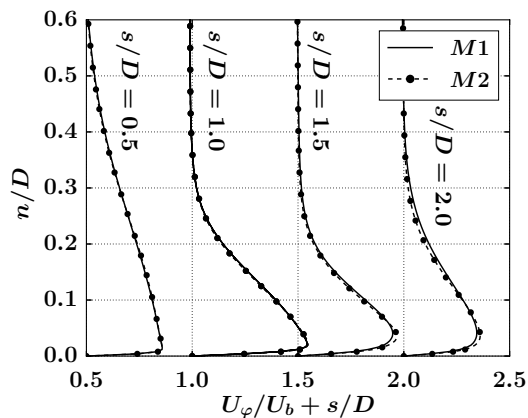


FIGURE 5.6: Mean polar velocity U_φ/U_b as a function of the normal distance to the wall n/D at the curvilinear positions $s/D = 0.5, 1.0, 1.5$ and 2.0 . (—) : M1 and (- -●- -) : M2. See Table 5.1 for grids properties.

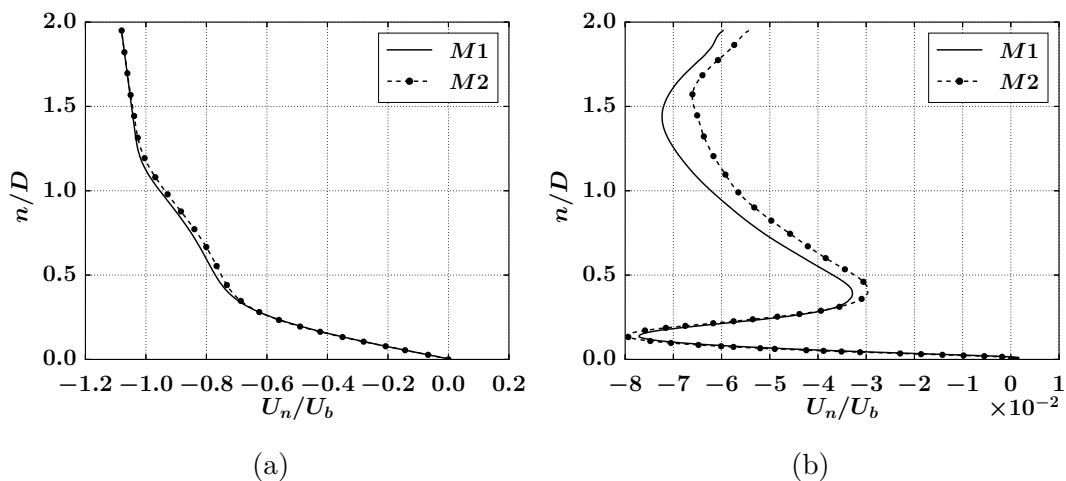


FIGURE 5.7: Mean normal velocity U_n/U_b as a function of the normal distance to the wall n/D at the curvilinear position $s/D = 0.5$ (a) and $s/D = 1.0$ (b). (—) : M1 and (- -●- -) : M2. See Table 5.1 for grids properties.

5.5. Validation for the concave plate : comparisons with the available experimental data and evaluation of numerical uncertainties

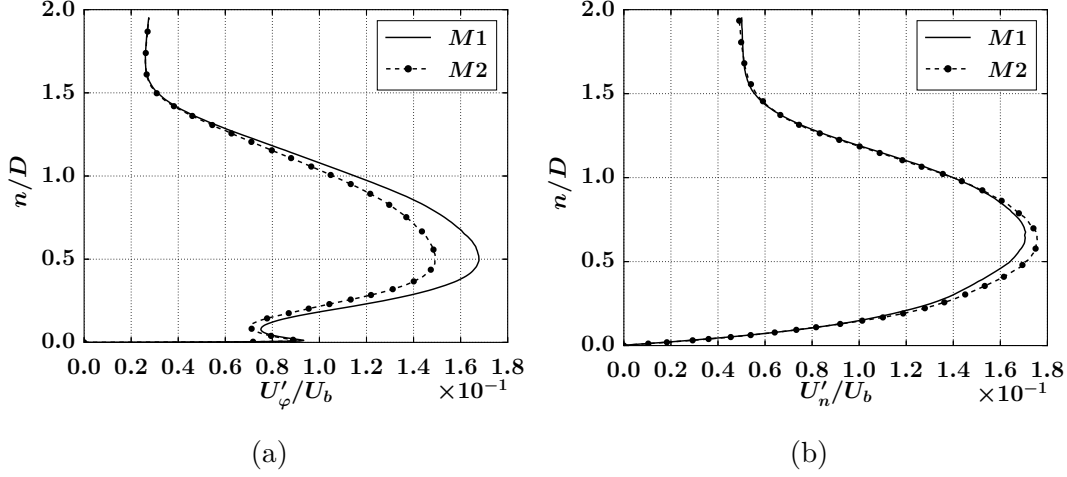


FIGURE 5.8: Root mean square of the polar velocity fluctuations U'_φ/U_b (a) and normal velocity fluctuations U'_n/U_b (b) as a function of the normal distance to the wall n/D at the radial position $s/D = 0.5$. (—) : M1 and (- -●- -) : M2. See Table 5.1 for grids properties.

levels of these fluctuations. The biggest difference is observed of U'_n at $s/D = 1.0$ in Fig. 5.9. The peak amplitude predicted by M2 is 3% lower than the M1 result.

5.5.2.2 Wall quantities

In terms of wall quantities, Lee *et al.* (1999) provided the wall pressure coefficient distribution defined in Eq.(5.4),

$$C_p = \frac{P_w(s) - P_\infty}{0.5\rho_\infty U_{ce}^2}, \quad (5.4)$$

where $P_w(s)$ is the local static pressure on the concave plate, P_∞ is the ambient pressure, ρ_∞ is the fluid density at ambient conditions and U_{ce} is the mean centerline velocity at the nozzle exit. They have also provided the Nusselt number distribution along the curvilinear abscissa.

Comparisons for the mean wall pressure coefficient are shown in Fig. 5.10. The total pressure is conserved between the nozzle exit and the plate and since the compressibility effects are limited ($Ma = 0.15$), the wall pressure coefficient equals one at the stagnation point. The length of the stagnation region linked to the favorable pressure gradient in the positive s/D direction is well recovered by both M1 and M2. The intensity of the favorable pressure gradient, given by the slope of C_p , is also in agreement with the experimental results for both grids.

Finally, the Nusselt number distribution is shown in Fig. ???. First, one can note a relatively small dependency of the Nusselt number on the grid resolution

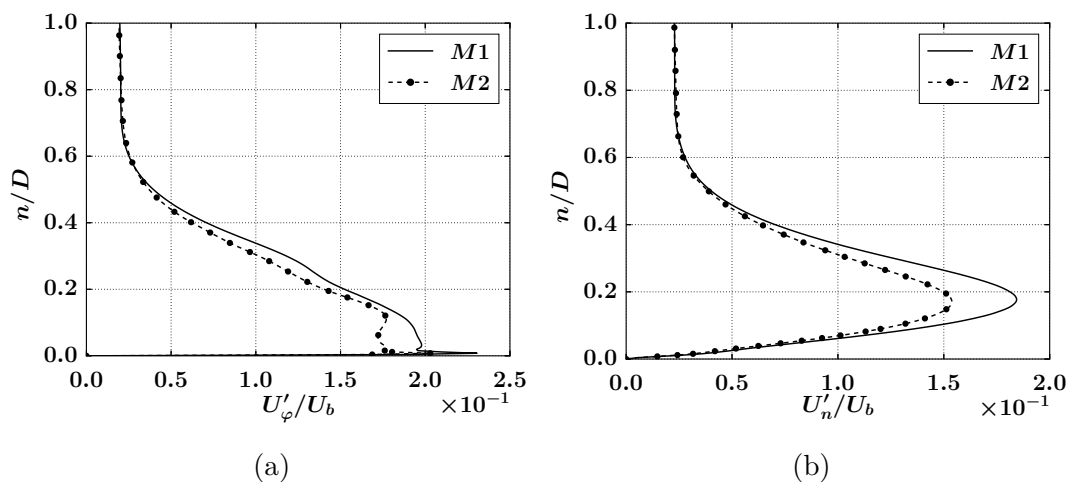


FIGURE 5.9: Root mean square of the polar velocity fluctuations U'_ϕ/U_b (a) and normal velocity fluctuations U'_n/U_b (b) as a function of the normal distance to the wall n/D at the radial position $s/D = 1.0$. (—) : M1 and (- -● -) : M2. See Table 5.1 for grids properties.

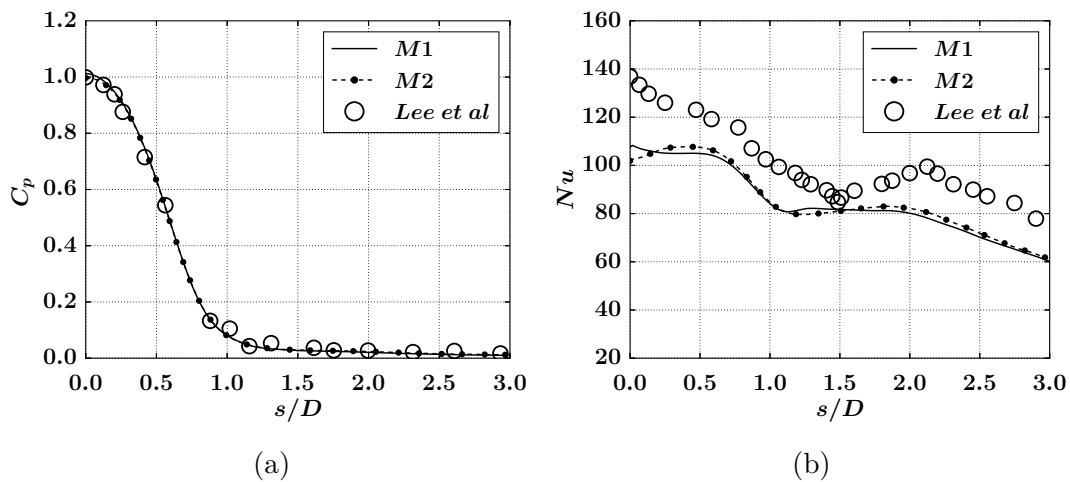


FIGURE 5.10: Mean wall pressure coefficient C_p (a) and Nusselt number Nu (b) as a function of the curvilinear distance s/D . (○) : Experimental data (Lee et al., 1999), (—) : M1 and (- -● -) : M2. See Table 5.1 for grids properties.

used for this study. The noticeable difference is located at the stagnation point where for $M2$, the Nusselt number is slightly lower than for $M1$. This leads to a relative difference of 5% if $M2$ is taken as the reference. However, for both meshes, the Nusselt number distribution does not exhibit a significant secondary peak as reported in the experiment. Rather, a plateau is seen similarly to previously reported experimental results of such a problem but for a cylindrical plate (Fenot *et al.*, 2008). One can note that $M2$ exhibits a slight inflection of the Nusselt number curve at $s/D \approx 1.25$ but the slope remains relatively small.

An accurate validation process for a simulation requires comprehensive experimental databases characterizing the flow dynamics as well as the heat transfer. This applies especially for impinging jet flows, when one wants to validate a simulation or compare experimental results, as it is known that the wall heat transfer is driven by the jet unsteadiness (Hadžiabdić *et Hanjalić*, 2008; Dairay *et al.*, 2015; Aillaud *et al.*, 2016). Such experimental databases are not currently available for jet impinging on curved plates.

Nevertheless it was possible to assess the impact of the grid resolution that is a major source of uncertainty for LES. It was demonstrated that the grid resolution $M1$ coming from a validated LES for a jet impinging on a flat plate (Aillaud *et al.*, 2016), is sufficient to consider that the statistics are converged in terms of spatial resolution. Discrepancies are observed between the current LES results and the available experimental results for the Nusselt number (Lee *et al.*, 1999). One can note that there is only one experimental study (Lee *et al.*, 1999) in the literature dealing with this flow configuration. It is rather limited considering the variability of the results found in the published data for the flat plate at similar operating conditions (Jambunathan *et al.*, 1992). Therefore, without information about the dynamics of the jet studied experimentally, discrepancies with the available experimental data, in terms of Nusselt number, are thought to be acceptable. In addition, it is worth recalling that the main objective here is a comparison with the flat plate simulation (Aillaud *et al.*, 2016) using the same method, the same grid resolution, for which all information is known and a deeper validation was possible.

Knowing that, this unsteady LES database can be confidently used to characterize the surface curvature effect on the heat transfer at the wall. For all the following, the LES prediction obtained with $M1$ is used as it has been shown that this spatial resolution is adequate to consider.

5.6 Characterization of the curvature effect

In an attempt to characterize the curvature effect, this section presents a detailed comparison between the jet impinging on the flat plate and on the concave plate. It is organized as follows. The main statistics in the free jet and wall jet are first analyzed in Sec. 5.6.1. The flow organization is described and compared for both cases in Sec. 5.6.2. Then, a link is established between the highlighted flow features and the

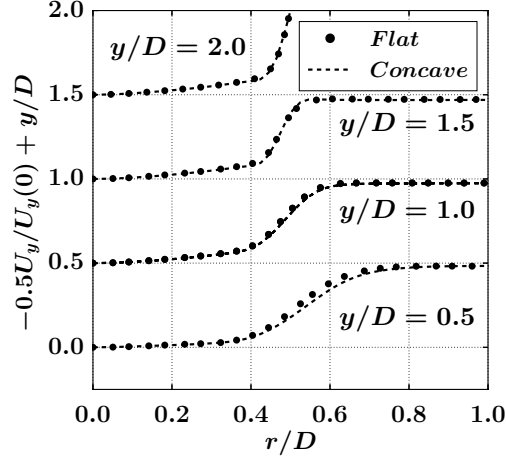


FIGURE 5.11: Mean y -component of the velocity vector $U_y/U_y(0)$, where $U_y(0)$ is the velocity on the jet axis, as a function of the axial position y/D . The profiles are located from top to bottom at $y/D = 2.0, 1.5, 1.0$ and 0.5 . (\bullet) : Flat plate and ($--$) : Concave plate.

heat transfer at the wall in Sec. 5.6.3. Finally, the wall heat transfer is characterized in terms of statistical behavior by looking at probability density functions, low order and high order statistics such as the skewness in Sec. 5.6.4.

5.6.1 Main statistics

The mean development of the free jet is presented for both the flat and concave cases in Fig. 5.11 showing the profiles of the mean axial velocity U_y at different axial locations. These profiles show that the mean free jet behaves similarly for both configurations. For the concave case, the shear layer thickens in the same way as for the flat plate. It seems, therefore, that the mean free jet is not disturbed by the recirculating flow coming from the wall jet exiting the plate. The fluctuating component of the flow is presented in Fig. 5.12 showing the root-mean-square (RMS) of the axial velocity fluctuations. There is no significant alteration of the fluctuating field due to the concave curvature. These comparisons highlight that the concave curvature does not modify significantly the first and second order statistics in the free jet region.

When approaching the plate, the flow is deflected and a wall jet develops along the plate. The wall jet development is compared qualitatively for both cases in Fig. 5.13a. For this comparison, the concave plate is flattened. Note that for the flat plate, r/D is replaced by s/D as it represents the same information, i.e. the distance from the jet axis along the wall. In the flattened frame, the polar velocity U_φ is equivalent to the radial velocity U_r used for the flat plate. Qualitatively, the wall jet develops similarly for both flat and concave plates with first an acceleration

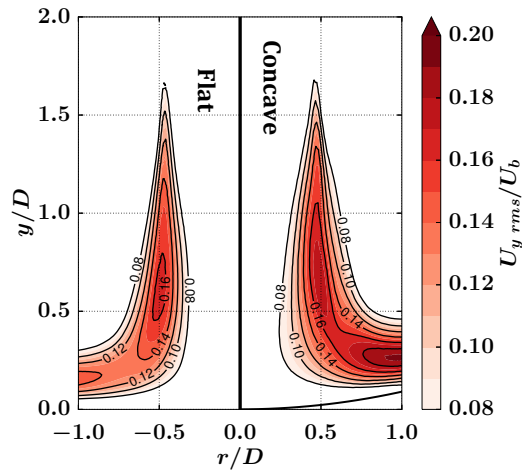


FIGURE 5.12: Filled contours of the RMS of the axial velocity fluctuations $U_{y \text{ rms}}/U_b$ in the $(y/D, r/D)$ plane. Negative r/D values correspond to the flat plate geometry while positive r/D values correspond to the concave plate.

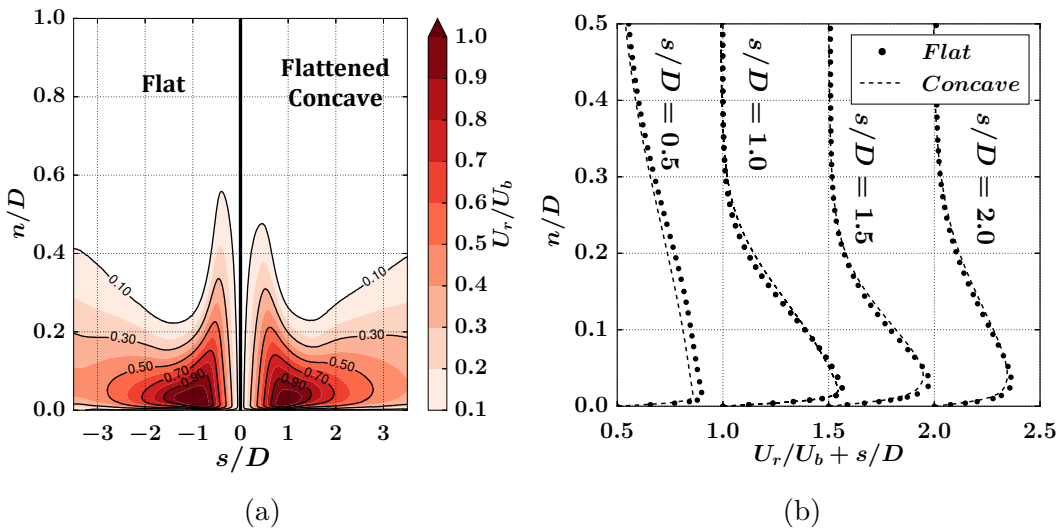


FIGURE 5.13: (Color online) Mean radial velocity U_r/U_b in the $(n/D, s/D)$ plane (a). Negative s/D values correspond to the flat plate geometry while positive s/D values correspond to the flattened concave plate. Mean radial velocity profile extracted at $s/D = 0.5, 1.0, 1.5$ and 2.0 (b). (•) : Flat plate and (—) : Concave plate.

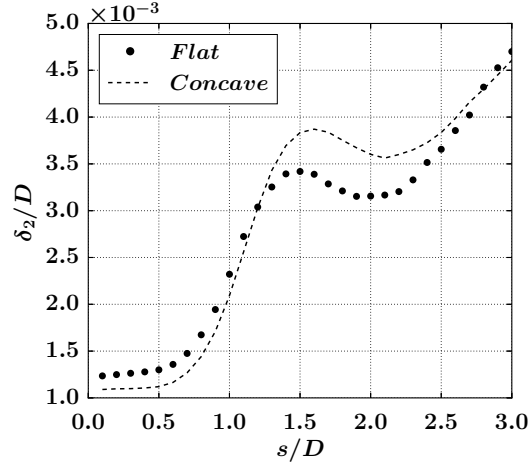


FIGURE 5.14: Momentum thickness δ_2/D , defined in Eq. (5.5), as a function of the distance from the jet axis s/D . (●) : Flat plate and (—) : Concave plate.

due to the presence of the stagnation region where a favorable streamwise pressure gradient exists. The maximal radial velocity in the wall jet is reached at $s/D \approx 1$ and is of the order of U_b . Then, due to the radial expansion and the mass conservation, the wall jet decelerates. This deceleration is located at a similar radial position for both cases. The mean radial velocity profiles, shown in Fig. 5.13b, confirms again that the mean flow field is not significantly impacted by the concave curvature of the plate.

To go further in the characterization of the wall jet, the development of the inner layer is compared for both flat and concave plates. The inner layer is defined as the layer going from the wall to the maximum velocity. Its development can be characterized by looking at integral quantities such as the momentum thickness whose definition is adapted to the wall jet flow in Eq. (5.5),

$$\delta_2(s) = \int_0^{n_{max}(s)} \frac{U_r(n)}{U_{max}(s)} \left(1 - \frac{U_r(n)}{U_{max}(s)}\right) dn, \quad (5.5)$$

where U_{max} is the maximum velocity in the wall jet, at the considered position s/D and n_{max} is the location of U_{max} in the direction normal to the plate. The evolution of the momentum thickness δ_2/D along the plate is presented in Fig. 5.14. Again the development on the concave plate is analogous to the development of the wall jet for the flat plate. For $s/D < 0.5$, the inner layer starts to evolve under the influence of the impinging flow and the momentum thickness is quasi-constant. Then the wall jet thickens with nearly the same slope for both plates. At $s/D \approx 1.5$, the development is perturbed by the interaction with the coherent structures initiated in the shear layer of the free jet (Popiel et Trass, 1991) and discussed in Sec. 5.6.2.1. This interaction induces the transition to a fully turbulent wall jet that continues its development with a momentum thickness increasing linearly.

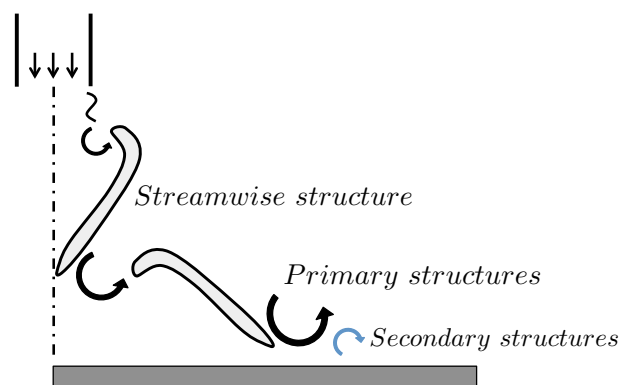


FIGURE 5.15: Illustration of the streamwise oriented structures originating in the shear layer of the free jet region in impinging jet flows.

5.6.2 Large scale organization

5.6.2.1 Instantaneous visualizations

The classical description of the instantaneous large scale organization for impinging jet flows, at Reynolds number close to the present study, involves an initial Kelvin-Helmholtz instability followed by a roll-up of the shear layer into vortical structures with a strong azimuthal coherence (Popiel et Trass, 1991). These structures are commonly referred to as primary structures. Secondary structures originate from the unsteady boundary layer separation caused by the unsteady adverse pressure gradient coming from the interaction between the primary structures and the wall (Didden et Ho, 1985). Another important coherent structure developing in a jet is a streamwise oriented vortex emerging between the primary structures (Liepmann et Gharib, 1992; Dazin et al., 2006; Bergdorf et al., 2007; Örlü et Alfredsson, 2011; Lynch et Thurow, 2012) due to azimuthal instabilities and vortex stretching (Hussain, 1986) (see Fig. 5.15). These longitudinal vortices were called “ribs” by Hussain (1986) and have also been observed for a plane shear layer (Bernal et Roshko, 1986). Unlike the primary and secondary vortices, they are not coherent in the azimuthal direction but exhibit a spatial periodicity. These streamwise structures play an important role in the transition process of a free jet as they increase the three-dimensionality of the flow. Their principal characteristic, which makes them easy to distinguish, is that they are tilted as shown in Fig. 5.15. These structures are often overlooked in the existing literature about impinging jets for which the focus is more on the azimuthally coherent vortices.

A 3D visualization of the different coherent structures is proposed for the free jet and the wall jet regions respectively in Figs. 5.16 and 5.17. The rotational structures are visualized using a positive iso-surface of Q -criterion (Jeong et Hussain, 1995) that compares the Euclidean norm of the anti-symmetric part of the velocity gradient tensor, i.e. *rate-of-rotation tensor*, to the Euclidean norm of the symme-

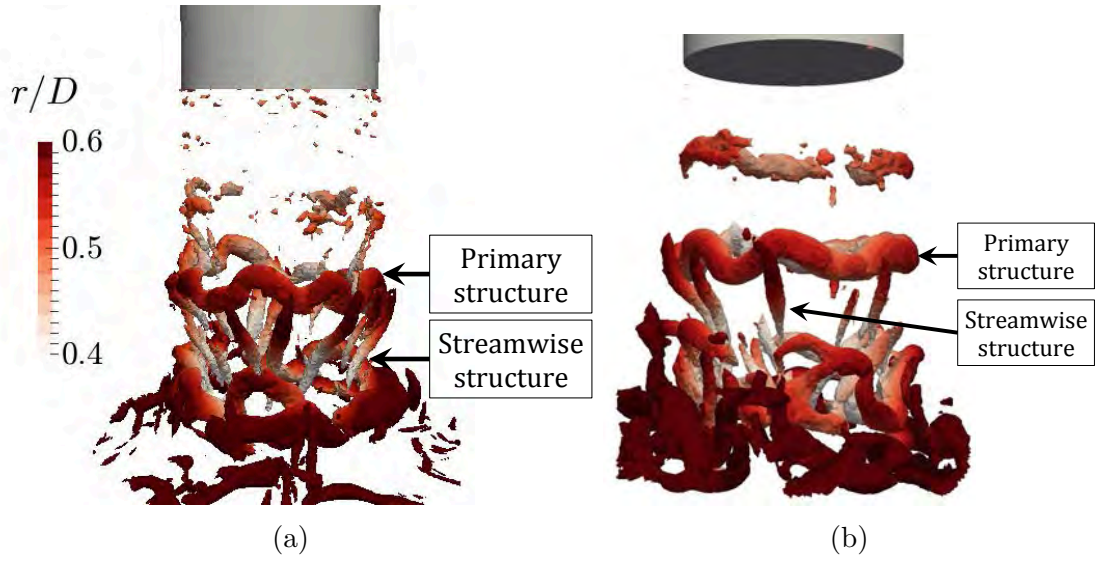


FIGURE 5.16: (Color online) Iso-surface of Q-criterion, $Q = 28U_b^2/D^2$ in the free jet region, colored by the radial distance to the jet axis r/D for the flat plate (a) and the concave plate (b).

tric part of the velocity gradient tensor, i.e. *rate-of-strain tensor*. First, the primary structures are identified on Fig. 5.16 in the form of azimuthally coherent iso-surfaces. One can note that in both cases, the primary structure is subject to an azimuthal distortion as shown by the wavy iso-surfaces. This instability has been studied previously for vortex ring by [Widnall et Sullivan \(1973\)](#) and the number of waves has been shown to depend among others on the Reynolds number ([Saffman, 1978](#)). It is this specific azimuthal instability that generates the streamwise vortices ([Jimenez, 1983](#)) that can be observed between the primary structures in Fig. 5.16. They are recognizable by their characteristic tilt towards the jet core. Note that the number of streamwise vortices depends also on the Reynolds number. After being convected by the free jet flow, these structures impinge the wall and are deflected in the radial direction. Most of the time, they are able to resist to the impingement process and they are found again in the wall jet region as shown in Fig. 5.17. Again, the primary and streamwise structures are clearly seen for both flat and concave plates.

These flow visualizations give insight into the instantaneous organization of the flow field that seems *a priori* similar for both configurations. To go further in the characterization of the unsteadiness present in both jets, a modal analysis is proposed in Sec.5.6.2.2.

5.6.2.2 Modal analysis

Based on the previous instantaneous visualizations, the spectral content of the two flow configurations is investigated. Taking advantage of the spatial and temporal information provided by the LES, the dynamic mode decomposition (DMD)

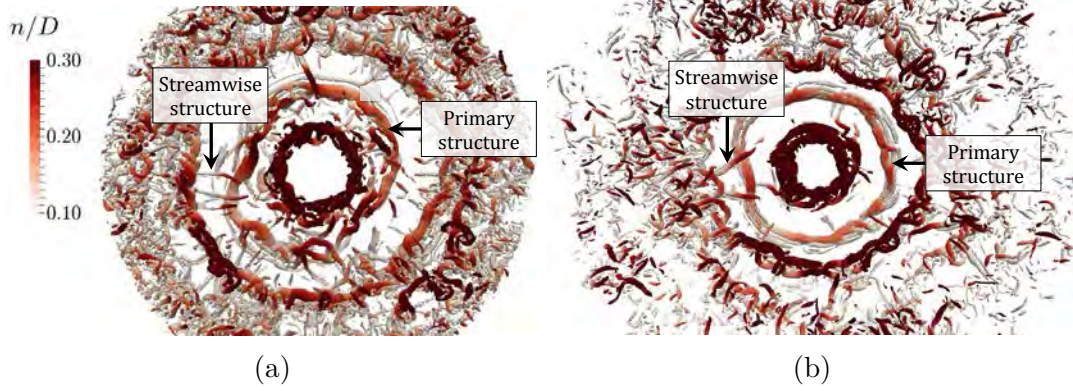


FIGURE 5.17: (Color online) Top view of iso-surface of Q -criterion, $Q = 28U_b^2/D^2$ in the wall jet region, colored by the normal distance to the wall n/D for the flat plate (a) and the concave plate (b).

(Schmid, 2010) is used to get additional knowledge about the flow organization. The fundamental idea of DMD is to assume that a linear relation exists between successive snapshots throughout the sampling period. DMD, working with time-evolving spatial fields, is chosen because it enforces orthogonality in time giving spatial structures that are single-frequential as desired here. Compared to the classical FFT where the frequencies are known *a priori*, based on the frequency resolution, the DMD frequencies are obtained through a least square method. The DMD has the following advantages compared to the FFT : less spectral leakage, works with short signals and takes advantages of the large amount of spatial information.

To perform the DMD analysis, $2D$ cuts are considered in the $(y/D, r/D)$ plane. The whole snapshot sequence represents approximately 10 cycles where one cycle is based on $St_D = 0.78$. The sampling rate is chosen to have approximately 15 snapshots per cycle for both flow configurations leading to a cut-off frequency of $St_D = 6$. These analyses concern the azimuthally coherent structures, i.e. primary and secondary vortices. The DMD is performed on the pressure signal. Indeed, it is a good indicator of the presence of a coherent structure in this case due to the local pressure minimum caused by their rotational motion.

The identification of the dynamically important modes is based on the analysis of the amplitude spectra yield by the DMD and shown in Fig. 5.18. This spectrum represents the area weighted average amplitude of each mode identified by the DMD algorithm. The DMD highlights the presence of two dominant modes. The first one, referred as mode 1, is a high frequency mode identified at $St_D = 1.58$. It is probably related to the initial shear layer instability. The second one, referred as mode 2, corresponds to $St_D = 0.78$ that is half the frequency of mode 1. Mode 2 is likely to be linked to the coherent structures resulting from pairing of the initial vortices generated by the roll-up of the shear layer. Therefore, these spectra seem to indicate that there is only one stage of pairing occurring for both flat and concave cases.

The spatial structure of mode 1, believed to be related to the initial instability

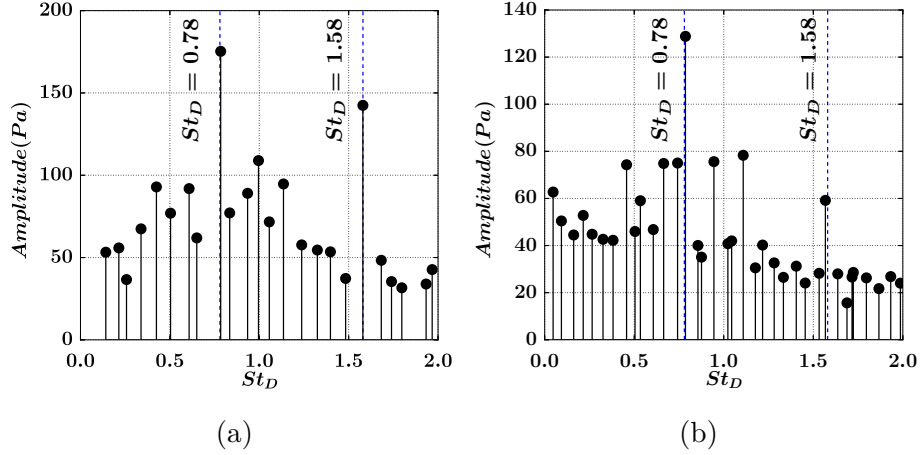


FIGURE 5.18: DMD amplitude spectra showing the area weighted average amplitude of the pressure fluctuation in the $(y/D, z/D)$ plane as a function of the Strouhal number St_D for the flat (a) and the concave (b) plates.

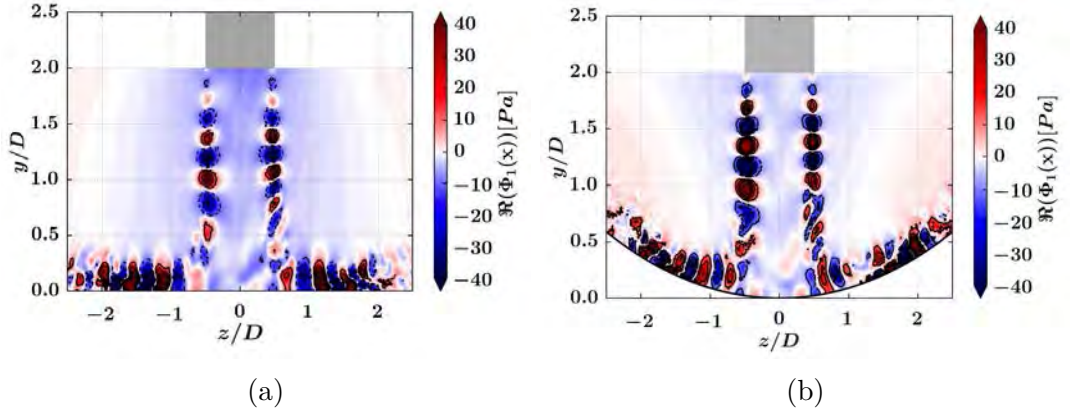


FIGURE 5.19: (Color online) Real part of mode 1 at $St_D = 1.58$ $\Re[\Phi_1(\mathbf{x})]$ in the $(y/D, z/D)$ plane for the flat (a) and concave (b) plates.

of the shear layer, is first analyzed. Figure 5.19 shows the spatial representation of the real part of mode 1 $\Re[\Phi_1(\mathbf{x})]$ for both flat and concave plates. Mode 1 is active for both configurations in the shear layer of the free jet relatively close to the nozzle exit. This confirms that this high frequency activity characterizes the initial instability of the shear layer. The spatial structure of mode 1 is symmetric with respect to the jet axis. It indicates that mode 1 is axi-symmetric, i.e. the primary structures are coherent in the azimuthal direction. One can also note that this mode is a convective one as highlighted by the amplitude variations that are parallel to the main flow direction. The activity linked to mode 1 is also active near the wall but with an amplitude that is relatively small compared to mode 2 (see Fig. 5.20).

Finally, the spatial structure of mode 2 is also investigated in Fig. 5.20. This mode is related to the coherent structures, after one pairing stage, evolving close

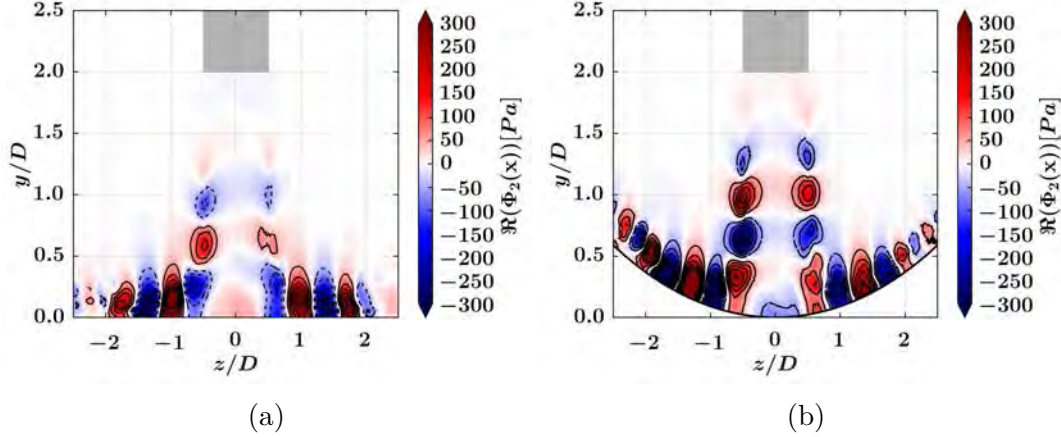


FIGURE 5.20: (Color online) Real part of mode 2 at $St_D = 0.78$ $\Re[\Phi_2(\mathbf{x})]$ in the $(y/D, z/D)$ plane for the flat (a) and concave (b) plates.

to the plate. The amplitude is relatively strong near the wall indicating that it is a major contributor to the near wall activity. Mode 2 is symmetric with respect to the jet axis indicating that the coherent structures related to this mode are also coherent in the azimuthal direction. They are formed near $y/D \approx 1.0$ downstream of the region where the activity of mode 1 is more pronounced.

The investigations of the flow organization show a very similar behavior between the flat and concave plates. The same instantaneous structures are observed in the free jet and wall jet regions. The modal analysis has also shown that the same modes are present in the flow linked to the formation, interactions and convection of the primary structures. In the present study, the concave curvature does not impact significantly the jet dynamics.

5.6.3 Wall imprint of coherent structures

5.6.3.1 Modal analysis

It is known that, at least for the flat plate, a relation exists between the development of the primary structures and the heat transfer at the wall (Dairay *et al.*, 2015; Roux *et al.*, 2014). Mode 2, identified in Sec. 5.6.2.2, seems to drive the near-wall activity for both flat and concave configurations. To look at the wall imprint of the coherent structures, the DMD is also performed on the plates for the pressure signal. The resulting spectra are shown in Fig. 5.21 for both plates. The dominant mode identified on the plates corresponds to mode 2 detected in the flow. This mode corresponds to the radial propagation of pressure fronts as shown in Fig. 5.22. It is directly linked to the passage of the primary and secondary structures. The activity is mainly concentrated in the region $1.1 < s/D < 1.9$ for the flat and concave plates. This region is correlated to the heat transfer enhancement leading to the occurrence

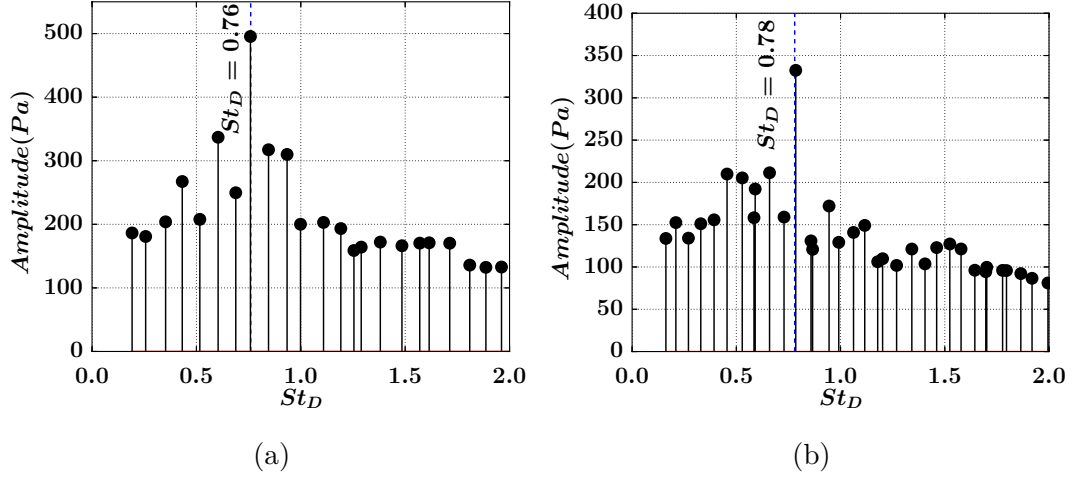


FIGURE 5.21: DMD amplitude spectra showing the area weighted average amplitude of the pressure fluctuation on the plate as a function of the Strouhal number St_D for the flat (a) and the concave (b) plates.

of a secondary maximum in the mean Nusselt number distribution for the flat plate case (Aillaud *et al.*, 2016). Further downstream, for $s/D > 1.9$, mode 2 loses its azimuthal coherence for both flat and concave surfaces. The loss of azimuthal coherence is closely related to the rebound of the primary structures at the end of the transition region (see Aillaud *et al.* (2016)).

5.6.3.2 Unsteady behavior

It is known from the previous study of Didden *et al.* (1985) that the interaction between the primary structures and the wall induces an unsteady adverse pressure gradient. The unsteady behavior at the wall is evidenced in Fig. 5.23 showing the azimuthal average of the curvilinear pressure gradient. For both cases, the wall imprint of the primary structures is clearly seen with the quasi-periodic occurrence of an adverse pressure gradient, i.e. $\partial P/\partial s > 0$. The passage frequency equals approximately $St_D = 0.78$ in agreement with the DMD results. The main effect of this adverse pressure gradient is to perturb intermittently the development of the wall jet and the convection of the cold fronts coming from the stagnation region (see Fig. 5.23). The adverse pressure gradient causes the unsteady separation of the boundary layer which is reflected by the relatively small Nusselt number values $Nu < 80$ in Fig. 5.23a. Then, the separation evolves into a secondary structure that is responsible for the occurrence of relatively high Nusselt number values for the flat plate, $Nu > 100$ at $s/D \approx 1.25$, that do not come from the upstream stagnation region. This scenario observed for the flat plate is found also for the concave plate in Fig. 5.23b. However, one can note that the high Nusselt number events, caused by the secondary structures, have a lower intensity for the concave plate.

As shown in the previous study for the flat case (Aillaud *et al.*, 2016) and in

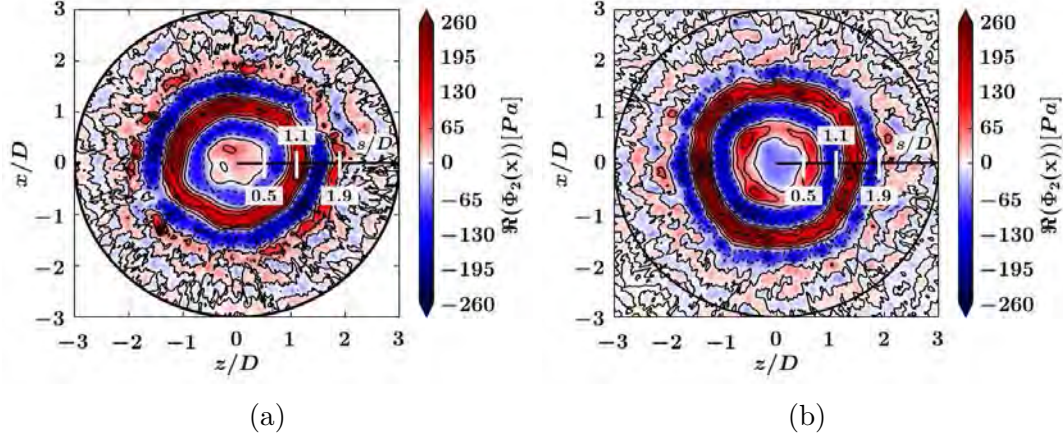


FIGURE 5.22: (Color online) Real part of mode 2 at $St_D \approx 0.78$ $\Re[\Phi_2(\mathbf{x})]$ on the plate for the flat (a) and concave (b) plates.

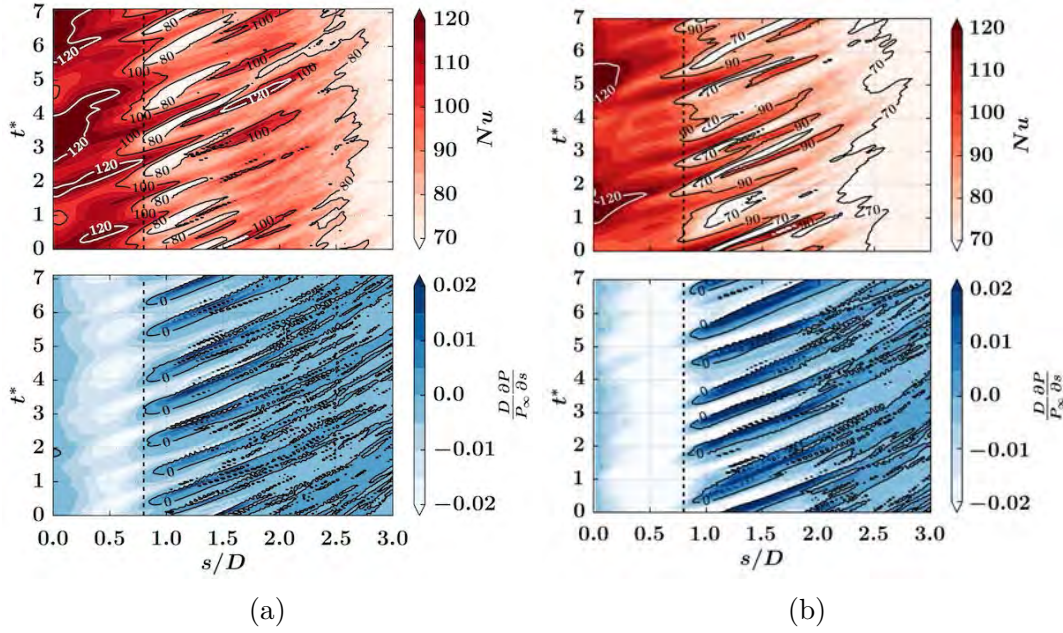


FIGURE 5.23: (Color online) Filled contours of the instantaneous azimuthally averaged Nusselt number Nu (top) and curvilinear pressure gradient $\partial P/\partial s$ (bottom) in the $(t^*, s/D)$ plane for the flat (a) and concave (b) plates. The dashed lines locate $s/D = 0.8$. t^* is the non-dimensional time expressed as $t^* = tS_t U_b/D$ where $S_t = 0.78$.

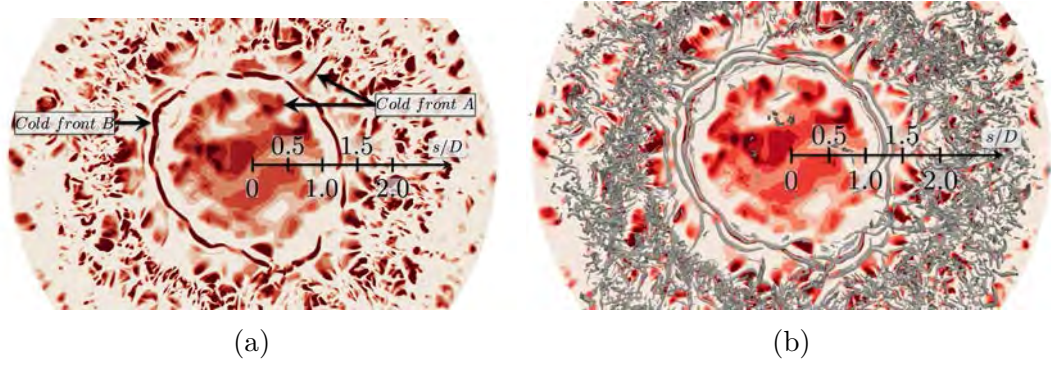


FIGURE 5.24: (Color online) Snapshot of the Nusselt number Nu on the flat plate identifying cold fronts A and B (a) as well as the secondary structures superimposed on cold front B (b). The scale for the Nusselt number goes from $Nu = 70$ (white) to $Nu = 140$ (red/black). The secondary structure is shown with an iso-surface of Q -criterion $Q = 28U_b^2/D^2$ with a threshold applied showing only the part of the iso-surface with a positive azimuthal vorticity.

the spatio-temporal evolution of the Nusselt number in Fig. 5.23, two cold fronts are developing on the plate. These cold fronts are mainly driven by the interaction of the primary structures and the wall. Figure 5.24 shows these fronts along with the secondary structures. Cold front B has a strong azimuthal coherence and was found to be linked to the secondary structures as shown in Fig. 5.24b. The other cold front named cold front A is related to the development of the wall jet that is not perturbed by the primary structures. However, there is an influence of the streamwise structures on cold front A producing locally elongated Nusselt number patterns (see Fig. 5.24a).

Similar mechanisms are observed for the concave plate as shown in Figs. 5.25 and 5.26. It is possible to identify cold fronts A and B. As for the flat plate, cold front B is related to the secondary structure as shown by the superposition of the iso-surface of Q -criterion in Fig. 5.25b. A zoom on the cold front A region for the concave plate, shown in Fig. 5.26 highlights the presence of elongated Nusselt number patterns that are intimately connected to the presence of the streamwise structures originating from the free jet instability. Note that such elongated patterns are also observed and connected to the streamwise structures for the flat plate case (not shown here). That being said, the main point that should be emphasized is the presence of streamwise structures having an impact on the heat transfer at the wall and not related to a Görtler centrifugal instability. All patterns described above are found to be deterministic, i.e. repeatable, as can be seen in movie 1 (flat plate) and movie 2 (concave plate) available as supplementary materials.

To summarize, the only significant difference is found for the intensity of cold front B generated by the secondary structures. It was shown previously that cold front B is caused by a modification of the near-wall mixing (Aillaud *et al.*, 2016). In an attempt to explain the discrepancy between the flat and concave surfaces, the

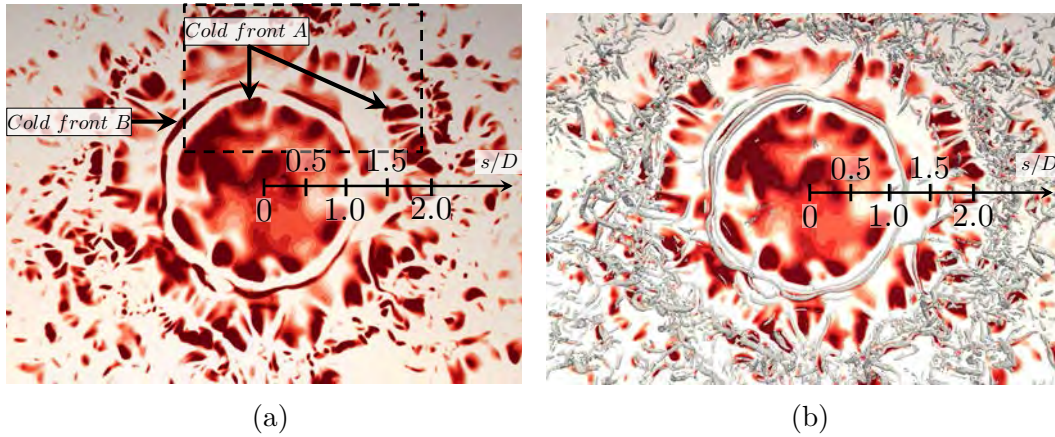


FIGURE 5.25: (Color online) Snapshot of the Nusselt number Nu on the concave plate identifying cold fronts A and B (a) as well as the secondary structures superimposed on cold front B (b). The scale for the Nusselt number goes from $Nu = 70$ (white) to $Nu = 120$ (red/black). The secondary structure is shown with an iso-surface of Q -criterion $Q = 28U_b^2/D^2$ with a threshold applied showing only the part of the iso-surface with a positive azimuthal vorticity.

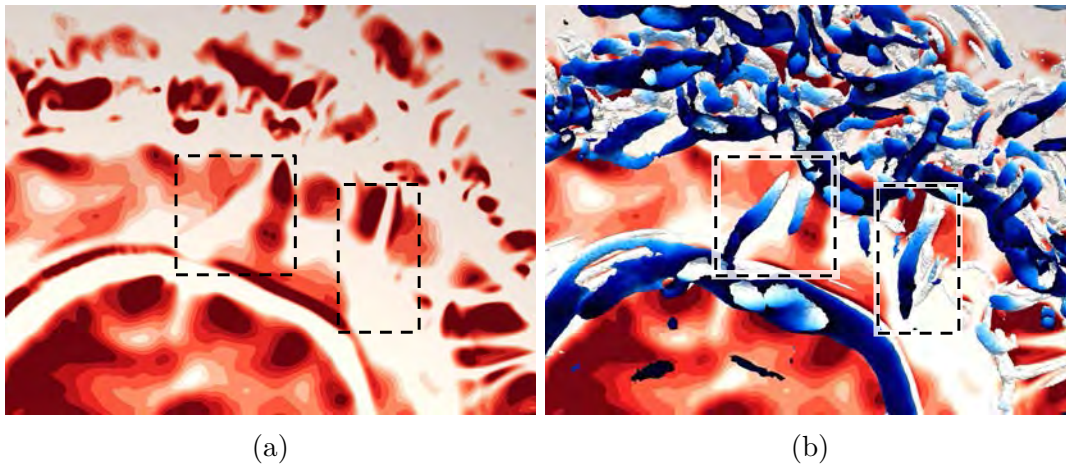


FIGURE 5.26: (Color online) Zoom on cold front A, dotted box in Fig. 5.25a, showing the instantaneous Nusselt number Nu (a) and the streamwise structures colored by the normal distance to the wall n/D (b). The scale for the Nusselt number goes from $Nu = 70$ (white) to $Nu = 120$ (red / black). The scale for the normal distance goes from $n/D = 0.04$ (white) to $n/D = 0.2$ (black). The streamwise structures are shown with an iso-surface of Q -criterion $Q = 28U_b^2/D^2$.

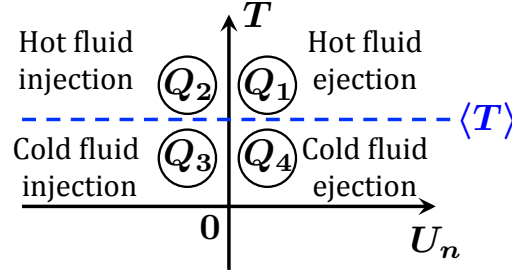


FIGURE 5.27: Representation of the 4 quadrants in the (U_n, T) space. Injection and ejection events are identified respectively by $U_n < 0$ and $U_n > 0$. Hot and cold events are identified respectively by $T > \langle T \rangle$ and $T < \langle T \rangle$, where $\langle T \rangle$ is the time and azimuthal averaged local temperature.

near-wall mixing is investigated in Sec. 5.6.3.3.

5.6.3.3 Near-wall mixing

In the flat plate case, a cold fluid flux towards the wall produced by the secondary structures was evidenced using joint velocity-temperature probability density functions (PDF) (see Aillaud *et al.* (2016)). This was done using a quadrant analysis with numerical probes located on the secondary structures path at $n/D = 0.01$ and at 10 different azimuthal positions. The quadrants are recalled in Fig. 5.27. They allow to make the distinction between cold/hot fluid injection/ejection depending on the sign of the normal velocity component and the value of the temperature compared to the mean temperature. The cold fluid injections generated by the secondary structures are also present for the concave plate. To compare the intensity of these cold injection events for both plates, the conditional PDF of the normal velocity U_n are built retaining only the events in quadrant Q_3 . These conditional PDF are shown in Fig. 5.28. According to the previous analyses and specifically to the spatio-temporal plot in Fig. 5.23, it is known that at $s/D = 1$ the secondary structure has not yet rolled-up. Therefore, at this location the events are mainly concentrated near 0 in the conditional PDF of U_n/U_b . At $s/D = 1.25$, the secondary structures has rolled-up and it is possible to see the occurrence of relatively strong injection events for both flat and concave configurations. These strong events are seen also further downstream as the secondary structures are convected along the plates. The comparison between the flat and concave plates highlights that strongest injection events are present for the flat case in the region where secondary structures are present. Hence, it seems that the concave curvature reduces the intensity of the cold fluid injections generated by the secondary structures. The alteration of the near-wall mixing could be the consequence of the stabilizing normal pressure gradient, in the outer layer of the wall jet (Floryan, 1986), induced by the circular fluid motion on the concave plate.

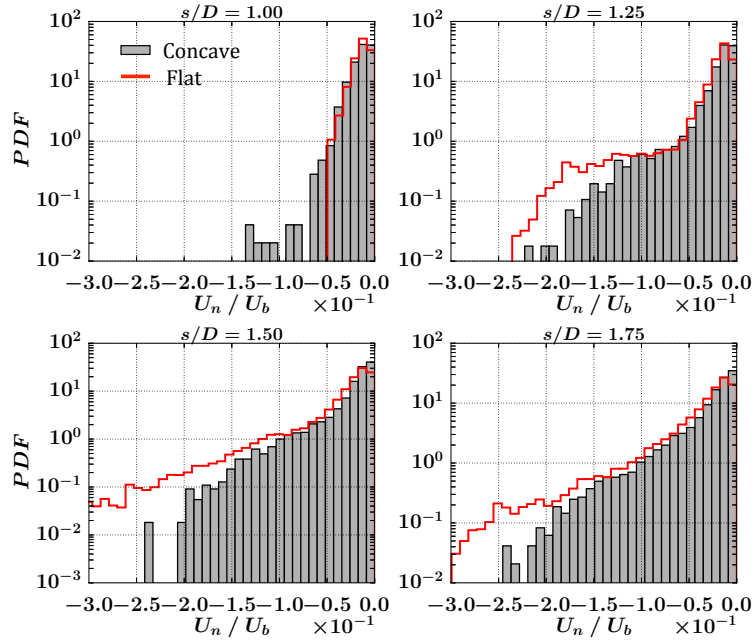


FIGURE 5.28: (Color online) Conditional PDF of the normal velocity U_n retaining only the events in Q_3 (see Fig. 5.27) for the flat and concave plates for 4 positions s/D . The PDF are obtained using numerical probes located at $n/D = 0.01$ at ten azimuthal positions.

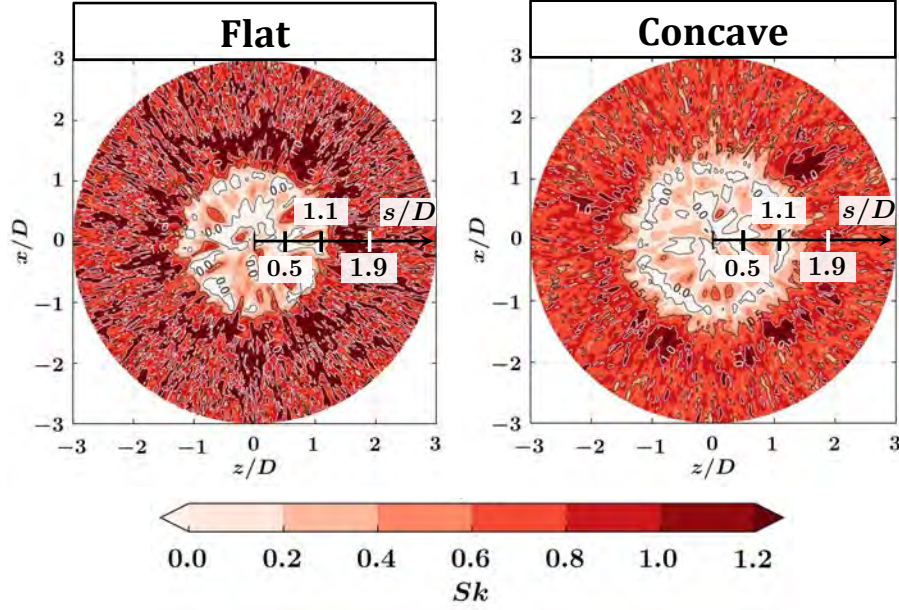


FIGURE 5.29: (Color online) Filled contours of the skewness Sk of the Nusselt number temporal distribution in the $(x/D, z/D)$ plane for the flat (left) and flattened concave (right) plates. Black iso-lines : $Sk = 0$ and 0.5 . White iso-lines : $Sk = 1$.

5.6.4 Wall heat transfer : Statistical analysis

Similarities and differences between both flow configurations were highlighted in Secs. 5.6.1-5.6.3. The aim is now to quantify from a statistical point of view the impact of the plate curvature on the wall heat transfer. To do so, the non-dimensional third order central moment defined as $\langle [x(t) - \langle x(t) \rangle]^3 \rangle / \sigma^3$ is used, where $\langle \cdot \rangle$ denotes the time-averaging operator, $x(t)$ is the quantity of interest at one point of the computational domain and σ is the standard deviation of the distribution. This odd central moment, called the skewness, evaluates the balance between the left and the right parts (with respect to the mean value) of a probability density function (PDF). The skewness of a symmetric PDF, like Gaussian distribution, is 0 but the reverse is not true. For a more detailed description of the meaning of this quantity in terms of PDF and sample set, the reader is referred to [Tennekes et Lumley \(1972\)](#). As the skewness is a high order moment, i.e. third order, it is useful in the presence of intermittent events such as those related to the wall heat transfer time evolution for impinging jet flows.

Figure 5.29 presents the skewness of the Nusselt number temporal distribution for the flat and concave plates. Two remarkable locations can be identified. The first one is related to the generation of weak thermal events and appears as localized negative skewness values at several azimuthal location at $s/D = 1.1$. These weak thermal events, not balanced by strong thermal events, are the results of the

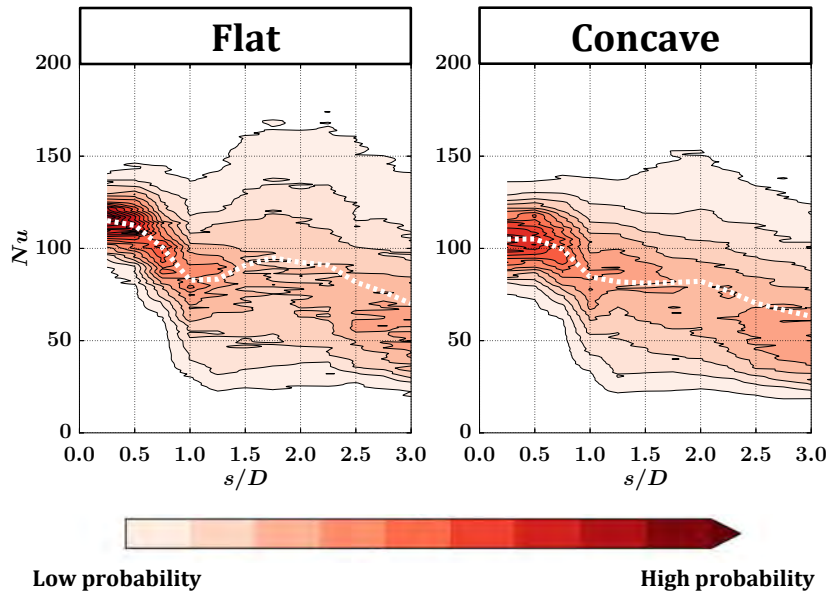


FIGURE 5.30: (Color online) PDF of the Nusselt number Nu temporal distribution as a function of the distance to the stagnation point s/D for the flat (left) and concave (right) plates. White dashed line : mean Nusselt number.

initiation of the unsteady separation of the boundary layer. They could be related to the temporal observation in Fig. 5.23 where the cold front A coming from the stagnation region is perturbed by the interaction between the primary structures and the plate. Further downstream, at $1.1 < s/D < 1.9$, the flat plate exhibits relatively high skewness values $Sk > 1$ all along the azimuthal direction. It indicates the occurrence of extreme thermal events mainly due to the formation and convection of the secondary structures. Such regions of high skewness are also present for the concave plate but less pronounced. The extreme thermal events generated by the secondary structures are less intense for the concave case in agreement with previous observations in Sec. 5.6.3.

To get an indication of the intensity of the different thermal events occurring at different spatial positions the probability density functions (PDF) of the Nusselt number are provided in Fig. 5.30. First, the rapid decrease of the mean Nusselt number for $0.5 < s/D < 1.0$ is caused by the increased probability of occurrence of weak thermal events. The fall-off stops with the emergence of relatively strong thermal events as seen with the bump occurring for the flat plate. The relatively strong thermal events are also seen for the concave plate but with a lower intensity agreeing with the previous analysis of the skewness on the plates. For the flat plate, the occurrence of these strong events creates an imbalance that pulls the mean towards higher Nusselt number values and a secondary peak occurs. The strong events observed for the concave plate are not able to create such an imbalance and a plateau appears instead of a peak.

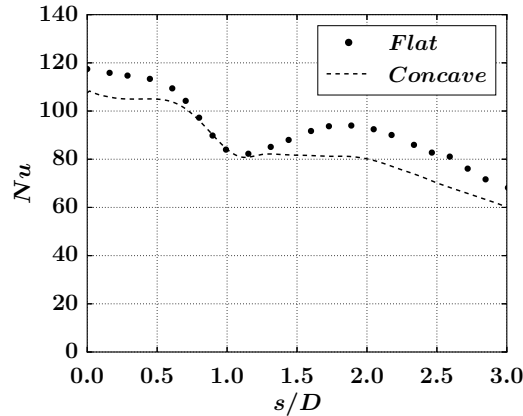


FIGURE 5.31: Mean Nusselt number Nu as a function of the distance to the stagnation point s/D . (•) : Flat plate. (—) : Concave plate.

Lastly, the mean Nusselt number is compared between the concave and flat plates in Fig. 5.31. The major discrepancy concerns the secondary peak found for the flat plate that is damped in the concave case as discussed above. The Nusselt number values are also lower in the stagnation region of the concave plate. The reduction is of the order of 8% in the stagnation region and 15% at the secondary peak location. For the configuration investigated here, the concave curvature is found to decrease the heat transfer rate at the wall. At first sight, this observation is puzzling because current consensus tends to show that concave curvature has the ability to enhance the wall heat transfer due to the generation of Görtler structures caused by a centrifugal instability mechanism (McCormack *et al.*, 1970; Liu et Sabry, 1991; Toe *et al.*, 2002; Momayez *et al.*, 2004). This statement is based on the necessary condition that Görtler vortices have to be present. It should be qualified by the fact that there is no evidence of the existence of these vortices in impinging jet flows. Therefore, a discussion is proposed in Sec. 5.7, presenting some arguments, showing that heat transfer enhancement due to surface curvature for impinging jet flows is not as obvious. A possible explanation of the discrepancies observed in the literature is also proposed.

5.7 Discussions

Instabilities of flows over a concave surface have been studied for a long time. Several theoretical studies, confirmed by experimental investigations, have evidenced the development of coherent structures due to concave curvature (Saric, 1994). The most common ones are found for relevant engineering flows such as flows between concentric rotating cylinders (Taylor vortices) (Taylor, 1923), curved fully developed channel flows (Dean vortices) (Dean, 1928) and boundary layer flows on concave walls (Görtler vortices) (Görtler, 1940). These coherent structures arise from the

same physical mechanism linked to the presence of an unstable stratification of the centrifugal effect firstly described by Rayleigh for incompressible flows (Rayleigh, 1917). This centrifugal instability for rotating flows is caused by an inviscid mechanism originating essentially from the inability of the local pressure gradient to restrain the displacement of a fluid particle subject to a small perturbation. Rayleigh (1917) showed that this inviscid mechanism is active when the so-called *Rayleigh circulation criterion* is satisfied :

$$\frac{\partial(ru)^2}{\partial r} < 0, \quad (5.6)$$

where r is the radial direction normal to the rotational axis oriented outwards and u is the streamwise velocity component. This criterion is a necessary and sufficient condition for the existence of a centrifugal instability for inviscid flows.

Based on this knowledge, Sec. 5.7.1 focuses on the wall jet and the Görtler instability. In Sec. 5.7.2, an investigation about the possibility to have a centrifugal instability in the deflection region is presented.

5.7.1 Wall jet

It is known that, for boundary layer flows, a region where $\partial(ru)^2/\partial r < 0$, i.e. where u decreases faster than $1/r$, exists (Saric, 1994). For wall jets, Floryan (1986) used an inviscid linear stability analysis to show that they behave differently from boundary layers. Indeed a wall jet is composed of two layers. The inner layer extends from the wall to the location of the maximum streamwise velocity while the outer layer goes from the location of the maximum velocity to the edge of the wall jet. Floryan (1986) has shown that for a concave wall, the inner layer is inviscidly unstable while the outer layer is inviscidly stable. This point is an important difference distinguishing boundary layer and wall jet flows in terms of stability.

For real fluids, it is known that the viscosity has a stabilizing effect. Görtler (1940) was the first to show, using a theoretical analysis, that the centrifugal instability appears for viscous boundary layer flows. This viscous instability modifies the basic flow by forcing fluid particles to go away and toward the wall while preserving their basic-state velocity. Therefore, it manifests itself in the form of streamwise-oriented, counter-rotating structures, known today as Görtler vortices. He has also shown that the critical parameter governing this viscous instability is the Görtler number defined in Eq. (5.7),

$$Go = \frac{U_s \delta}{\nu} \sqrt{\frac{\delta}{r_w}}, \quad (5.7)$$

where U_s is the appropriate velocity scale, $\delta = \sqrt{\nu x_0 / U_s}$ is the appropriate thickness of the flow with x_0 the characteristic length scale, ν the kinematic viscosity of the fluid and r_w the radius of curvature of the wall. For a wall jet U_s is the maximum velocity and x_0 is distance to the virtual origin. This non dimensional number

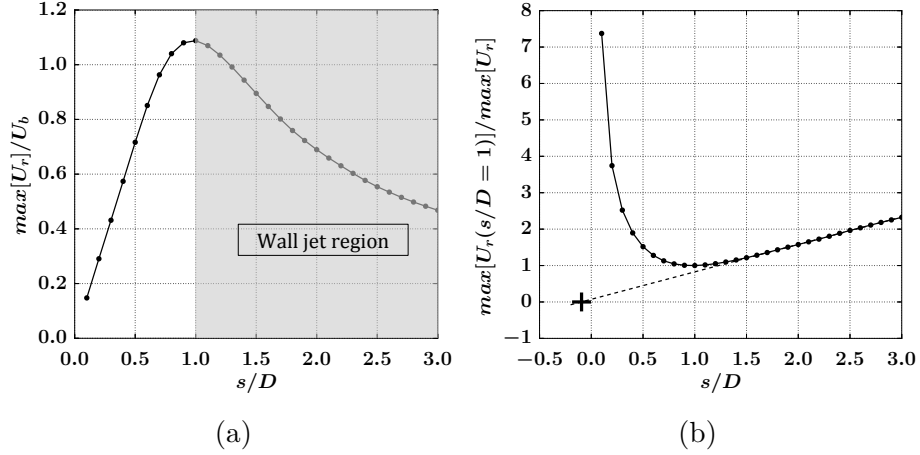


FIGURE 5.32: Maximum radial velocity in the wall region $\max[U_r]$ as a function of the curvilinear abscissa s/D (a). The shaded area represents the wall jet region. Evolution of the inverse of the maximum radial velocity $\max[U_r(s/D = 1)]/\max[U_r]$ as a function of the curvilinear abscissa s/D (b). The dots represent the location where the velocity profiles are extracted to found $\max[U_r]$. (—) : Result of the linear regression to determine the virtual origin of the wall jet. (+) : location of the virtual origin.

characterizes the ratio of inertial forces, taking into account the rotational motion, to the viscous forces. The results of [Görtler \(1940\)](#) show that it exists a threshold value for the Görtler number above which a small perturbation will be sustained or amplified. [Floryan \(1986\)](#) has extended the viscous theoretical analysis to wall jet flows. He was able to show that the presence of a stable region, for wall jets over concave surface, has a stabilizing effect compared to boundary layer flows as it adds additional dissipation. This leads to the delay of the transition compared to a boundary layer flowing over a concave surface, i.e. higher critical Görtler number.

As a wall jet exists in impinging jet flow, the present results can be compared to the theoretical results obtained by [Floryan \(1986\)](#). The wall jet region is considered here to start at the location where the maximum streamwise velocity $U_r = \mathbf{U} \cdot \mathbf{e}_\varphi$ is reached, i.e. $s/D = 1$ for the present configuration (see Fig. 5.32a). To compute the Görtler number following the definition of [Floryan \(1986\)](#), the virtual origin ([Pope, 2000](#)) of the wall jet needs to be determined. This is done by a linear regression in the region where the ratio $U_r(s/D = 1)/\max(U_r)$ evolves linearly with respect to s/D as shown in Fig. 5.32b. The resulting Görtler number in the wall jet region of the concave case is shown in Fig. 5.33a as a function of the curvilinear distance s/D . These results are compared to the theoretical findings of [Floryan \(1986\)](#) in Fig. 5.33b showing the neutral stability curve obtained for a wall jet. The shaded area shows the possible values, for the wall jet studied here, in the (Go, α) plane, where α is the dimensionless azimuthal wavenumber. The range of azimuthal wavenumbers is estimated from the biggest azimuthal wavelength that can exist in the domain and the smallest wavelength resolved on the grid. The smallest dimensionless wavenum-

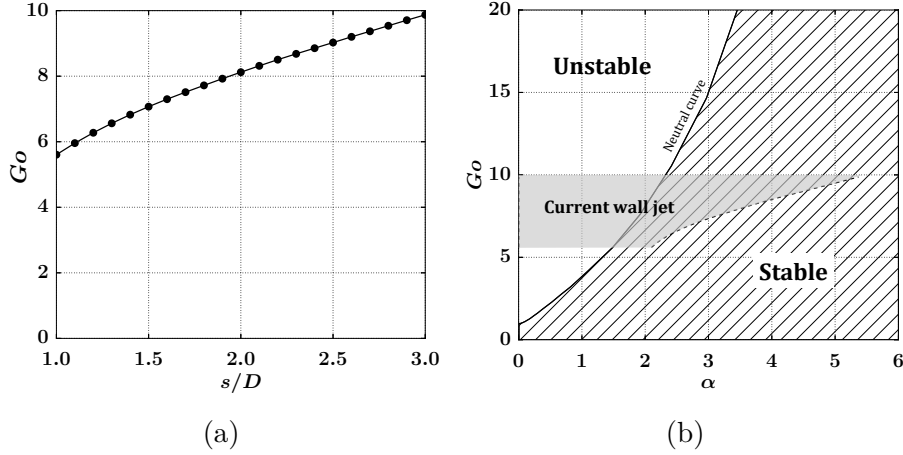


FIGURE 5.33: Görtler number Go in the wall jet region as a function of the curvilinear abscissa s/D (a). Neutral stability curve obtained by Floryan (1986) for a wall jet, where α is the spanwise or azimuthal wavenumber of the perturbation normalized by δ (see Eq. 5.7) (b). The shaded area represents the Görtler number values found in the wall jet region for the jet impinging on the concave plate studied here.

ber, proportional to the size of the computational domain, is of the order of 10^{-2} for the current simulation. The biggest resolved wavenumber is proportional to the grid resolution. Indeed, the upper limit is defined according to the Nyquist-Shannon criterion expressed as $\alpha < \pi/\Delta l$ where Δl is the characteristic lengthscale of the grid. As the wavenumber is normalized by δ (see Eq. (5.7)), it evolves along the curvilinear abscissa s/D . Therefore, the wavenumber bounds of the shaded area in Fig. 5.33b are not vertical lines. Even with the restriction in terms of wavenumbers, it appears that for the wall jet studied here a stable region exists. This shows that for the Görtler numbers obtained for this case, it exists a range of perturbations that do not trigger the Görtler instability. On the other hand, it suggests that, when the wall jet starts at $s/D = 1$, the instability should be triggered for perturbations of dimensionless azimuthal wavenumber $\alpha < 1$. These specific perturbations do not seem to be present in the current study as no Görtler vortices could be clearly evidenced.

To conclude this part of the discussion, it is reminded that sometimes concave curvature is found to enhance heat transfer, e.g. Gau et Chung (1991), and sometimes not (see Sec. 5.6.4 and Fenot *et al.* (2008)) even for a similar experimental setup (see the results of Lee *et al.* (1999) leading to different conclusions about the curvature effect depending on the Reynolds number). One of the possible explanation for this discrepancy may be linked to the dependence of the Görtler instability to several parameters such as the Görtler number and the properties of the perturbation triggering the instability. One can note that the Görtler number is never reported in impinging jet on curved surface studies. This makes it difficult to compare results coming from different studies. On the other hand, the perturbations

are certainly present in all experimental setup and all numerical simulations but are very difficult to characterize if not controlled. Perturbation with specific azimuthal wavelength could cause the wall jet to cross the neutral stability curve for a given Görtler number. This could explain the heat transfer enhancement observed in certain studies (Gau et Chung, 1991). Hence, it would be interesting to investigate the response of an impinging jet flow on concave surface to a controlled perturbation with a well defined azimuthal wavenumber. Moreover, it should be emphasized that heat transfer enhancement due to concave curvature is observed for a two-dimensional slot jet (Gau et Chung, 1991). These slot jets resemble more to the classical two dimensional geometry for which Görtler instability was studied. In the case of axi-symmetric configurations, the radial expansion causing an increase of the perimeter of the plate should be considered. Indeed, the existence of the streamwise-oriented, counter rotating vortices in axi-symmetric configurations has not been proven yet.

5.7.2 Deflection region

The previous point relates to the known centrifugal instability for wall bounded flows over a concave surface. However, one has to recall that the biggest curvature for impinging jet flows is caused by the deflection of the jet due to the presence of the plate as highlighted in Fig. 5.34. To provide a quantitative evaluation of the importance of this deflection, the local curvature of the mean flow field can be evaluated and compared to the geometrical curvature of the concave plate. This is done by using the Euler equations written in a local coordinate system attached to a streamline. This local system is composed of a tangential \vec{s} and a normal \vec{n}_s unit vector as shown in Fig. 5.34c. The projection on the normal unit vector \vec{n}_s gives the relation defined in Eq. (5.8),

$$\frac{\rho u^2}{r_{flow}} = \frac{\partial P}{\partial n_s}, \quad (5.8)$$

where r_{flow} is the local radius of curvature of the flow and u is the velocity magnitude. The local radius of curvature r_{flow} is computed for both flat and concave plates and compared to the radius of curvature of the concave plate in Fig. 5.35. Note that the relative curvature for impinging jet on curved surfaces is expressed in terms of diameter ratio, i.e. ratio of the jet diameter D to the plate diameter d . Therefore, to be consistent with the initial notation, the comparisons of the local radius of curvature and the radius of curvature of the plate is expressed as d/d_{flow} where $d_{flow} = 2r_{flow}$. This quantitative comparison allows to see that the curvature of the plate is rather small compared to the curvature due to the flow deflection. For the flat plate, the curvature of the flow, due to the deflection, is of the order of 5 to 10 times greater than the concave plate curvature. For the concave case, the deflection is more pronounced and the flow curvature is found to be of the order of 20 to 30 times greater than the concave plate curvature. This points to the possibility to have a centrifugal instability in impinging jet flows, not only due to

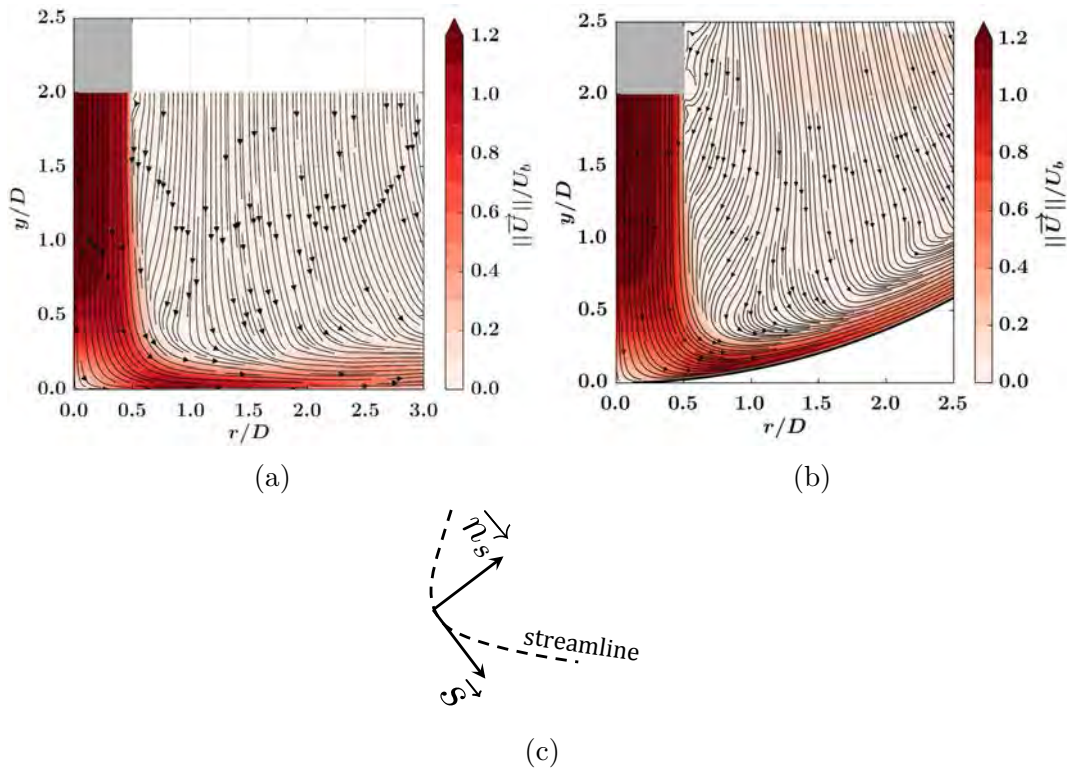


FIGURE 5.34: Mean streamlines and filled iso-contours of the normalized velocity magnitude $\|\vec{U}\|/U_b$ in the $(y/D, r/D)$ plane for the flat (a) and concave (b) plates. Local coordinate system attached to a streamline (c).

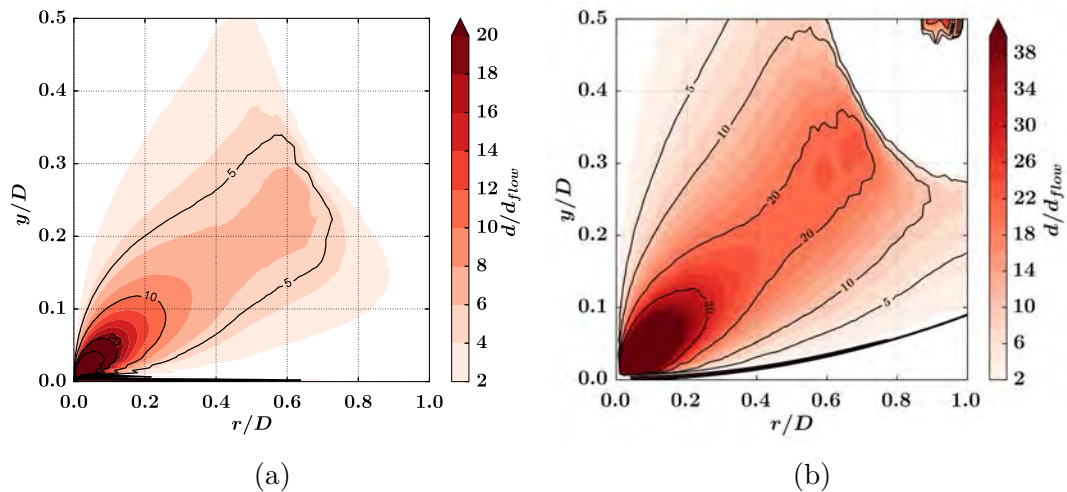


FIGURE 5.35: Ratio of the concave plate radius of curvature to the local flow radius of curvature d/d_{flow} in the $(y/D, r/D)$ plane for the flat (a) and concave (b) plates.

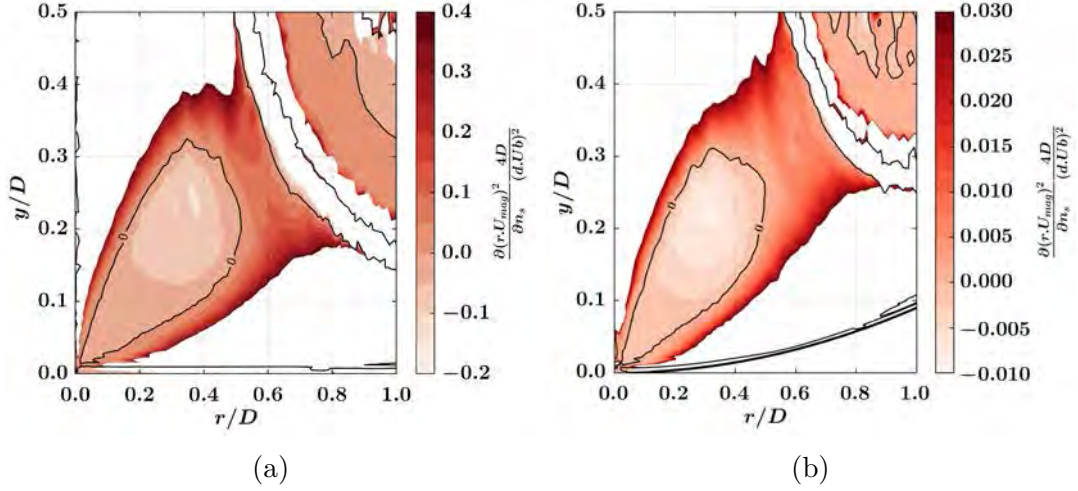


FIGURE 5.36: Rayleigh circulation criterion in the $(y/D, r/D)$ plane for the flat (a) and concave (b) plates.

the plate curvature but also due to the flow deflection presents for all impinging jet flow configurations, i.e. flat or curved plates. The first step to know if the flow is subject to a centrifugal instability, is to look at the inviscid criterion. This point is addressed in Fig. 5.36 showing the values of the Rayleigh circulation criterion defined in Eq. (5.6). The Rayleigh instability criterion is satisfied, i.e. $\partial(ru)^2/\partial r < 0$, for both concave and flat plates in the flow deflection region. It indicates that the inviscid mechanism is active and could possibly lead to the occurrence of a viscous centrifugal instability. Nevertheless, these elements alone do not allow to be fully conclusive about the stability of this region. Indeed, to the best of the authors' knowledge, the stability criterion in the deflection region of a viscous impinging jet flow is not currently known.

5.8 Conclusions

Wall-resolved LES of a single unconfined submerged axisymmetric air jet impinging on a hemispherical concave plate has been performed in an attempt to provide a detailed characterization of the surface curvature effect. The chosen operating point is a Reynolds number $Re = 23\,000$ and a nozzle to plate distance $H/D = 2$. Numerical results have been first confronted to the experimental data available in the literature and the main numerical uncertainty related to the method, that is the grid resolution, has been assessed. As the main objective was to compare the present LES to a previous one for a flat plate impingement configuration, it was shown that the present results could be confidently used to characterize the surface curvature effect for both the flow dynamics and the heat transfer at the wall.

A detailed comparison between the flat and concave plates is reported. The mean

development of both the free jet and the wall jet is found to be similar for both flat and concave cases. The same large scale organization was highlighted for both configurations that contain the essential features present in such an impinging jet flow. The presence of streamwise vortices developing in the free jet, convected in the wall jet and not related to a Görtler instability is reported for both flat and concave plates. The main differences observed in this study come from the near-wall mixing and the wall heat transfer. In the concave case, the secondary structures were found to produce less intense thermal events due to weaker cold fluid injections. This could be related to the stabilizing effect, in the outer layer of the wall jet, induced by the circular fluid motion as discussed in this paper. The evolution of the Nusselt number along the plate confirms these findings. Indeed, a reduction of the heat transfer at the wall is evidenced for the concave plate mainly due to a damped secondary peak. This result goes against the current consensus based on the legacy from boundary layer studies claiming that the concave curvature enhances the wall heat transfer due to the presence of Görtler vortices. Therefore, a discussion is proposed to shed light on some inherent features of impinging jet flows that should be considered prior to any analogy with boundary layer flows. According to theory, a wall jet over a concave surface is more stable than a boundary layer. Moreover, it is recalled that the wall jet can be stable depending on the Görtler number and the azimuthal wavenumber of the initial perturbation. In this study, no Görtler vortices could be clearly evidenced. In addition to the classical instability problem inherent to curved wall, the deflection region was also shown to be inviscidly unstable due to the same centrifugal mechanism as the one operating for Görtler vortices. Finally, it is important to note that, compared to round jets, two dimensional slot jets impinging on cylindrical surface are more likely to exhibit heat transfer enhancement due to Görtler vortices as they are not subject to a radial expansion.

Regarding the results presented in this paper, a perspective could be a more in depth stability analysis of such an impinging jet flow in particular in the deflection region identified as potentially unstable and where little is known in terms of stability.

5.9 Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons tenté de fournir une caractérisation de l'effet de courbure pour l'impact d'un jet sur une plaque hémisphérique concave. Bien que ce type de géométrie ne soit pas pleinement représentative de l'impact au bord d'attaque, elle permet de conserver l'axi-symétrie du problème et d'isoler l'effet de courbure. Pour le cas étudié dans cette thèse, il a été montré que la courbure concave a peu d'impact sur le développement du jet libre et du jet de paroi. Nous avons mis en évidence que l'organisation grande échelle de l'écoulement n'est pas modifiée par la courbure. Les structures principales présentes pour la plaque plane sont également observées dans la cas concave. Notamment, les structures secondaires sont détectées en proche paroi. On remarquera aussi qu'il existe, dans le cas du jet impactant sur plaque concave, des structures longitudinales qui ne sont pas liées à une instabilité de Görtler. Les mécanismes physiques, pilotant les transferts thermiques pariétaux et mis en évidence précédemment pour la plaque plane, sont retrouvés pour l'impact sur plaque concave. L'effet majeur de la courbure, reporté dans l'article, concerne l'atténuation du second maximum dans la distribution radiale du nombre de Nusselt qui cause une réduction des transferts thermiques dans le cas concave. D'après les analyses réalisées, cette atténuation du second maximum est due à une diminution de l'intensité des injections de fluide froid causées par les structures secondaires. Ces modifications pourraient être la conséquence du mouvement de rotation imposé au fluide par la courbure de la plaque. En effet, cette mise en rotation génère un effet stabilisant dans la couche externe du jet de paroi qui pourrait causer la diminution de l'intensité des injections de fluide froid.

Le résultat obtenu dans cette étude apparaît comme contradictoire par rapport au consensus actuel. Ce consensus provient d'une analogie avec les études existantes pour des écoulements de couche limite. Lorsqu'elle est observée pour les jet en impact sur plaque concave, l'amélioration des transferts thermiques est alors attribuée au même mécanisme que pour les couches limites, i.e. instabilité de Görtler. Dans ce chapitre, une discussion est donc proposée pour mettre en évidence les différences existantes entre le comportement d'une couche limite et d'un jet de paroi se développant suite à l'impact d'un jet. Cette discussion permet de rappeler que des études théoriques ont montré qu'un jet de paroi est plus stable qu'une couche limite évoluant sur une paroi concave identique. Cette stabilité accrue du jet de paroi provient essentiellement de la couche externe qui est stable dans le cas d'un écoulement non-visqueux sur plaque concave. À l'inverse, il n'existe pas de région stable dans une couche limite non-visqueuse. Il est également rappeler que l'instabilité de Görtler dépend du nombre de Görtler et de la longueur d'onde de la perturbation. Le nombre de Görtler n'est jamais reporté dans les études de jet impactant sur plaque concave et les perturbations qui peuvent être présentes sont difficilement caractérisables car non-contrôlées. Enfin, on note que les instabilités de Görtler sont en générales étudiées pour des écoulements bi-dimensionnels pour lesquels, l'expansion radiale des configurations axi-symétriques n'est pas présente. Finalement, nous

soulignons une différence majeure entre l'écoulement de couche limite et le jet impactant provenant de la région de stagnation. En effet dans cette région, la présence de la plaque d'impact provoque une déviation de l'écoulement. Cela se traduit par une courbure des lignes de courant qui est relativement plus élevée que la courbure de la plaque. Cette courbure de l'écoulement est présente pour l'impact sur plaque concave et sur plaque plane. Il est alors montré que le mécanisme non-visqueux, pouvant provoquer l'apparition d'une instabilité centrifuge, est actif dans la région de stagnation.

Au regard de ces résultats plusieurs perspectives peuvent être proposées. Il serait intéressant de réaliser le même genre d'analyse pour un jet bi-dimensionnel impactant sur plaque plane et sur plaque concave. Cela permettrait de voir l'influence de l'axi-symétrie sur l'effet de la courbure. Il pourrait également être envisagé d'introduire des perturbations ayant une longueur d'onde permettant de déclencher l'instabilité de Görtler. Il faudrait alors au préalable caractériser le jet de paroi pour accéder au nombre de Görtler. L'introduction de telles perturbations pourrait se faire directement à la paroi ou dans le jet par des modifications géométriques. Enfin, la stabilité de la région de stagnation pourrait être étudiée de manière plus détaillée. Ces recherches pourraient à terme permettre de fournir des informations pour l'optimisation du refroidissement par jet impactant au bord d'attaque en tirant profit de la courbure.

Troisième partie

Film de protection au bord de fuite

Résumé

L'évacuation de l'air de refroidissement interne dans la veine principale se fait en général par le bord de fuite. Le bord de fuite est une région sensible en raison de sa géométrie fine. Un système de protection utilisant l'air de refroidissement pour la génération d'un film isolant est donc généralement implémenté pour le protéger. L'application de la SGE à ce système ainsi que son étude font l'objet de cette partie. Suite à la présentation des différentes notations et conventions adoptées, une revue de la littérature est présentée. Les études pour les systèmes de protection du bord de fuite se focalisent principalement sur l'analyse des facteurs influençant l'efficacité qui est le paramètre important pour les motoristes. Ces facteurs se composent en général de paramètres géométriques dont l'épaisseur de la lèvre qui semble le plus influent. Le taux de soufflage apparaît également comme important en raison de son rôle sur la dynamique du lâché tourbillonnaire qui s'établit au niveau de la lèvre. D'autre part, il est observé que les configurations avec raidisseurs internes sont soumises à des effets de groupe causant une inhomogénéité de la protection du bord de fuite. La synthèse bibliographique s'intéresse par la suite à la modélisation numérique de la protection du bord de fuite. Les différentes études numériques mettent en évidence l'avantage de l'utilisation des formalismes instationnaires pour la prédiction de ces écoulements. Les simulations stationnaires ont tendance à surestimer l'efficacité des systèmes de protection alors que les méthodes instationnaires permettent de capter correctement le mélange et la décroissance de l'efficacité. La SGE apparaît donc comme une alternative aux modélisations stationnaires RANS largement utilisées dans l'industrie. Par conséquent, le chapitre 7 présente l'application de la SGE à un système de refroidissement intégré à un aubage de turbine placé dans une cascade linéaire installée au DLR. Cette application de la SGE présente l'originalité d'être réalisée dans un environnement représentatif des systèmes industriels. En effet, les précédentes études s'intéressent en général à des systèmes simplifiés où l'aubage n'est pas pris en compte par exemple. La disponibilité de mesures expérimentales pour la configuration retenue permet dans un premier temps d'évaluer la modélisation choisie. Les prédictions obtenues sont relativement bonnes lorsqu'on s'intéresse aux quantités globales tels que le taux de soufflage ou le coefficient de décharge ainsi qu'à des quantités locales telles que la distribution du nombre de Mach isentropique. En revanche, l'analyse de l'écoulement souligne la présence d'effets de groupe remettant en cause l'hypothèse de périodicité utilisée classiquement pour réduire la taille du domaine de calcul dans la direction de l'envergure. Il est montré que cette hypothèse a un impact non négligeable sur la prédiction locale de l'efficacité du système. L'effet sur la prédiction de l'efficacité globale reste limité.

Chapitre 6

Revue de la littérature

6.1 Définitions et conventions	168
6.1.1 Paramètres géométriques	168
6.1.2 Paramètres aérodynamiques	168
6.1.3 Indicateur d'efficacité	170
6.2 Facteurs influents sur l'efficacité adiabatique de film	171
6.3 Modélisations numériques des écoulements de protection au bord de fuite	172
6.3.1 RANS	173
6.3.2 SGE	174
6.4 Positionnement de la thèse	175

Dans ce chapitre, le film de protection utilisé au bord de fuite est décrit. Les définitions et conventions, incluant les principaux paramètres géométriques et aérodynamiques, sont présentés. L'influence de ces principaux paramètres sur l'efficacité de la protection par film est ensuite discutée. On évoquera également les différentes modélisations numériques qui ont été appliquées à ces écoulements de bord de fuite. Finalement, une présentation du positionnement de cette thèse, par rapport à la revue de la littérature, est réalisée.

Le bord de fuite, pour des raisons de faisabilité, est en général traité avec des techniques de refroidissement externes. Ces techniques consistent en priorité à isoler la surface de l'aube des gaz chauds présents dans la veine principale. Pour ce faire, les concepteurs tirent profit de l'air de refroidissement utilisé en interne par le biais des jets impactants par exemple. Cet air de refroidissement interne est évacué au travers d'une fente ou d'évents usinés sur la face en pression du bord de fuite. Cela permet de générer un film isolant entre la surface du bord de fuite et les gaz brûlés.

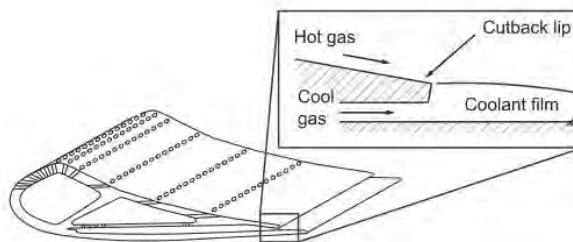


FIGURE 6.1: Représentation schématique d'un dispositif de refroidissement externe utilisé au bord de fuite. Tiré de [Schneider *et al.* \(2015\)](#).

6.1 Définitions et conventions

Dans cette section, les différentes définitions et conventions, liées au film de protection au bord de fuite, sont introduites. Les paramètres géométriques et aérodynamiques sont décrits respectivement en Secs. 6.1.1 et 6.1.2. La notion d'efficacité de la protection est ensuite abordée en Sec. 6.1.3.

6.1.1 Paramètres géométriques

Une représentation des géométries obtenues avec refroidissement externe du bord de fuite est présentée en Fig. 6.1. Cet usinage de la face en pression a tendance à fragiliser l'aubage dans la région du bord de fuite. Des raidisseurs doivent donc être ajoutés pour assurer la tenue de la structure (voir Fig. 6.2). Ils peuvent être positionnés en externe comme en Fig. 6.2a ou en interne dans le canal d'alimentation comme en Fig. 6.2b. Avec ces raidisseurs, la fente est divisée en plusieurs canaux appelés événements. Pour les raidisseurs externes différents paramètres géométriques peuvent avoir un impact sur l'efficacité du film de protection. Ces paramètres sont présentés en Fig. 6.3. On retrouve l'épaisseur de la lèvre t , la hauteur de la fente H , l'angle du raidisseur α et la largeur de l'événement S . Les paramètres géométriques des raidisseurs internes ne sont pas détaillés car en général, les auteurs s'intéressent plutôt à l'impact de différents arrangements de raidisseurs plutôt qu'aux variations géométriques pour un même arrangement interne. On notera tout de même qu'il est possible de faire l'analogie avec les raidisseurs externes pour certains paramètres tels que t , H et S (voir Fig. 6.2b).

6.1.2 Paramètres aérodynamiques

Les paramètres aérodynamiques pilotant le comportement des films de protection sont nombreux. Un des paramètres caractéristiques souvent utilisé dans les études expérimentales est le taux de soufflage défini comme :

$$M = \frac{\rho_c U_c}{\rho_\infty U_\infty}, \quad (6.1)$$

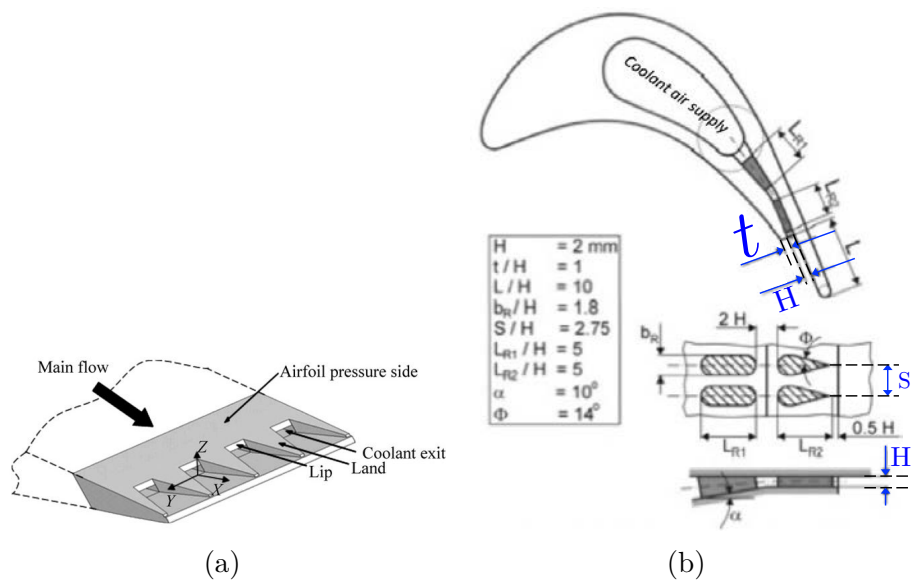


FIGURE 6.2: Représentation des événements au bord de fuite munis de raidisseurs externes (a) et internes (b). Tirés de Joo et Durbin (2009) (a) et Rehder (2012) (b)

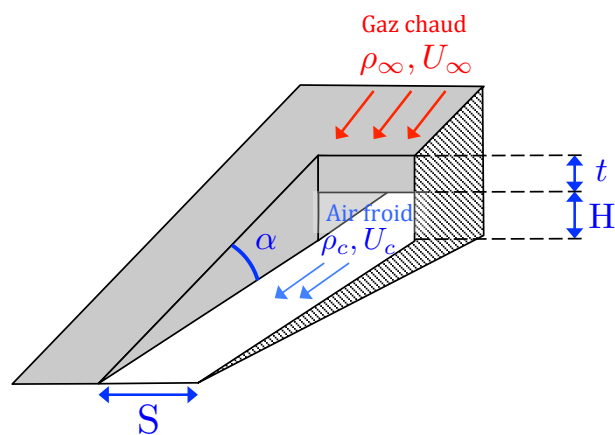


FIGURE 6.3: Représentation schématique d'un événement et des paramètres géométriques caractéristiques.

où les indices c et ∞ représentent respectivement les quantités liées à l'air de refroidissement et au gaz chaud (voir Fig. 6.3). On retrouvera dans la littérature d'autres paramètres dont l'influence a été évaluée tels que le ratio de vitesses $VR = U_c/U_\infty$, le ratio de densités $DR = \rho_c/\rho_\infty$ ou encore le ratio de débits $c_m = \dot{m}_c/\dot{m}_\infty$ où \dot{m}_c et \dot{m}_∞ sont respectivement le débit de l'écoulement de refroidissement et de l'écoulement externe.

6.1.3 Indicateur d'efficacité

La performance de la protection du bord de fuite est évaluée sur la base d'une grandeur sans dimension appelée efficacité adiabatique de film généralement notée η_{aw} . Cette efficacité adiabatique est définie pour un écoulement incompressible dont les propriétés sont constantes comme :

$$\eta_{aw,inc}(\mathbf{x}) = \frac{T_{aw}(\mathbf{x}) - T_\infty}{T_c - T_\infty}, \quad (6.2)$$

où $T_{aw}(\mathbf{x})$ est la température adiabatique de paroi qui varie en espace avec \mathbf{x} le vecteur position. T_c et T_∞ sont respectivement la température de l'air de refroidissement et des gaz chauds qui sont considérées constantes. La température adiabatique de paroi est obtenue par des mesures de température pariétale avec une paroi isolée thermiquement, i.e. paroi adiabatique. L'efficacité adiabatique varie entre 0 et 1. Elle vaut 0 lorsque la température de paroi est égale à la température des gaz chauds. Dans ce cas la paroi est en contact directe avec les gaz chauds et n'est pas protégée par le film. Elle vaut 1 lorsque la température adiabatique de paroi est égale à la température de refroidissement. Dans ce cas la paroi est parfaitement protégée. De manière générale, cette efficacité adiabatique vaut 1 proche de la lèvre de l'évent et décroît ensuite vers 0 à cause du mélange entre l'air de refroidissement et les gaz chauds.

Dans le cas d'un écoulement compressible, la définition de l'efficacité adiabatique doit être adaptée. La température T_c est alors évaluée au niveau de la lèvre de l'évent alors que la température des gaz chauds T_∞ ne peut plus être considérée comme constante. Il convient donc de définir une nouvelle température appelée température de récupération T_r . Cette température est mesurée à la paroi et varie en espace. Sa définition diffère selon les auteurs (Goldstein, 1971). Elle peut être associée à une température adiabatique de paroi en l'absence d'écoulement de refroidissement ou avec écoulement de refroidissement pour des conditions dites iso-énergétiques. Ces conditions iso-énergétiques sont obtenues avec une température totale de l'écoulement de refroidissement identique à la température totale de l'écoulement principal, i.e. gaz chauds. La définition de l'efficacité adiabatique dans le cas compressible s'exprime alors comme :

$$\eta_{aw,comp}(\mathbf{x}) = \frac{T_{aw}(\mathbf{x}) - T_r(\mathbf{x})}{T_c - T_r(\mathbf{x})}, \quad (6.3)$$

avec T_c évaluée au niveau de la lèvre.

Résumé de la section 6.1

Dans cette section nous avons présenté les géométries associées au film de protection au bord de fuite. Deux types de configuration ont été identifiées :

- Événements avec raidisseurs externes
- Événements avec raidisseurs internes

Les principaux paramètres géométriques et aérodynamiques ont été détaillés et nous avons vu que la performance du film de protection est caractérisée par l'efficacité adiabatique. Il a également été rappelé que la définition de cette efficacité adiabatique dépend du type d'écoulement considéré, i.e. incompressible ou compressible.

6.2 Facteurs influents sur l'efficacité adiabatique de film

Nous avons présentés en Sec. 6.1, les différents paramètres pouvant intervenir lors de la conception d'un système de refroidissement externe appliqué à la protection du bord de fuite. Nous avons également vu que la qualité de la protection fournie est évaluée à l'aide de l'efficacité adiabatique de film. Cette efficacité dépend de nombreux paramètres géométriques et aérodynamiques. Cette section s'attache donc à présenter une revue des études sur l'influence connue des paramètres introduits en Secs. 6.1.1 et 6.1.2.

Taslim *et al.* (1992) ont réalisé une étude expérimentale sur un modèle d'événements permettant d'étudier l'influence de différents paramètres géométriques et aérodynamiques. Leur modèle ne comprend pas l'aubage complet mais uniquement la géométrie de l'événement et ils se placent dans le cas d'un fluide incompressible. Parmi tout les paramètres géométriques analysés, i.e. t/H , S/H et α , il apparaît que le plus influent sur l'efficacité adiabatique est le ratio entre l'épaisseur de la lèvre et la hauteur de la fente t/H . Il est noté que plus t devient grand devant H plus l'efficacité diminue. Taslim *et al.* (1992) attribuent cette diminution à une augmentation du mélange entre le film froid et l'air chaud de l'écoulement principal lorsque l'épaisseur de la lèvre augmente. Dans une revue de la littérature, Bogard et Thole (2006) relèvent que le taux de décroissance de η_{aw} en aval de l'événement est inversement proportionnel au taux de soufflage M . Barigozzi *et al.* (2012) révèlent dans leur étude l'existence de grandes structures cohérentes instationnaires initiées par le lâché tourbillonnaire au niveau de la lèvre. Ils mentionnent également que ces instationnarités dans l'écoulement sont fortement impactées par le ratio de vitesses $VR = U_c/U_\infty$. Ils notent un effet négatif sur l'efficacité adiabatique de film lorsque $VR < 1$ et que l'écoule-

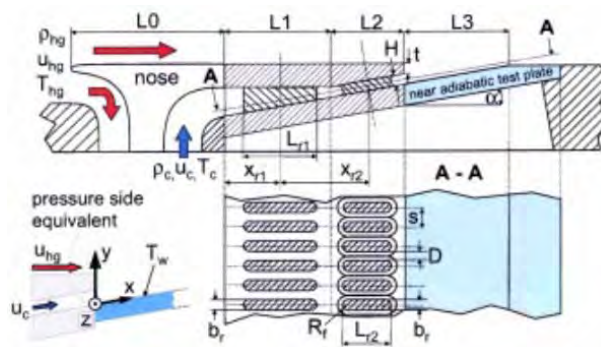


FIGURE 6.4: Modèle de bord de fuite refroidi avec présence de raidisseurs internes étudié par [Martini et Schulz \(2004\)](#).

ment est dominé par des structures pilotées par l'écoulement principal chaud. En revanche lorsque $VR \geq 1$, l'efficacité adiabatique est nettement améliorée. [Martini et Schulz \(2004\)](#) ont également étudié l'influence du taux de soufflage sur l'efficacité adiabatique pour un modèle de bord de fuite équipé de raidisseurs internes (voir Fig. 6.4). Ils ont observé un comportement particulier de l'efficacité adiabatique de film, illustré en Fig. 6.5 avec une forte inhomogénéité spatiale de l'efficacité. Ils attribuent cette distribution particulière à l'effet Coandă causant le regroupement de plusieurs jets autour d'un raidisseur. [Martini et Schulz \(2004\)](#) soulignent que cette inhomogénéité spatiale de la protection pourrait ne pas être désirée par les concepteurs en raison des gradients de température qu'elle pourrait induire dans le métal.

Résumé de la section 6.2

Parmi les paramètres géométriques décrits, le ratio entre l'épaisseur de la lèvre et la largeur de l'évent t/H apparaît comme le plus influent sur l'efficacité adiabatique. Cette efficacité adiabatique est également fortement influencée par le taux de soufflage qui va piloter le lâché tourbillonnaire au niveau de la lèvre. Pour les configurations avec raidisseurs internes, des regroupements de film venant de différents événements ont été observés causant une inhomogénéité de la protection du bord de fuite. Ces regroupements sont attribués à l'effet Coandă.

6.3 Modélisations numériques des écoulements de protection au bord de fuite

Les spécificités des modélisations numériques les plus courantes ont déjà été présentées en Sec. 1.4 et ne sont pas rappelées ici. Cette section expose donc directement une revue non-exhaustive des simulations numériques réalisées pour les

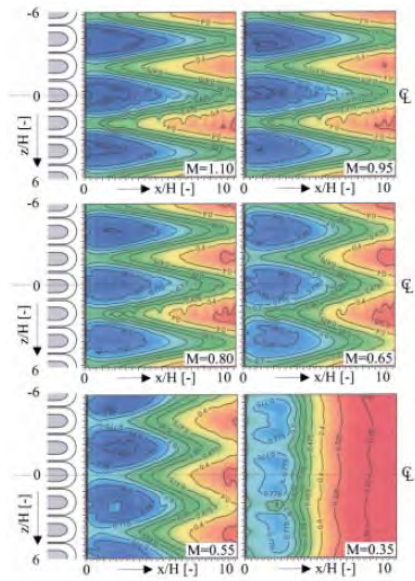


FIGURE 6.5: Efficacité adiabatique de film obtenu par [Martini et Schulz \(2004\)](#) pour différents taux de soufflage M . Échelle de couleur allant du bleu, forte efficacité, au rouge, faible efficacité.

écoulements de refroidissement au bord de fuite. On détaillera dans un premier temps les simulations RANS réalisées dans un formalisme stationnaire et instationnaire. Les simulations SGE sont ensuite abordées. En revanche, nous ne présenterons pas de SND réalisée pour des configurations de refroidissement de bord de fuite. À notre connaissance de telles simulations n'ont jamais été reportée dans la littérature.

6.3.1 RANS

La plupart des études RANS ont fait état d'une surestimation de l'efficacité adiabatique ([Medic et Durbin, 2005](#); [Martini et al., 2006](#); [Holloway et al., 2002](#)). En effet, plusieurs auteurs ont mentionné la présence d'instationnarités dans les écoulements de refroidissement au bord de fuite, e.g. [Medic et Durbin \(2005\)](#). Ces instationnarités, principalement dues au lâché tourbillonnaire au niveau de la lèvre de l'évent, ont tendance à augmenter le mélange entre le film d'air frais et les gaz chauds. Cela cause alors une décroissance rapide de l'efficacité adiabatique. Les simulations RANS ne sont pas capables de capter ce type d'instationnarité et échouent à prédire correctement l'efficacité adiabatique de film. C'est pourquoi la communauté s'est rapidement tournée vers des modélisations instationnaires de type U-RANS (Unsteady RANS) ([Medic et Durbin, 2005](#); [Joo et Durbin, 2009](#)). Malgré tout le formalisme RANS reste fortement dépendant du modèle choisi et les simulations U-RANS tendent également à surestimer l'efficacité adiabatique. [Medic et Durbin \(2005\)](#) parviennent à capter la bonne efficacité avec des simulations U-RANS mais en forçant artificiellement l'instationnarité par un forçage de la vitesse

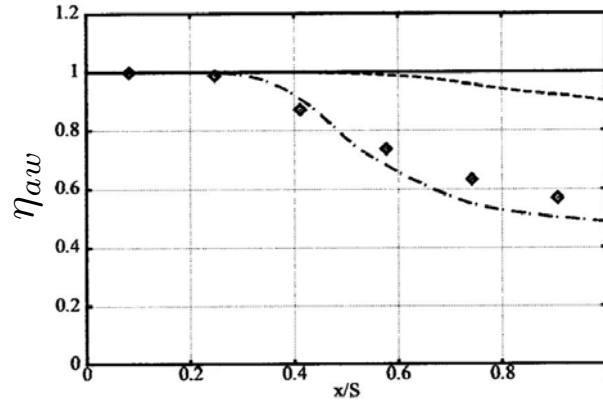


FIGURE 6.6: Efficacité adiabatique locale en fonction de la distance longitudinale à la lèvre x/S . (◆) : Expérience, (-) : RANS stationnaire, (---) : U-RANS non-forcé, (-.-) : U-RANS forcé. Tiré de [Medic et Durbin \(2005\)](#).

en entrée du canal de refroidissement. Leur résultat sont illustrés en Fig. 6.6.

6.3.2 SGE

Dans ces écoulements pilotés par des instationnarités grandes échelles, la SGE apparaît comme un outils adapté pour la prédiction aérodynamique et thermique. Les études hybrides RANS/SGE ([Fröhlich et von Terzi, 2008](#)), utilisant un formalisme RANS en proche paroi et SGE ailleurs, ont montré des capacités de prédictions relativement bonnes pour l'efficacité globale du système, i.e. moyenne temporelle et spatiale de l'efficacité ([Martini *et al.*, 2006](#); [Joo et Durbin, 2009](#); [Ivanova *et al.*, 2015](#)). Un exemple de résultat issu d'une simulation hybride RANS/SGE est présenté en Fig. 6.7. Ces études permettent alors d'avoir une vision plus détaillée du processus de mélange instationnaire au niveau du film de protection au bord de fuite. Une des premières SGE résolue à la paroi pour ce problème a été réalisée par [Schneider *et al.* \(2010\)](#). Leur étude avait pour objectif de réaliser une analyse de sensibilité sur différents paramètres tels que l'état de l'écoulement de refroidissement, i.e. laminaire ou turbulent, ou encore le taux de soufflage. Ils mettent en évidence l'impact des structures, issues du lâché tourbillonnaire, sur l'efficacité adiabatique qui diffère en fonction du taux de soufflage. En effet, ils notent que lorsque le taux de soufflage $M > 1.1$, l'efficacité adiabatique tend à diminuer par rapport à des taux de soufflage beaucoup plus faible, i.e. $M = 0.5$. Dans une autre étude basée sur la SGE, [Schneider *et al.* \(2015\)](#) mettent en défaut l'analogie de Reynolds généralement utilisée pour la prédiction des flux de chaleurs turbulents. Finalement, on notera que toutes ces études SGE sont réalisées pour des modèles de bord de fuite, i.e. sans l'aubage complet et pour des écoulements incompressibles. Une hypothèse de périodicité spatiale dans la direction de l'envergure est également classiquement utilisée pour réduire la taille du domaine de calcul et ne simuler qu'un unique événement.

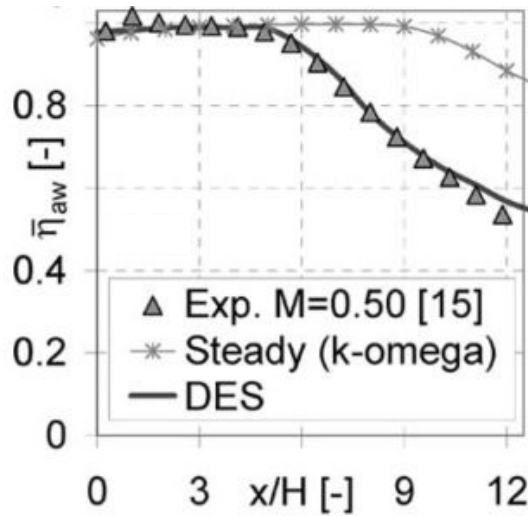


FIGURE 6.7: Efficacité adiabatique globale, i.e. moyenne temporelle et spatiale dans la direction de l'envergure, en fonction de la distance longitudinale à la lèvre x/H obtenue par [Martini *et al.* \(2006\)](#) pour des simulations RANS (Steady) et hybride RANS/SGE (DES).

Résumé de la section 6.3

Cette discussion sur les simulations numériques a mis en évidence l'avantage de l'utilisation des formalismes instationnaires pour la prédiction de l'efficacité adiabatique. On relèvera aussi que la majorité des simulations numériques ce sont faites pour des modèles de bord de fuite non-intégrés à l'aubage complet et pour des écoulements incompressibles. Pour les simulations instationnaires, une hypothèse de périodicité spatiale permet de réduire la taille du domaine de calcul en ne simulant qu'un seul événement.

6.4 Positionnement de la thèse

Dans cette revue de la littérature, nous avons vu que la performance du film de protection au bord de fuite est principalement pilotée par des instationnarités grandes échelles. La SGE semble donc être une méthode appropriée pour améliorer les capacités de prédiction pour ce type d'écoulement. Jusqu'à maintenant, la SGE a été principalement appliquée sur des modèles de bord de fuite non-intégrés dans des géométries réelles d'aubage de turbine. Dans cette thèse, nous proposons d'appliquer la SGE pour une configuration représentative d'un bord de fuite avec événements, intégrée dans une cascade linéaire comprenant plusieurs aubages de turbine. Cette configuration correspond à la génération d'un film de protection, dans un écoulement compressible, avec présence de raidisseurs internes. Le but sera de qualifier et

valider les outils et les modélisations en confrontant les résultats SGE à des mesures expérimentales. Nous analyserons aussi l'impact des raidisseurs internes sur la distribution spatiale de l'efficacité adiabatique. Par ailleurs, il apparaît que les effets de groupe, observés sous la forme de regroupement de jets issus d'événements voisins, pourraient remettre en cause la validité de l'hypothèse de périodicité classiquement employée pour réduire la taille du domaine de calcul dans la direction de l'envergure. La validité de cette hypothèse sera donc également analysée dans notre étude présentée dans la Chapitre 7.

Application de la SGE au film de protection au bord de fuite

7.1	Description de la configuration	178
7.1.1	Géométrie	178
7.1.2	Point de fonctionnement	178
7.2	Mise en place de la SGE	181
7.2.1	Domaine de calcul	181
7.2.2	Méthodes numériques	182
7.3	Validation	184
7.3.1	Dynamique	185
7.3.2	Thermique	188
7.4	Analyse de l'écoulement de protection	192
7.5	Pertinence de la limitation de la taille du domaine dans l'envergure	195
7.5.1	Extension du domaine	195
7.5.2	Dynamique de l'écoulement et efficacité adiabatique	196
7.6	Conclusions du chapitre	200

Ce Chapitre propose une application de la SGE pour un système de protection thermique du bord de fuite utilisant la génération d'un film à la paroi. Ce système est classiquement utilisé dans les turbines aéronautiques. La configuration choisie provient d'une précédente étude expérimentale réalisée par le DLR dans le cadre du projet européen AITEB-2. Dans cette étude expérimentale, le système de protection est intégré à des aubages de turbine haute pression installés dans une cascade linéaire. Cela permet de prendre en compte les effets de compressibilité présents dans les applications industrielles et d'avoir des régimes d'écoulement plus réalistes. La géométrie et le point de fonctionnement retenus sont décrits dans un premier temps. Pour la SGE, une hypothèse de périodicité dans la direction de l'envergure est introduite afin de ne simuler qu'une partie des motifs géométriquement périodiques. Les éléments nécessaires à la compréhension de la mise en place de la SGE sont ensuite présentés. La SGE est alors confrontée aux résultats expérimentaux disponibles. La

simulation est également analysée afin d'apporter des éléments complémentaires à la compréhension des résultats. Au vu de ces analyses, la pertinence de l'hypothèse de périodicité, classiquement faite pour ce type de système, est discutée. Enfin, les principales conclusions de cette étude sur l'application de la SGE à ces systèmes de protection sont présentées.

7.1 Description de la configuration

7.1.1 Géométrie

La configuration choisie pour cette étude a été testée dans la cascade linéaire EGG installée au DLR (DLR, 2017) dans le cadre du projet européen AITEB-2. Les paramètres géométriques caractérisant cette cascade sont présentés en Fig. 7.1. Il y a un total de 7 aubes dont 5 immergées entièrement dans l'écoulement comme montré en Fig. 7.1a. Différents systèmes de protection pour le bord de fuite ont été testés dans cette cascade. Le système retenu pour l'application de la SGE est présenté en Fig. 7.2. Ce système est conçu en réalisant un événement au niveau du bord de fuite sur la face en pression. Cet événement permet d'évacuer l'air de refroidissement interne sous pression par un canal débouchant en amont du bord de fuite. La hauteur de ce canal est notée H en Fig. 7.2. L'air de refroidissement interne est soufflé parallèlement à la surface de l'aubage ce qui permet la génération du film de protection. Le canal interne, par lequel l'air de refroidissement circule, est équipé de 2 rangées de raidisseurs. Ils ont pour but d'assurer la tenue structurelle du bord de fuite usiné pour permettre l'implémentation du système de protection. Ils créent également un pont thermique entre l'extrados et l'intrados de l'aubage. La deuxième rangée se compose de diffuseurs avec une section de passage qui augmente dans la direction principale de l'écoulement. Pour cette configuration, l'air de refroidissement est amené dans la cavité de l'aubage par deux conduites placées de chaque côté de l'aube (voir Fig. 7.2).

7.1.2 Point de fonctionnement

Les points de fonctionnement testés en soufflerie sont définis par 4 paramètres :

- Le nombre de Mach isentropique en sortie de la cascade $Ma_{2, is}$.
- Le ratio de débits c_m entre le débit d'air de refroidissement et le débit dans un passage inter-aubes mesuré au niveau du col en aval du système de refroidissement.
- La température totale en entrée de la cascade $T_{t,1}$.
- La température statique de l'air de refroidissement dans la cavité d'alimentation $T_{c,i}$.

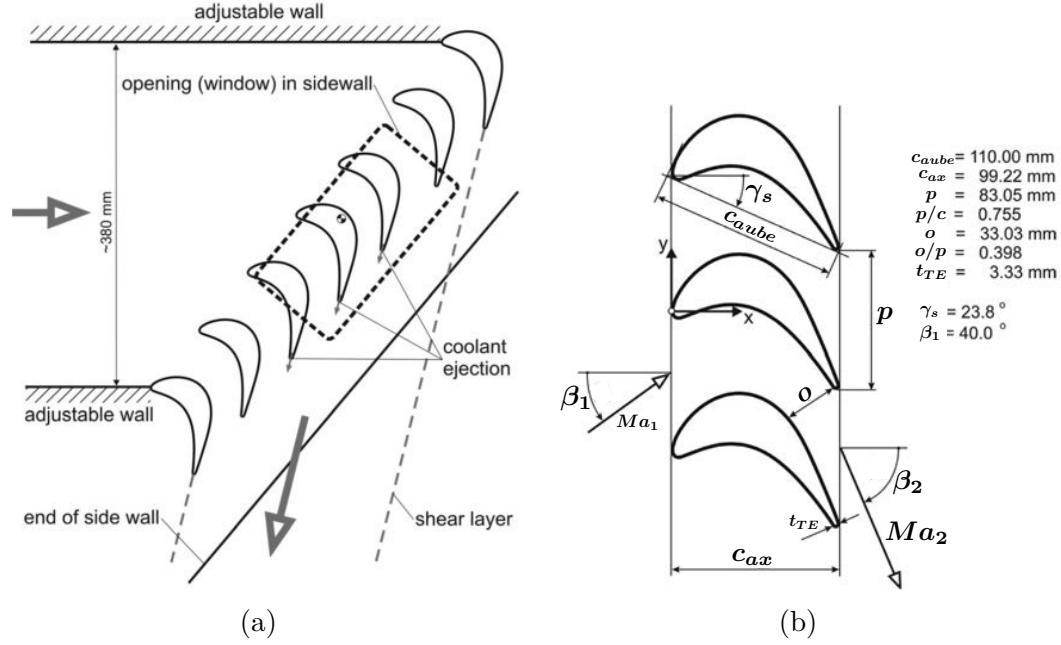


FIGURE 7.1: Représentation schématique de la cascade linéaire EGG (DLR, 2017) montrant l'installation (a) et les paramètres géométriques (b). Tiré de Rehder (2006).

Le nombre de Reynolds Re_2 basé sur la vitesse isentropique en sortie de cascade $V_2 = c_s Ma_{2,is}$, avec c_s la vitesse du son, et la corde c_{aube} est dépendant de $Ma_{2,is}$ et varie entre $1.4 \cdot 10^6$ et $1.6 \cdot 10^6$. Le nombre de Mach isentropique en sortie de cascade est défini comme,

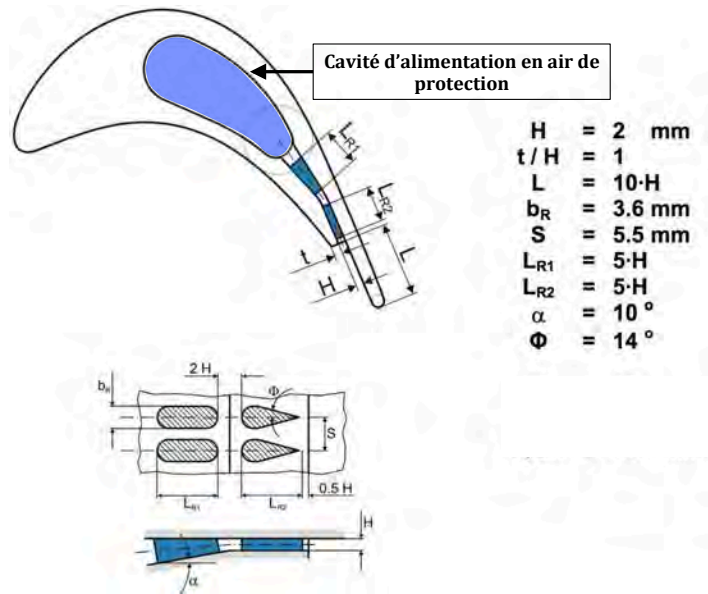
$$Ma_{2,is} = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{P_{t,1}}{P_{s,2}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]}, \quad (7.1)$$

où $P_{t,1}$ est la pression totale en entrée de la cascade, $P_{s,2}$ est la pression statique en sortie de la cascade et γ est l'exposant isentropique de l'air. Dans l'expérience, $Ma_{2,is}$ est ajusté en faisant varier la pression statique en sortie $P_{s,2}$ à l'aide d'un diffuseur. Le ratio de débits c_m est défini par,

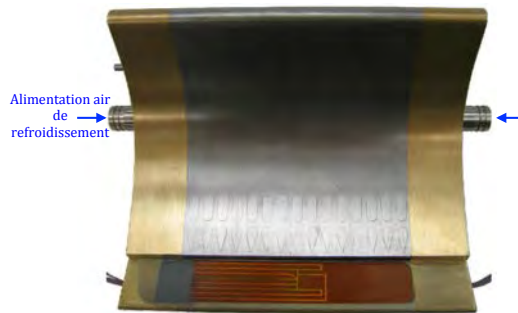
$$c_m = \frac{\dot{m}_c}{\dot{m}_1 + \dot{m}_c}, \quad (7.2)$$

où \dot{m}_c est le débit d'air pour le film de protection et \dot{m}_1 est le débit d'air dans la veine mesuré au col. La température totale en entrée de la cascade $T_{t,1}$ dépend de la température de l'air ambiant. Elle varie de 293 K à 300 K. Dans la simulation, la température totale en entrée de la cascade sera fixée à $T_{t,1} = 293$ K. L'air utilisé pour la génération du film de protection est refroidi dans un échangeur permettant d'obtenir une température statique $T_{c,i} = 263$ K.

Le point de fonctionnement retenu, résumé en Table 7.1, correspond à un cas supersonique avec un débit de refroidissement maximal, i.e. nombre de Mach isen-



(a)



(b)

FIGURE 7.2: Représentation schématique du système permettant de générer un film de protection au bord de fuite sur la face en pression (a). Photographie montrant l'aubage et l'alimentation en air de refroidissement (b). Tiré de [Rehder \(2006\)](#).

tropique en sortie $Ma_{2,is} = 1.1$ et un ratio de débit $c_m = 2\%$.

TABLE 7.1: Synthèse des paramètres caractérisant le point de fonctionnement pour la configuration de film de protection au bord de fuite.

$Ma_{2,is}$	c_m	$T_{c,i}$	$T_{t,1}$	Fluide
1.1	2%	263 K	293 K	Air

Résumé de la section 7.1

Dans cette section, la géométrie de la configuration retenue a été décrite. Cette configuration correspond à un système permettant la génération d'un film de protection au bord de fuite. Elle présente la particularité d'être équipée de raidisseurs dans le canal d'alimentation en air de protection. Le point de fonctionnement retenue est finalement décrit et résumé en Table 7.1. Il correspond à un cas supersonique et au débit de refroidissement le plus important.

7.2 Mise en place de la SGE

Les éléments nécessaires à la mise en place de la SGE sont présentés dans cette section. Le domaine de calcul choisi est décrit en Sec. 7.2.1. Les méthodes numériques employées pour cette simulation sont ensuite présentées en Sec. 7.2.2.

7.2.1 Domaine de calcul

Le domaine de calcul est présenté en Fig. 7.3. Il comprend uniquement un aubage correspondant à l'aubage central de la cascade. Cela revient à faire une hypothèse de périodicité dans la direction y . La hauteur du domaine correspond donc à la distance inter-aubes p (voir Fig. 7.1). Le domaine s'étend sur trois longueurs de corde axiale dans la direction axiale x . Dans la direction de l'envergure, i.e. direction z , une hypothèse de périodicité est également réalisée en ne considérant que 4 raidisseurs dans chaque rangée. Les précédentes études utilisent également la périodicité géométrique mais ne considèrent en général qu'un seul passage inter-raisseurs, e.g. [Martini *et al.* \(2006\)](#); [Joo et Durbin \(2009\)](#); [Ivanova *et al.* \(2015\)](#). Il convient de noter que cette hypothèse de périodicité néglige les effets de bords provenant du caractère fini de la géométrie. Elle peut également provoquer un forçage de l'écoulement dans certains cas.

Dans les études expérimentales, des coalescences de jets sont parfois observées pour des bords de fuite avec raidisseurs internes ([Martini et Schulz, 2004](#)). Ce phé-

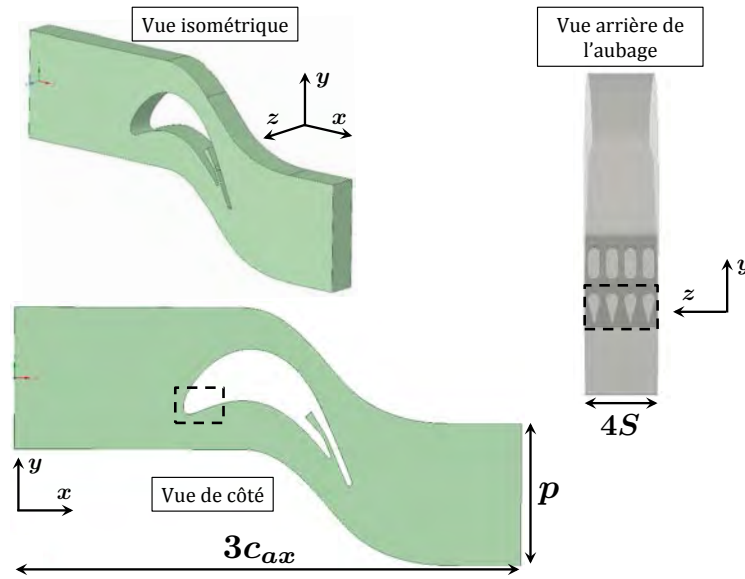


FIGURE 7.3: Domaine de calcul pour la SGE du film de protection au bord de fuite. Les rectangles pointillés représentent les fenêtres de visualisation utilisées pour la présentation du maillage en Fig. 7.4.

nomène ne peut pas être reproduit avec un unique passage simulé. Dans la configuration étudiée ici, les motifs observés expérimentalement sur l'efficacité adiabatique semblent avoir une périodicité spatiale de 4 raidisseurs environ. Il est donc possible qu'il y ait une coalescence de plusieurs jets. La pertinence du choix d'un domaine de taille réduite ne prenant en compte qu'une partie des raidisseurs présents dans la vraie géométrie sera discuté en Sec. 7.5.

7.2.2 Méthodes numériques

Code de calcul La SGE est réalisée avec le code de calcul AVBP (Schönfeld et Rudgyard, 1999) co-développé par le CERFACS et l'IFP-EN. La discrétisation de la partie convective est réalisée ici avec le schéma TTG4A (Quartapelle et Selmin, 1993). C'est un schéma centré à 2 étapes basé sur une formulation éléments finis de type Taylor-Galerkin. Il est d'ordre 4 en temps et d'ordre 3 en espace. Le lecteur intéressé trouvera des informations détaillées sur les propriétés de dispersion et de dissipation du schéma TTG4A dans la thèse de Lamarque (2007). La discrétisation des termes de diffusion se fait en utilisant un schéma centré d'ordre 2 basé sur la méthode de Galerkin (Lamarque, 2007). Pour des raisons de stabilité liées à l'intégration temporelle explicite, le pas de temps Δt est limité par le nombre de Courant Friedrichs Lewy (CFL) basé sur la vitesse du son et fixé à 0.7 dans cette étude. La modélisation de la partie sous-maille du tenseur de Reynolds, contenant les termes non-résolus par le maillage, repose sur l'hypothèse de Boussinesq (Pope, 2000). Le calcul de la viscosité de sous-maille μ_{sgs} qui en découle se fait grâce

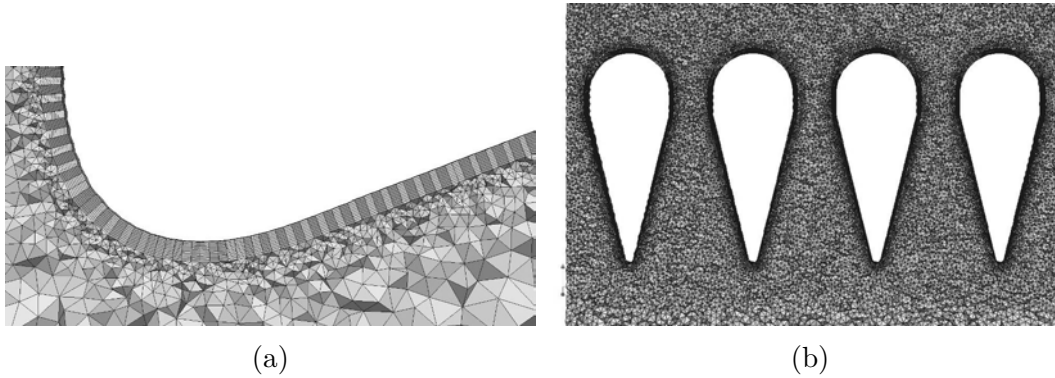


FIGURE 7.4: Visualisations du maillage en proche paroi sur l'aubage (a) et autour de la rangée de diffuseurs (b).

au modèle *Wall Adapting Local Eddy-viscosity* (WALE) (Nicoud et Ducros, 1999). Le vecteur flux de chaleur de sous-maille est modélisé en utilisant l'hypothèse de gradient-diffusion (Pope, 2000) reliant le flux de chaleur de sous-maille au gradient de température résolu par l'intermédiaire d'une conductivité thermique de sous-maille λ_{sgs} . Cette conductivité thermique de sous-maille est calculée en utilisant un nombre de Prandtl de sous-maille constant $Pr_{sgs} = 0.5$.

Maillage Une stratégie hybride est choisie pour réaliser le maillage avec des tétraèdres dans le volume et 10 couches de prismes aux parois. Le taux d'étirement des couches de prismes est égal à 1. Chaque couche a donc la même hauteur. Des zones de raffinement sont placées au niveau du bord de fuite, dans le sillage et dans la région d'interaction entre l'écoulement de protection et l'écoulement principal. Des visualisations des couches de prisme sur l'aubage et du maillage autour de la rangée de diffuseurs sont présentées en Fig. 7.4. Le maillage complet contient environ 25 millions d'éléments.

7.2.2.1 Conditions aux limites

Les différentes conditions aux limites appliquées sur les bords du domaine de calcul sont présentées en Fig. 7.5. En entrée, la pression totale $P_{t,1}$, la température totale $T_{t,1}$ et l'angle de l'écoulement β_1 sont imposés en utilisant le formalisme Navier-Stokes Characteristic Boundary Condition (NSCBC) (Poinsot et Lele, 1992). En raison de la forte contraction dans la soufflerie et de l'absence de générateur de turbulence, les niveaux de fluctuations de vitesse mesurés dans l'expérience sont relativement faibles, i.e. intensité turbulente inférieure à 1% (Rehder, 2012). Par conséquent, il n'y a pas d'injection de turbulence dans la simulation. À la sortie, la pression statique $P_{s,2}$ est imposée de manière faible en utilisant également le formalisme NSCBC. $P_{s,2}$ est recalée de manière à obtenir le nombre de mach isentropique en sortie correspondant au point de fonctionnement choisi, i.e. $Ma_{2,is} = 1.1$. À

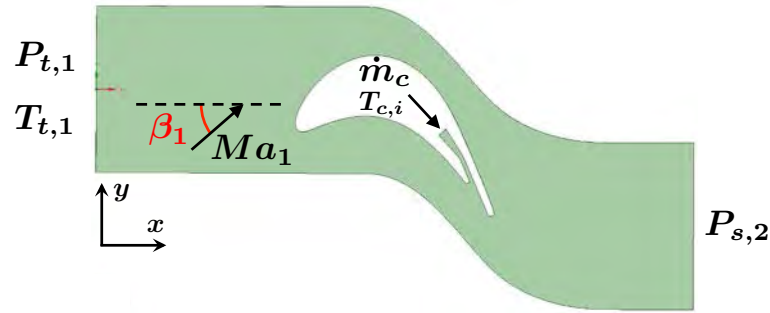


FIGURE 7.5: Conditions aux limites appliquées sur les bords du domaine de calcul.

l'entrée du canal muni des raidisseurs, le débit \dot{m}_c et la température statique $T_{c,i}$ sont imposés en utilisant le formalisme NSCBC. Le débit \dot{m}_c est calculé à partir des conditions d'entrées pour le point de fonctionnement retenu $c_m = 2\%$. Toutes les parois sont adhérentes et adiabatiques. Finalement, le domaine est considéré périodique dans la direction y et dans la direction z .

Résumé de la section 7.2

Les éléments nécessaires à la compréhension de la mise en place de la SGE ont été présentés dans cette section. Le domaine de calcul retenu ne comprend qu'un seul aubage. Il est donc supposé que l'écoulement est périodique dans la direction aubes à aubes y . Le domaine est également restreint dans la direction de l'envergure z en utilisant une hypothèse de périodicité. Il ne prend en compte que 4 passages inter-raideurs. La SGE est réalisée avec le code AVBP sur un maillage non-structuré comprenant des couches de prisme aux parois. Finalement, les conditions limites appliquées aux bords du domaine, permettant de respecter le point de fonctionnement choisi, ont été décrites.

7.3 Validation

Cette section présente les résultats obtenus par la SGE dont la mise en place a été décrite en Sec. 7.2. Les statistiques temporelles sont accumulées sur 4 temps convectifs avec 1 temps convectif défini comme $t_{conv} = c_{aube}/U_{bulk,1}$ où $U_{bulk,1}$ est la moyenne temporelle et spatiale de la norme du vecteur vitesse en entrée du domaine. Lorsque cela est pertinent, les quantités d'intérêts sont également moyennées en espace dans la direction homogène de l'envergure, i.e. direction z . Le coût de calcul pour simuler un temps convectif représente environ 3000 heures CPU sur 480 processeurs de la machine BULL OCCIGEN gérée par GENCI et installée au CINES (Occigen, 2017). Les données expérimentales utilisées en Sec. 7.3 ont été fournies par Safran Helicopter Engines partenaire du consortium AITEB-2.

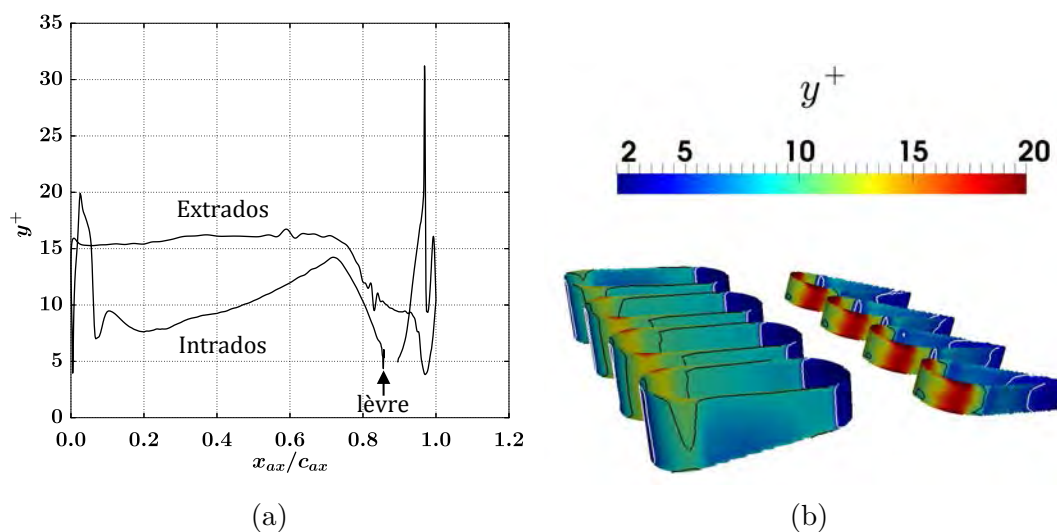


FIGURE 7.6: Distance normal sans-dimension y^+ entre le premier point du maillage dans le fluide et la paroi pour l'aubage (a) et sur les raidisseurs (b). Les iso-lignes blanches et noires représentent respectivement $y^+ = 5$ et $y^+ = 10$ (b).

7.3.1 Dynamique

Dans cette étude, des parois adhérentes sont utilisées et il convient de vérifier *a posteriori* la résolution à la paroi. Cette vérification est faite en regardant la distance normale sans-dimension y^+ entre la paroi et le premier point de maillage dans le fluide. La distribution de la distance normalisée sur l'aubage est présentée en Fig. 7.6. Sur la pale, la distance y^+ varie de 3 à 30. Elle est quasi-constante sur la face en dépression avec $y^+ \approx 15$. Sur les raidisseurs, la distance y^+ varie de 2 à 20 (Cf. Fig. 7.6b). Ces valeurs de y^+ montrent que la résolution à la paroi n'est pas suffisante pour que le premier point de maillage soit placé dans la sous-couche visqueuse sur une majeure partie des parois. Cette SGE ne peut donc pas être considérée comme résolue à la paroi. Toutefois, les comparaisons aux mesures expérimentales tendent à montrer que cette résolution est suffisante pour prédire correctement le comportement dynamique et thermique de cette configuration.

Dans un premier temps, les quantités globales liées à l'alimentation en air de protection, tels que le taux de soufflage M et le coefficient de décharge c_d , sont extraites des simulations et confrontées aux mesures expérimentales. Le taux de soufflage M est défini par,

$$M = \frac{(\rho U)_c}{(\rho U)_1} = \frac{\dot{m}_c}{A_c} \sqrt{\frac{(\gamma - 1) R_{s,air} T_{t,1}}{2\gamma}} \frac{1}{P_{t,1}} \left(\frac{P_{t,1}}{P_c} \right)^{1/\gamma} \frac{1}{\sqrt{1 - (P_c/P_{t,1})^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}}, \quad (7.3)$$

où les quantités indicées c sont mesurées dans le plan d'éjection de l'air de protection au niveau de la lèvre et A_c est la surface de la fente au niveau du plan d'éjection. Le terme $(\rho U)_c$ dans l'expression de M en Eq. (7.3) est déduit directement du débit \dot{m}_c

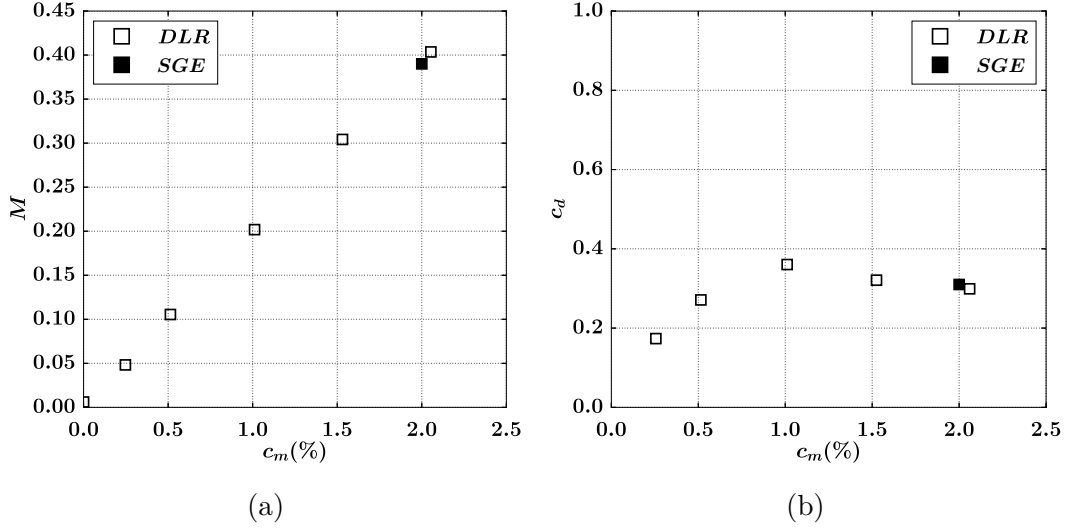


FIGURE 7.7: Taux de soufflage M (a) et coefficient de décharge c_d (b) en fonction du ratio de débit c_m . \square : Expérience, \blacksquare : SGE.

et de la surface A_c . Le terme $(\rho U)_1$ est calculé à partir des relations isentropiques. Le coefficient de décharge, défini en Eq. (7.4), compare le débit massique mesuré expérimentalement ou numériquement à un débit massique idéal obtenu à partir des relations isentropiques et des conditions génératrices,

$$c_d = \frac{\dot{m}_c}{A_c P_{t,c,i} \left(\frac{P_{t,c,i}}{P_c} \right)^{\frac{-(\gamma+1)}{2\gamma}} \sqrt{\frac{2\gamma}{(\gamma-1) \cdot R \cdot T_{t,c,i}} \left[\left(\frac{P_{t,c,i}}{P_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]}}, \quad (7.4)$$

où les quantités indicées (t, c, i) sont relevées dans le plan d'injection de l'air de protection. Les résultats obtenus pour M et c_d sont présentés et comparés aux mesures expérimentales en Fig. 7.7. De manière prévisible, le taux de soufflage M est proportionnel au ratio de débit. Pour le point de fonctionnement retenu, la SGE prédit correctement le taux de soufflage. Le coefficient de décharge est relativement faible, i.e. $c_d \approx 0.3$, indiquant la présence de pertes de charge relativement importantes dues à la présence des raidisseurs. La prédiction de c_d par la SGE est en accord avec les mesures expérimentales malgré les valeurs de y^+ relativement élevées sur les raidisseurs traités comme des parois adhérentes (Cf. Fig. 7.6b). Il semble donc que les pertes de charge singulières contribuent largement aux pertes de charges totales dans cette configuration.

La validation de l'écoulement externe autour de l'aube est basée sur la comparaison de la distribution du nombre de Mach isentropique. En faisant l'hypothèse que le gradient de pression dans la direction normale à la paroi dans la couche limite est négligeable, la pression statique à la paroi permet d'obtenir la distribution du nombre de Mach isentropique autour de l'aube. Ce dernier peut être vu comme une représentation du nombre de Mach de l'écoulement au delà de la couche limite

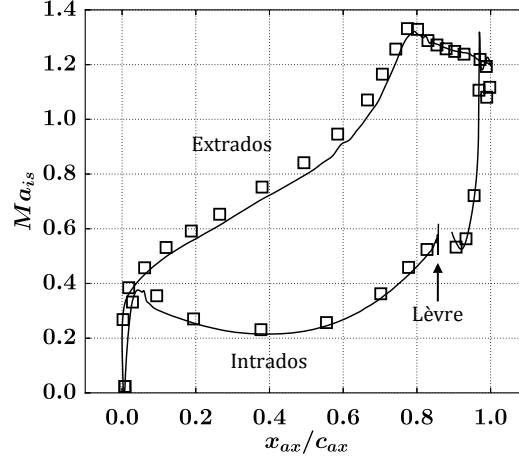


FIGURE 7.8: Moyenne temporelle et spatiale dans la direction z du nombre de Mach isentropique Ma_{is} en fonction de la position axiale adimensionnée x_{ax}/c_{ax} . \square : Expérience, $-$: SGE. Pour la SGE les données sont également moyennées spatialement dans la direction z .

en considérant un fluide parfait. Le nombre de Mach isentropique est calculé comme en Eq. (7.1) en remplaçant $P_{s,2}$ par la pression statique sur la paroi de l'aube $P_{s,b}$. Les comparaisons en terme de nombre de Mach isentropique sont présentées en Fig. 7.8. Sur l'extrados, l'écoulement accélère fortement et devient supersonique à $x_{ax}/c_{ax} \approx 0.65$. Il n'y a pas de choc sur l'aube et l'écoulement reste supersonique jusqu'au bord de fuite. Sur l'intrados, l'écoulement accélère dans un premier temps en raison de la présence d'une région de stagnation et de la courbure initialement convexe induisant un gradient de pression favorable. Ensuite, l'écoulement subit une décélération en raison du gradient de pression défavorable, dû à la courbure concave, apparaissant en aval de la région de stagnation. Un bon accord est trouvé entre les résultats expérimentaux et les prédictions issues de la SGE sur l'ensemble de l'aube. Dans la région où le film de protection est présent, on note également la présence d'un minimum local dans la SGE correspondant au point de recollement situé à $x_{ax}/c_{ax} \approx 0.95$. La résolution spatiale des mesures expérimentales ne permet pas d'identifier clairement la position de ce point de recollement.

L'organisation instantanée de l'écoulement est confrontée aux résultats expérimentaux en comparant une image Schlieren, issue de l'expérience, et la norme du gradient de densité obtenue par la SGE en Fig. 7.9. La SGE prédit correctement la position du choc droit (1) en aval du bord de fuite. Ce choc marque la fin de la région supersonique. Un choc oblique (2) est également observé en amont du bord de fuite sur les 2 visualisations instantanées. Il est probablement lié à l'interaction entre le lâché tourbillonnaire (3) et le choc droit. Au niveau du bord de fuite il est possible de distinguer plusieurs fronts de densité correspondants à des ondes acoustiques. Ces ondes acoustiques sont générées par la séparation de la couche limite associée au lâché tourbillonnaire (Léonard *et al.*, 2014; Collado Morata *et al.*, 2012).

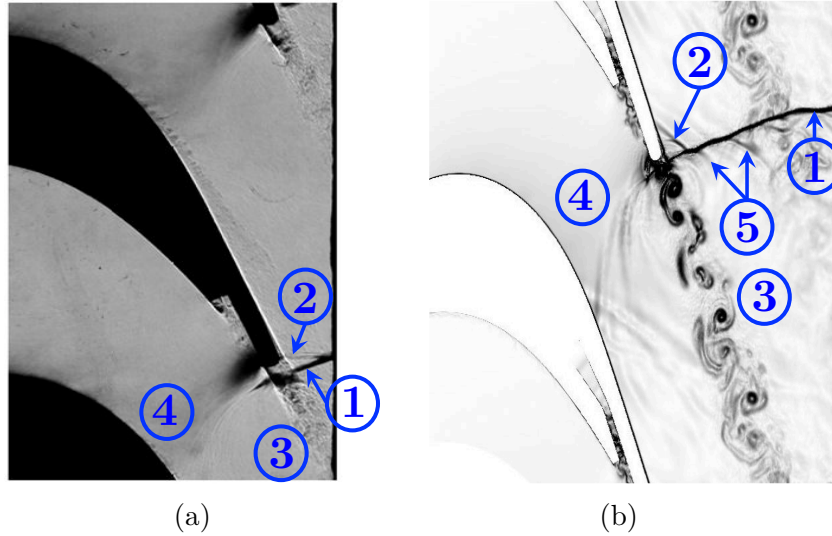


FIGURE 7.9: Plan aubes à aubes localisées à $z/S = 0$ représentant le gradient de densité instantané obtenu expérimentalement par visualisation Schlieren (a) et par la SGE (b). Pour la SGE, la visualisation instantanée (b) représente $\|\vec{\nabla}\rho\|/\rho$ avec $\|\vec{\nabla}\rho\|$ la norme du gradient de densité.

Elles sont donc générées à la fois sur l'intrados et l'extrados. Les ondes produites sur l'intrados (4) se propagent jusqu'à l'aubage inférieure et sont ensuite réfléchies. Du côté extrados, les ondes acoustiques (5) ne peuvent pas remonter l'écoulement supersonique et glissent le long du choc droit.

Ces confrontations SGE-expérience pour la dynamique ont mis en évidence une bonne capacité de prédiction de la SGE. Les quantités globales, liées à l'alimentation en air de protection telles que le coefficient de décharge ou le taux de soufflage, sont prédites correctement par la SGE sur cette configuration. Pour l'écoulement moyen autour de l'aube, la distribution du Mach isentropique montre également une bonne capacité de prédiction de la SGE. Finalement, un bon accord entre la simulation et l'expérience est observé pour l'organisation instantanée de l'écoulement. Cette première validation s'est concentrée sur l'aspect aérodynamique. L'aspect thermique est traité en Sec. 7.3.2.

7.3.2 Thermique

Le but principal du système étudié ici est de générer un film de protection pour isoler le bord de fuite des gaz chauds. Comme présenté en Sec. 6.1.3, l'efficacité d'un tel système est caractérisée par l'efficacité adiabatique η_{aw} . Dans la présente étude, des effets de compressibilité sont présents. La version compressible de l'efficacité, définie en Eq. (6.3), est donc adoptée. La température de récupération T_r est obtenue grâce à une deuxième simulation avec une température statique de l'air de protection

injecté, $T_{c,i}$, égale à la température statique en entrée de la cascade. Pour rappel, la première simulation est réalisée pour le point de fonctionnement synthétisé en Table 7.1. La même méthodologie est utilisée dans l'expérience. Les résultats pour l'efficacité adiabatique sont présentés dans le repère décrit en Fig. 7.10.

Les distributions spatiales de l'efficacité adiabatique η_{aw} sont présentées en Fig. 7.11. Les résultats expérimentaux font apparaître une alternance de motifs qui semble se répéter périodiquement dans la direction z . Ces motifs se composent de régions étendues dans la direction x' , où l'efficacité adiabatique est relativement élevée, e.g. à $z/S = 0$, et de régions de faible efficacité adiabatique, e.g. à $z/S = 2$. La SGE se limite à un domaine comprenant 4 passages inter-raideurs. Les limites de ce domaine de calcul sont rappelées par les lignes pointillées blanches en Fig. 7.11. Pour la comparaison à l'expérience, les résultats de la simulation sont donc répliqués de part et d'autre du domaine central entre les lignes blanches pointillées. La périodicité bien marquée dans les résultats issue de la SGE est donc forcée par le choix du domaine de calcul. L'influence de la taille du domaine simulé et la pertinence de la condition de périodicité pour la SGE sera discutée plus en détails en Sec. 7.5. Malgré cette périodicité forcée, on retrouve dans la simulation les motifs caractéristiques observés expérimentalement. Par exemple, la région de forte efficacité à $z/S = 0$ qui s'étend dans la direction x' est présente dans la simulation. On note tout de même que l'extension de cette région est surestimée par la SGE. Il est également possible d'observer les zones de faible efficacité de part et d'autre de cette région bien protégée.

De tels motifs ont déjà été observés expérimentalement dans la littérature par [Martini et Schulz \(2004\)](#) comme mentionné en Sec. 6.2 (Cf. Fig. 6.5). Cependant leur configuration d'étude était légèrement différente. La seconde rangée de raidisseurs n'était pas composée de diffuseurs mais identique à la première rangée et leur étude ne prenait pas en compte les effets de compressibilité. Contrairement aux résultats expérimentaux présentés ici, les résultats de [Martini et Schulz \(2004\)](#) font apparaître une périodicité quasi-parfaite des différents motifs observés (voir Fig. 6.5). [Martini et Schulz \(2004\)](#) attribuent ces motifs particuliers à des regroupements de jets causant de fortes inhomogénéités dans l'efficacité du film de protection. Ainsi, il semble que ces regroupements de jets existent également dans la configuration choisie pour cette étude. La Section 7.4 s'intéresse à la mise en évidence de ce phénomène par des diagnostics rendus possibles par la SGE.

Les discussions précédentes traitent uniquement du comportement local de l'efficacité adiabatique du film. D'un point de vue industriel, l'intérêt est également porté sur des quantités globales telles que la moyenne temporelle et spatiale de l'efficacité dans la direction de l'envergure z . La comparaison globale entre expérience et simulation, pour l'efficacité adiabatique, est montrée en Fig. 7.12. Proche de la lèvre, l'efficacité est légèrement sous-estimée par la SGE avec un écart relatif maximal de l'ordre de 15% relevé à $x'/H = 1$. En aval, la SGE prédit correctement la décroissance de l'efficacité adiabatique moyennée temporellement et spatialement. Nous avons également ajouté à ces comparaisons le résultat d'un calcul stationnaire

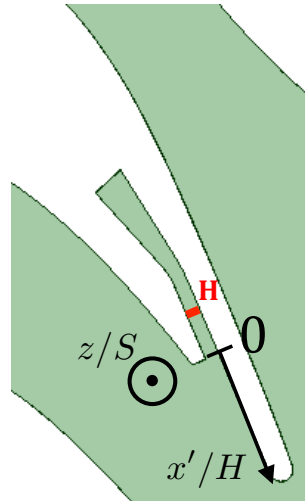


FIGURE 7.10: Repère utilisé pour la présentation de la distribution spatiale de l'efficacité adiabatique sur le bord de fuite.

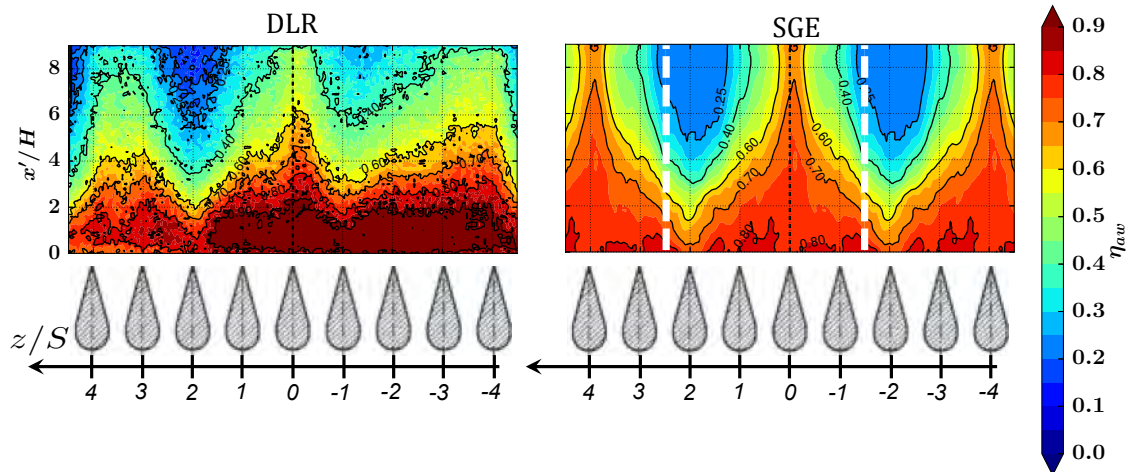


FIGURE 7.11: Distribution spatiale de la moyenne temporelle de l'efficacité adiabatique η_{aw} , définie en Eq. (6.3), obtenue par l'expérience (DLR) et par la SGE (SGE). Les lignes pointillées blanches représentent les limites du domaine simulé.

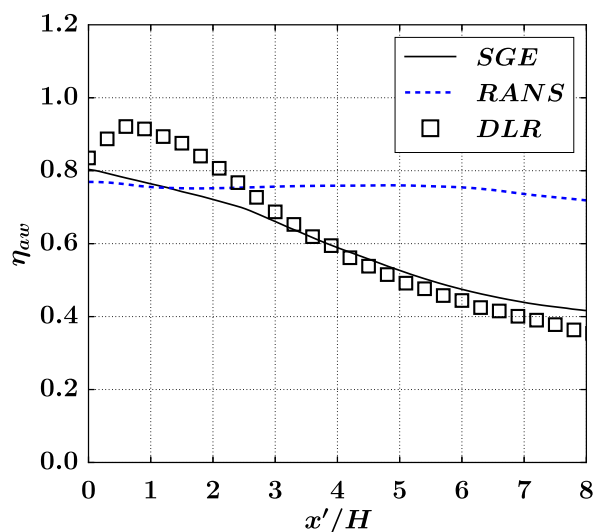


FIGURE 7.12: Moyenne temporelle dans la direction de l'envergure z de l'efficacité adiabatique η_{aw} , définie en Eq. (6.3), obtenue par l'expérience (DLR), par la SGE (SGE) et par un calcul RANS réalisé par Safran Helicopter Engines (RANS).

RANS réalisé et fourni par Safran Helicopter Engines sur la même configuration avec le code commercial *FLUENT* et le modèle de turbulence $k - \omega$ SST. Par rapport à la SGE, le calcul RANS ne prédit pas correctement la décroissance de l'efficacité adiabatique. On retrouve ici la conclusion de la littérature, présentée en Sec. 6.3, sur les simulations stationnaires RANS.

Résumé de la section 7.3

La validation de la SGE par rapport aux mesures expérimentales a été traitée dans cette section. Il a été montré que la SGE est capable de prédire correctement les quantités globales liées au canal d'alimentation en air de protection. Notamment, le coefficient de décharge est en bon accord avec les mesures expérimentales malgré une résolution spatiale du maillage qui ne permet pas de résoudre l'écoulement à la paroi. Pour l'écoulement externe, la distribution de Mach isentropique autour de l'aubage est correctement prédite par la SGE. Les principales caractéristiques de l'organisation instantanée de l'écoulement sont également bien retrouvées par la SGE. Entre autres, l'apparition d'un choc positionné en aval du bord de fuite est bien prédite. Pour la thermique, les prédictions de la SGE en termes d'efficacité adiabatique de film sont cohérentes avec les mesures expérimentales. De fortes inhomogénéités spatiales sont observés avec l'alternance de régions de forte efficacité et de faible efficacité. Une telle inhomogénéité pourrait avoir un impact négatif sur la durée de vie du bord de fuite si les gradients thermiques dans le métal augmentent. D'après de précédentes études sur ce type de configuration, il apparaît que des

effets de groupe pourraient causer l’inhomogénéité spatiale observée dans la SGE et dans l’expérience. Pour tenter d’expliquer ces observations, une analyse de l’écoulement de protection est proposée en Sec. 7.4. Finalement, des comparaisons de la moyenne temporelle et spatiale de l’efficacité confirment la faiblesse des approches stationnaires RANS. Contrairement à la SGE, la simulation RANS ne permet pas de prédire correctement la décroissance de l’efficacité adiabatique en aval de la lèvre.

7.4 Analyse de l’écoulement de protection

La SGE donne accès à l’évolution $3D$ instantanée de l’écoulement permettant de visualiser certains phénomènes plus facilement que dans l’expérience. Cela est particulièrement vrai dans les domaines confinés sans accès optique tel que le canal d’alimentation en air de protection de la configuration étudiée ici. Pour visualiser l’écoulement dans ce canal, un scalaire passif est injecté au niveau de l’injection de l’air de protection. L’évolution spatio-temporelle de ce scalaire passif est montrée en Fig. 7.13 présentant un rendu volumique basé sur la norme de la vitesse. L’opacité du champ varie linéairement de 0, i.e. transparent, pour $U_{mag} = 0$ m/s, à 1, i.e. opaque, pour $U_{mag} = 125$ m/s. Les 2 diffuseurs identifiées *Rib 0* et *Rib 2* sont localisés respectivement à $z/S = 0$ et $z/S = 2$. Ces positions correspondent respectivement aux zones de forte efficacité et de faible efficacité (Cf. Fig. 7.11). Au temps t_0 , le scalaire passif a passé la première rangée de raidisseurs et commence à interagir avec la deuxième rangée composée de diffuseurs. La première rangée cause la formation de 4 jets distincts. La réduction de la section de passage génère une accélération de l’écoulement. Au temps t_1 , il est déjà possible d’observer un comportement particulier pour les jets passant autour du *Rib 0*. Ces jets passent au voisinage de la surface convexe formant le bord d’attaque du diffuseur. Ils sont alors soumis à l’effet Coandă. Ils suivent la courbure de la surface et s’attachent au diffuseur tout en subissant à nouveau une accélération en raison de la nouvelle réduction de la section de passage. Cet effet Coandă autour du diffuseur *Rib 0* est encore plus clairement visible à l’instant t_2 . Les 2 jets restants sont également influencés par ce phénomène. Ils subissent l’effet Coandă mais ne coalescent pas autour du diffuseur *Rib 2*. Ils sont au contraire déviés vers le diffuseur *Rib 0*. Finalement, à l’instant t_3 , les 4 jets fusionnent en aval du diffuseur *Rib 0* laissant une zone “morte” en aval du diffuseur *Rib 2*. Ces analyses permettent donc de relier la région de forte efficacité à la coalescence des 4 jets autour du diffuseur *Rib 0*. Il est également possible d’attribuer la région de faible efficacité, en aval du diffuseur *Rib 2*, à la zone “morte” causée par la fusion des jets.

Ces visualisations sont relativement simples à réaliser d’un point de vue numérique mais plus complexes à mettre en place expérimentalement. En revanche, la visualisation de l’écoulement proche paroi par film d’huile est une technique clas-

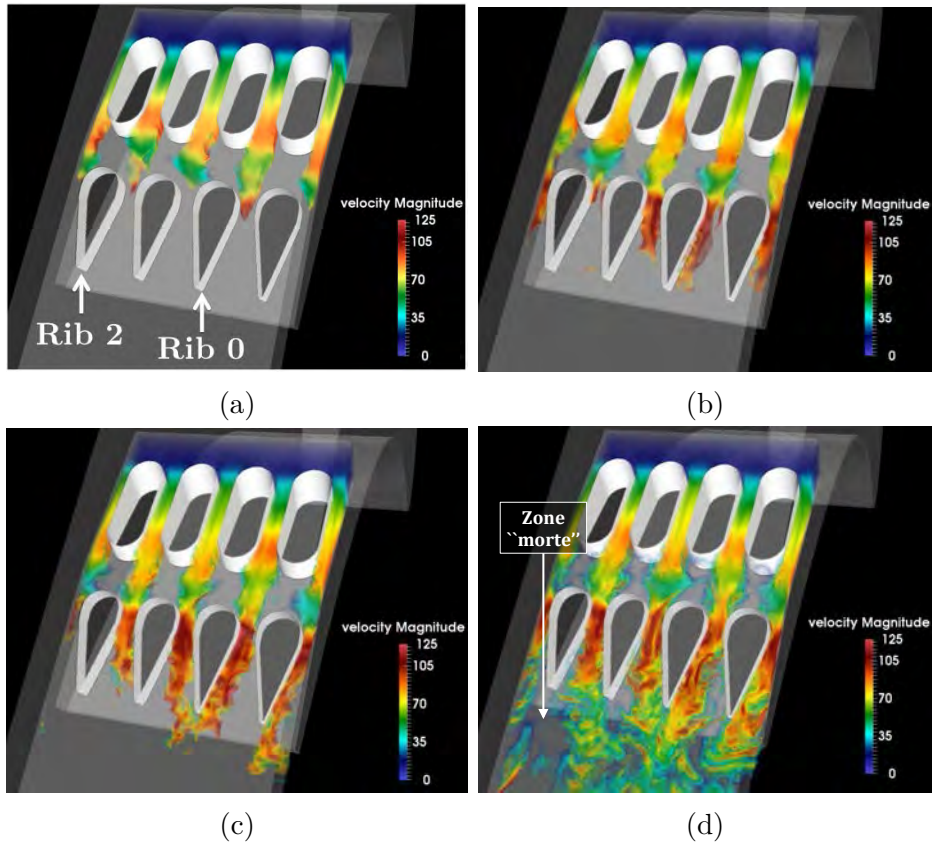


FIGURE 7.13: Rendu volumique de l'évolution temporelle du scalaire passif coloré par la norme du vecteur vitesse U_{mag} pour les instants t_0 (a), t_1 (b), t_2 (c), t_3 (d) avec $t_3 > t_2 > t_1 > t_0$. L'opacité varie linéairement de 0, i.e. transparent, pour $U_{mag} = 0 \text{ m/s}$, à 1, i.e. opaque, pour $U_{mag} = 125 \text{ m/s}$. Les diffuseurs *Rib 0* et *Rib 2* sont localisés respectivement à $z/S = 0$ et $z/S = 2$.

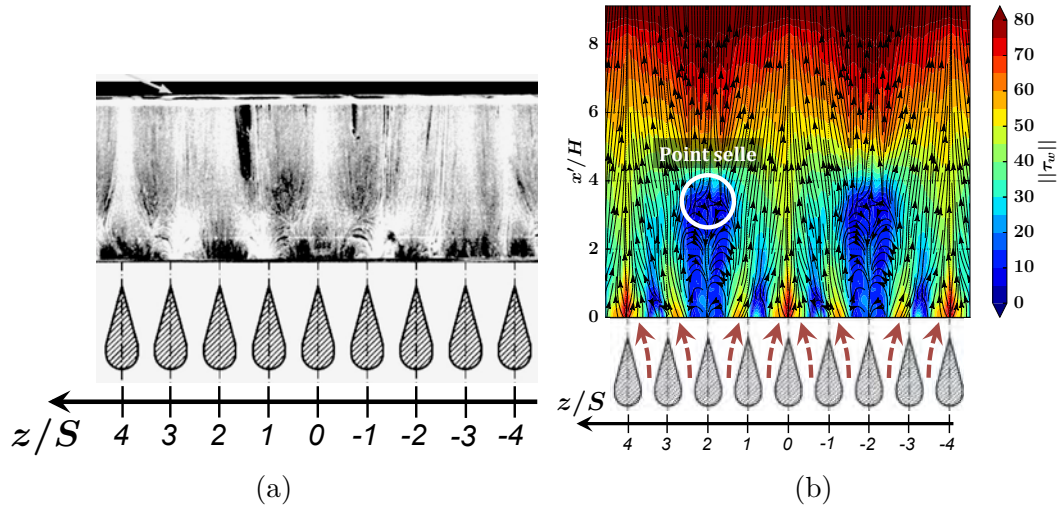


FIGURE 7.14: Visualisation de l'écoulement en proche paroi à l'aide d'un film d'huile dans l'expérience (a) et des lignes de frottement moyennes pour la SGE (b). Les flèches pointillées pour la SGE (b) indiquent la direction des jets inter-raïdisseurs.

sique utilisée expérimentalement. Une visualisation analogue peut être construite pour la simulation numérique en regardant les lignes de frottement sur le bord de fuite. Les regroupements de jets observés avec le scalaire passif devraient également être observables sur des visualisations par film d'huile ou des lignes de frottement. Ce diagnostic constituerait alors un moyen relativement simple permettant de caractériser rapidement les effets de groupe potentiellement présents.

Les lignes de frottement moyennes issues de la SGE sont présentées en Fig. 7.14 et comparées à une visualisation par film d'huile réalisée expérimentalement par le DLR. Pour la SGE, les lignes de frottement convergent vers la position $z/S = 0$, i.e. en aval du diffuseur *Rib 0*. La zone "morte", observée précédemment à $z/S = 2$, est caractérisée par un écoulement de recirculation indiqué par la direction des lignes de frottement qui pointent vers les diffuseurs. Dans cette zone, le point selle marque le point de recollement de l'écoulement principal sur le bord de fuite. La position de ce point selle coïncide avec la décroissance rapide de l'efficacité adiabatique du film de protection observée à $x'/H \approx 3$ (Cf. Fig. 7.11). Les résultats expérimentaux font aussi apparaître une convergence de l'écoulement proche paroi à $z/S = 0$. Il est également possible de distinguer la zone "morte" à $z/S = 2$.

Ces analyses confirment la présence d'effets de groupe dans cette configuration. Cela pose donc la question de la pertinence de la limitation de la taille du domaine qui, en ne prenant en compte que quelques passages inter-raïdisseurs, peut favoriser ou défavoriser l'apparition de ces effets de groupes. L'hypothèse de périodicité dans la direction z qui découle de cette réduction du domaine nécessite donc une attention particulière. Ces questions sont traitées en Sec. 7.5.

Résumé de la section 7.4

L'analyse de l'écoulement de refroidissement présentée dans cette section a permis de mettre en évidence des effets de groupe liés à l'effet Coandă au voisinage des diffuseurs. Ces effets de groupe se traduisent par le regroupement de plusieurs jets autour d'un diffuseur. Ce phénomène est la cause principale de l'inhomogénéité spatiale observée pour l'efficacité adiabatique de film. Suite à ces observations, un diagnostic relativement simple est proposé pour identifier les possibles regroupement de jets. Il se base sur l'analyse des lignes de frottement moyennes obtenues numériquement qui sont en bon accord avec les visualisations expérimentales par film d'huile. Si l'homogénéité spatiale de la protection est problématique, ces diagnostics pourraient permettre de discriminer plusieurs systèmes de protection avec différents arrangements des raidisseurs internes. D'un point de vue numérique, cela éviterait par exemple d'avoir à réaliser les deux simulations nécessaires à la détermination de l'efficacité dans le cas compressible. Finalement, les effets de groupe observés posent la question de la pertinence de la limitation de la taille du domaine en ne prenant en compte que quelques raidisseurs (Cf. Sec. 7.5).

7.5 Pertinence de la limitation de la taille du domaine dans l'envergure

Le domaine de calcul utilisé en Secs. 7.3 et 7.4 est limité à 4 passages inter-raisseurs. Cette limitation de la taille du domaine de calcul se base sur une hypothèse de périodicité spatiale dans la direction z . Les analyses de la SGE présentées en Sec. 7.4 ont permis de mettre clairement en évidence des effets de groupe liés à la coalescence de plusieurs jets. Ces effets de groupe sont responsables des inhomogénéités spatiales observées dans la distribution de l'efficacité adiabatique de film. La justification de l'hypothèse de périodicité, relativement classique pour ce type de configuration, est remise en cause par la présence de ces phénomènes. En effet, cette hypothèse de périodicité pourrait être responsable d'une modification des effets de groupe liée à la limitation du nombre de raidisseurs pris en compte ou encore à la non prise en compte des effets de bord. L'objectif de cette section est donc d'analyser l'effet de la taille du domaine choisi sur la prédiction de l'efficacité du film de protection.

7.5.1 Extension du domaine

Le domaine initial composé de 4 passages inter-raisseurs est répliqué 2 fois conduisant à un domaine étendu qui comprend 12 passages inter-raisseurs. Le

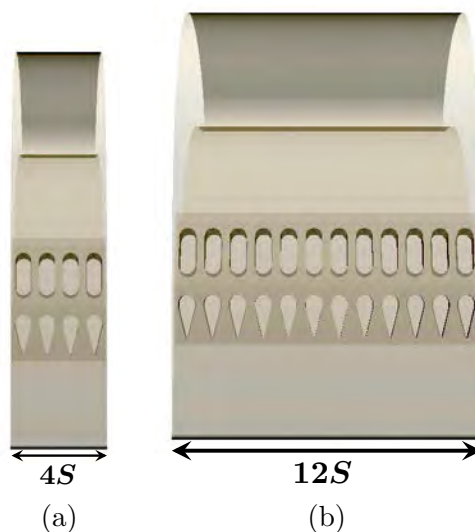
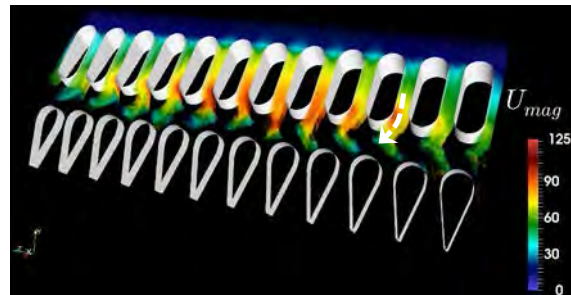


FIGURE 7.15: Visualisation du nombre de raidisseurs pris en compte dans le domaine initial, i.e. DOM1 comprenant 4 passages inter-raideurs, (a) et dans le domaine étendu, i.e. DOM2 comprenant 12 passages inter-raideurs (b).

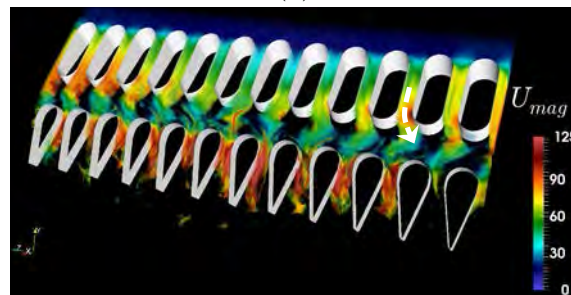
domaine initial, noté DOM1, et le domaine étendu, noté DOM2, sont présentés en Fig. 7.15. Le maillage est également répliqué pour garder la même résolution spatiale pour les 2 domaines. Les méthodes numériques utilisées pour la réalisation de la SGE avec DOM2 sont strictement identiques à celles décrites en Sec. 7.2.2. Le point de fonctionnement est également identique (Cf. Table 7.1).

7.5.2 Dynamique de l'écoulement et efficacité adiabatique

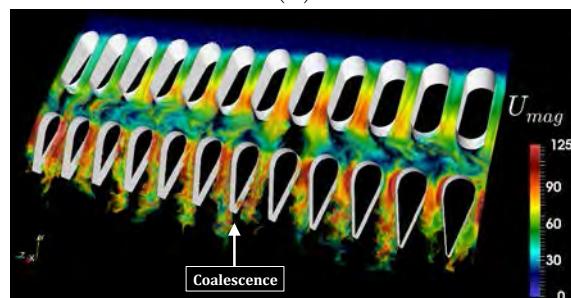
L'injection d'un scalaire passif dans le canal de refroidissement permet de mettre en évidence les modifications engendrées par l'extension du domaine. Plusieurs instants, représentant la norme de la vitesse du scalaire passif dans le canal, sont présentés en Fig. 7.16. Dans le domaine DOM2, l'effet Coandă est très marqué dès la première rangée de raidisseur. Des jets courbés sont alors observés en sortie de la première rangée comme montré en Fig. 7.16a. Ils sont en fait soumis à un battement. En effet, pour le temps t_1 en Fig 7.16b, il est possible d'observer ce battement par le changement de direction des jets issus de la première rangée de raidisseurs. Une synchronisation apparaît entre plusieurs jets mettant en évidence l'importance des effets de groupe. Ensuite, le scalaire passif passe dans la rangée de diffuseurs en Figs 7.16b et 7.16c, et des coalescences de jets sont observées comme pour le domaine DOM1. Certaines coalescences sont stationnaires alors que d'autres apparaissent de manière intermittentes. Au voisinage des jets qui ont fusionné, une zone "morte" est observée comme montré en Fig. 7.16d. Cette organisation diffère de celle précédemment observée pour le domaine DOM1. Une description moyenne de l'organisation de l'écoulement peut être obtenue en regardant les lignes de frottement



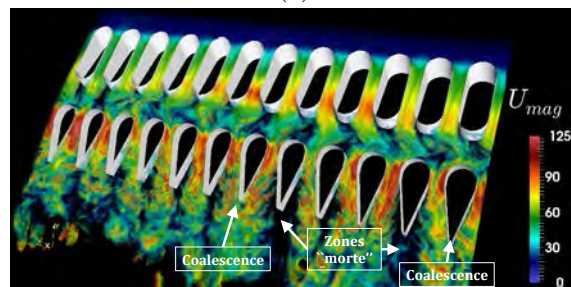
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 7.16: Rendu volumique de l'évolution temporelle du scalaire passif dans le domaine DOM2. Le scalaire passif est coloré par la norme du vecteur vitesse U_{mag} pour les instants t_0 (a), t_1 (b), t_2 (c), t_3 (d) avec $t_3 > t_2 > t_1 > t_0$. L'opacité varie linéairement de 0, i.e. transparent, pour $U_{mag} = 0 \text{ m/s}$, à 1, i.e. opaque, pour $U_{mag} = 125 \text{ m/s}$.

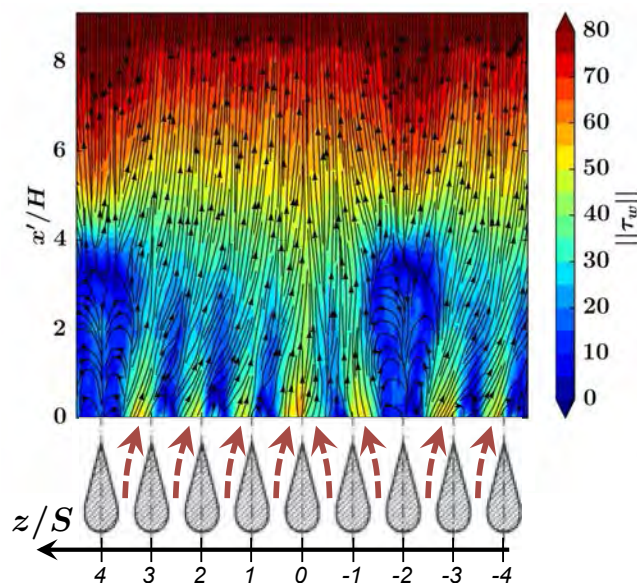


FIGURE 7.17: Lignes de frottement moyennes sur le bord de fuite issues de la SGE pour le domaine DOM2 (voir Fig. 7.15). Les flèches pointillées indique la direction des jets inter-raideurs

moyennes en Fig. 7.17. Autour de la position $z/S = 0$, la topologie caractéristique d’une coalescence de jets est retrouvée. Une zone de recirculation peut également être identifiée au niveau de la zone “morte” à $z/S = -2$. Finalement pour tous les jets, la déviation, observée sur l’évolution instantanée, est retrouvée sur les lignes de frottement moyennes. Ce nouveau domaine DOM2 introduit donc des effets de groupe avec notamment la synchronisation du battement des jets, qui n’étaient pas présents ou moins prononcés pour la SGE sur le domaine DOM1. Cependant, il convient de noter que cette dynamique obtenue pour DOM2 subit également un forçage dû à l’hypothèse de périodicité faite dans la direction z .

Ce changement de dynamique, dû à la modification de la taille du domaine, a un impact direct sur l’efficacité adiabatique du film de protection comme montré en Fig. 7.18. La périodicité spatiale ayant changé, les motifs observés pour DOM2 diffèrent de ceux précédemment reportés pour DOM1 en Fig. 7.11. La présence des effets de groupe différents dans le cas DOM2 produit un meilleur accord avec l’expérience concernant l’extension dans la direction x' des zones de forte efficacité. Pour rappel dans le cas DOM1, ces zones s’étendaient jusqu’à $x'/H \approx 8$ (voir Fig. 7.11). D’un point de vue global, la modification de la taille du domaine a relativement peu d’impact sur l’évolution de la moyenne temporelle et spatiale, dans la direction de l’envergure z , de l’efficacité adiabatique présentée en Fig. 7.19.

Ces résultats remettent donc en cause la pertinence de l’utilisation d’une hypothèse de périodicité dans la direction z pour la simulation de tels écoulements. Au vu des résultats expérimentaux, il est possible qu’il existe des effets de groupe

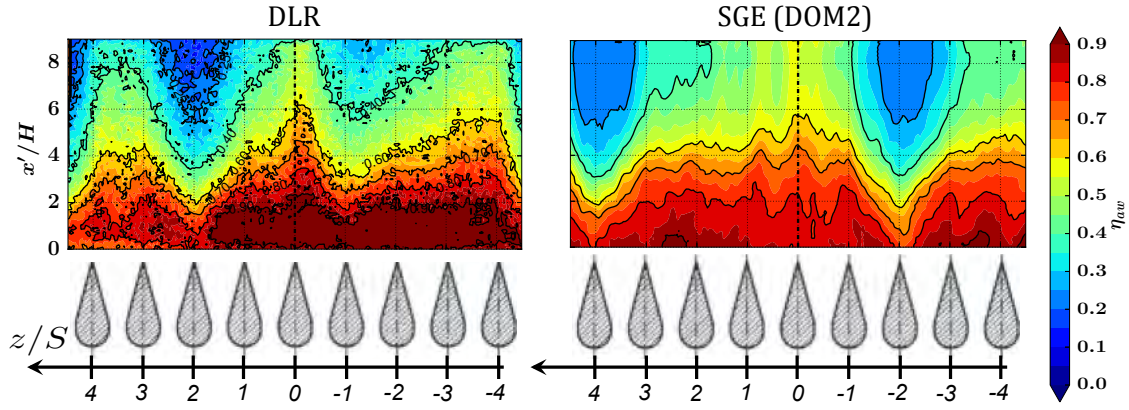


FIGURE 7.18: Distribution spatiale de l'efficacité adiabatique η_{aw} , définie en Eq. (6.3), obtenue par l'expérience (DLR) et par la SGE (SGE) pour le domaine DOM2 (voir Fig. 7.15).

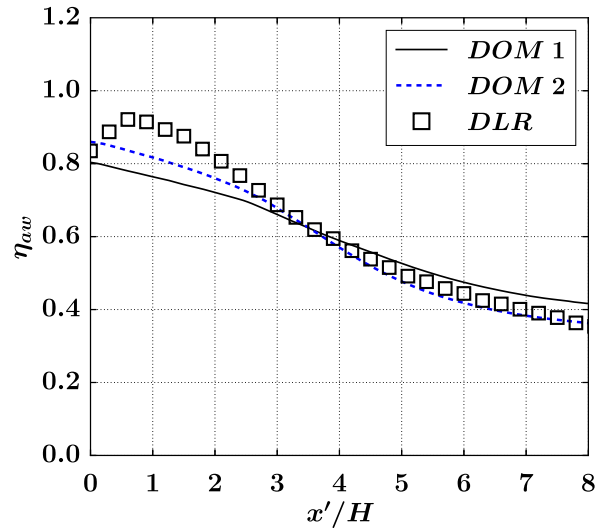


FIGURE 7.19: Moyenne temporelle et spatiale dans la direction de l'envergure z de l'efficacité adiabatique η_{aw} , définie en Eq. (6.3), obtenue par l'expérience (DLR) et par la SGE pour DOM1 et DOM2. La moyenne spatiale est réalisée pour $-4 < z/S < 4$.

différents de ceux présents dans la simulation en raison du nombre limité de raidisseurs pris en compte. De plus l'hypothèse de périodicité néglige également les effets de bords qui pourraient pour ces configurations influencer sur la dynamique de l'écoulement et donc les prédictions de l'efficacité adiabatique.

Résumé de la section 7.5

L'influence du nombre de raidisseurs pris en compte dans la simulation a été évaluée dans cette section. Le domaine initialement composé de 4 passages inter-raisseurs a été étendu afin de prendre en compte 12 passages inter-raisseurs. Il a été montré que la dynamique de l'écoulement est impactée par l'extension du domaine. Les différences observées entre les domaines à 4 et 12 passages proviennent principalement de la modification des effets de groupe. Un couplage entre les différents jets issus de la première rangée de raidisseurs a notamment été mis en évidence dans le domaine à 12 passages. Enfin, il a été possible de montrer que la modification de l'écoulement a un impact direct sur la distribution spatiale de l'efficacité adiabatique de film. D'après ces résultats, il semble donc que la limitation de la taille du domaine par l'utilisation d'une hypothèse de périodicité ne soit pas appropriée pour la simulation de cette configuration. D'un point de vue global, il est montré que la modification de la taille du domaine à un impact limité sur la prédiction de la moyenne temporelle et spatiale, dans la direction de l'envergure z , de l'efficacité adiabatique.

7.6 Conclusions du chapitre

L'application de la SGE à un système de protection thermique au bord de fuite d'une aube de turbine a été présentée dans ce chapitre. Ce dispositif correspond à la génération d'un film de protection par l'évacuation de l'air de refroidissement interne au travers d'un canal. Ce canal est en général muni de raidisseurs afin d'assurer l'intégrité structurelle du bord de fuite. Dans le cadre du projet européen AITEB-2, ce système est intégré à un aubage haute pression placé dans une cascade linéaire installée au DLR. Cette configuration a été retenue pour sa représentativité vis à vis des systèmes industriels. Elle présente également l'intérêt d'être documentée en termes de mesures expérimentales aérodynamiques et thermiques.

Pour réaliser les Simulations aux Grandes Échelles de ces systèmes, des hypothèses de périodicité sont classiquement faites pour ne prendre en compte qu'un aubage et un passage inter-raisseurs. Dans cette étude, cette hypothèse est également utilisée. Le domaine de calcul choisi comprend un unique aubage et 4 passages inter-raisseurs. Cela diffère des précédentes SGE réalisées sur ce type de configuration qui ne considèrent en général qu'un seul passage inter-raisseurs. Le choix de simuler 4 passages provient de la visualisation *a priori* des mesures expé-

riméntales d'efficacité adiabatique de film disponibles faisant apparaître des motifs quasi-périodiques.

La confrontation aux mesures expérimentales a montré que la SGE est capable de prédire correctement les quantités globales liées à l'alimentation en air de protection. Le taux de soufflage et le coefficient de décharge relevés en sortie du canal sont en bon accord avec les mesures expérimentales. Autour de l'aubage, la distribution du nombre de Mach isentropique est correctement prédite par la SGE. La présence d'un choc droit est également retrouvée en aval du bord de fuite conformément aux observations expérimentales pour le même point de fonctionnement.

Les mesures de caractérisation de l'efficacité de ce système sont ensuite confrontées aux résultats issus de la SGE. L'inhomogénéité spatiale de l'efficacité de la protection, présente dans l'expérience, est retrouvée par la SGE. En revanche, l'hypothèse de périodicité, faite dans le calcul, force les motifs observés sur le bord de fuite qui diffèrent des motifs expérimentaux. Des analyses de l'écoulement de protection, obtenu dans la SGE, mettent en évidence la présence de l'effet Coandă dans la rangée de diffuseurs. Cela génère alors la coalescence de plusieurs jets expliquant l'inhomogénéité spatiale observée dans le calcul. Ce phénomène est également mis en évidence avec les lignes de frottement moyennes obtenues numériquement. Ainsi, la SGE apparaît comme un outil adapté pour la prédiction de tels phénomènes qui pourraient être problématiques en raison de l'inhomogénéité de la protection fournie par le système.

En revanche, les effets de groupe observés posent la question de l'influence du nombre de raidisseurs pris en compte dans la simulation. Afin d'évaluer cette influence, une SGE est réalisée pour un domaine de calcul étendu prenant en compte 12 passages inter-raisseurs. Cette SGE permet également de tester l'hypothèse de périodicité dans la direction de l'envergure z . Les résultats mettent en évidence une dépendance de la dynamique de l'écoulement au nombre de raidisseurs pris en compte dans la simulation. De plus, il apparaît que la périodicité introduit un forçage supplémentaire sur l'écoulement au niveau de la première rangée de raidisseurs. La prédiction locale de l'efficacité du système de protection du bord de fuite est alors impactée par la taille du domaine choisi. Pour ce type de configuration, munie de raidisseurs internes, l'hypothèse de périodicité semble donc inappropriée en raison de la présence d'effets de groupe influant sur la dynamique de l'écoulement. Dans l'expérience il est également probable que les effets de bord, non pris en compte avec un calcul périodique, pilote les phénomènes de coalescence et de déviation des jets. Il semble donc que l'application de la SGE, pour la prédiction de l'efficacité d'un tel système de protection, requiert la simulation du domaine complet afin de prendre en compte correctement les effets de groupe et les effets de bord.

Finalement en accord avec les résultats de la littérature, nous avons mis en évidence l'apport de la SGE par rapport à l'approche RANS classique pour la prédiction de la décroissance de l'efficacité adiabatique globale du système d'événements au bord de fuite.

Conclusions générales et perspectives

La prédiction de la durée de vie des aubages de turbine haute pression se base aujourd'hui sur différents outils numériques. Si la modélisation de la thermique dans le solide est plutôt bien maîtrisée, le traitement de la partie convective des transferts thermiques faisant intervenir un écoulement de fluide reste encore un sujet ouvert pour les motoristes. Les pratiques de modélisation dans l'industrie reposent actuellement sur des simulations numériques stationnaires, i.e. approche RANS. Elles consistent à résoudre l'écoulement moyen et à modéliser le contenu instationnaire lié à la turbulence sur la base de plusieurs hypothèses. Avec le développement de la puissance de calcul et l'adaptation des codes de calculs, des modélisations numériques plus avancées deviennent accessibles. Parmi ces modélisations, la Simulation aux Grandes Échelles (SGE) a été identifiée comme une modélisation d'avenir. Il apparaît donc pour les industriels un besoin de qualifier et valider les outils et les modèles SGE sur les diverses applications visées.

Cette thèse, financée par Safran Helicopter Engines, s'est intéressée à l'application de la SGE pour la prédiction des écoulements dans les systèmes de refroidissement d'un distributeur haute pression (DHP). Afin d'évaluer la capacité de la SGE, le refroidissement relativement complexe d'un DHP est décomposé en configurations académiques représentatives des différents systèmes classiquement utilisés. Le passage à des configurations académiques permet de disposer de mesures expérimentales plus facilement réalisables sur des cas simplifiés. Ces mesures expérimentales peuvent alors être utilisées dans le but de valider les simulations. Les configurations académiques retenues pour cette thèse sont : le jet impactant comme système de refroidissement interne et la protection du bord de fuite comme système externe. En plus des aspects validation et qualification des outils et modèles, le formalisme instationnaire de la SGE a également été mis à profit dans ces travaux pour tenter d'apporter des éléments complémentaires pour la caractérisation du fonctionnement de ces systèmes de refroidissement.

Les principales conclusions de cette thèse sont synthétisées ici pour chaque partie du manuscrit :

Jet impactant sur plaque plane L'étude sur le jet impactant sur plaque plane, représentatif de l'impact à mi-corde, a permis de démontrer les capacités des outils et des modèles à reproduire de manière fidèle l'évolution des transferts thermiques à la paroi. La stratégie de modélisation ayant permis d'atteindre ces résultats a été détaillée. L'inconvénient majeur de cette stratégie réside dans la nécessité de résoudre l'écoulement jusqu'à la paroi afin de capter les mécanismes à l'origine de l'évolution radiale des transferts thermiques. Aujourd'hui cela semble inapplicable dans une configuration industrielle composée de plusieurs rangées de jets impactants. Par conséquent, des études de sensibilité, non présentées dans ce manuscrit, ont été réalisées pour évaluer l'évolution de la prédiction lorsque le maillage est dégradé mais représentatif de ce qui peut être fait dans un calcul industriel.

Sur la base de la SGE validée, des analyses ont également été réalisées afin d'identifier les mécanismes physiques mis en jeu dans les différentes régions de l'écoulement. Les résultats, en accord avec les scénarios précédemment proposés dans la littérature, mettent en évidence le caractère instationnaire de la physique pilotant l'évolution moyenne des transferts thermiques à la paroi. Il apparaît que pour le point de fonctionnement retenu, représentatif d'un cas industriel, l'écoulement de jet paroi résultant de l'impact est transitionnel. La transition est causée par l'interaction entre les structures primaires et secondaires. Ainsi, la physique contenue dans le jet impactant ne vérifie pas les hypothèses de modélisation faites dans les approches RANS classiques.

Jet impactant sur plaque concave Afin de représenter l'impact au niveau du bord d'attaque, la configuration académique de jet impactant sur plaque concave a également été étudiée. Contrairement aux travaux précédents reportés dans la littérature, l'étude réalisée dans cette thèse a fourni une description détaillée de la dynamique pour l'impact sur plaque concave. Sur la base du cas plaque plane, nous avons alors tenté de proposer une caractérisation de l'effet de courbure. Des résultats contradictoires par rapport au consensus actuel sur l'effet de courbure ont été exposés. En effet, nous avons observé une réduction des transferts thermiques expliquée par l'atténuation du mécanisme d'impact local lié aux structures secondaires. Cette atténuation a été reliée à l'effet stabilisant de la couche externe d'un jet de paroi évoluant sur une paroi concave. Une discussion de ces résultats a alors été proposée pour tenter d'expliquer la contradiction par rapport au consensus actuel. Nous avons montré que le consensus actuel, basé sur la dynamique des écoulements de couches limites, pouvait être remis en question en raison de nombreuses différences entre l'écoulement de couche limite et le jet impactant.

Film de protection au bord de fuite Finalement, pour modéliser l'éjection de l'air de refroidissement interne, nous avons réalisé une SGE pour une configuration de bord de fuite équipé d'un système de génération d'un film froid. La SGE est appliquée pour ce système intégré à un aubage de turbine installé dans une cascade linéaire. Cela diffère de la plupart des précédentes simulations reportées dans la

littérature qui sont réalisées sur des systèmes de protection non-intégrés à l'aubage. Dans l'étude présentée dans ce manuscrit, nous avons mis en évidence la bonne capacité de la SGE à prédire les quantités globales et locales caractérisant l'efficacité du système de protection. Malgré tout, nous avons souligné la présence d'effets de groupe, dus à la présence de raidisseurs internes, remettant en cause la pertinence de l'hypothèse d'écoulement périodique utilisée classiquement dans la direction de l'envergure. Il a été montré que cette hypothèse de périodicité introduit un forçage de l'écoulement. Ce forçage conduit alors à la modification de la distribution spatiale de l'efficacité adiabatique de film sur le bord de fuite. D'un point de vue global, les modifications engendrées par ce forçage sur l'efficacité du système sont faibles.

Perspectives

Jet impactant sur plaque plane Dans une configuration industrielle de refroidissement par impact de jets, le point de fonctionnement est généralement subsonique. Ainsi, il pourrait être envisagé d'utiliser une formulation incompressible, i.e. bas-Mach, pour la prédiction numérique afin de réduire le temps de restitution. Ce formalisme bas-Mach permettrait de relâcher la contrainte sur le pas de temps fixé par le CFL, basé sur la vitesse du son, pour un code explicite compressible. Des tests préliminaires, non-reportés dans ce manuscrit, ont déjà été réalisés avec le solveur incompressible du code YALES2 (Moureau *et al.*, 2011) développé au CORIA. Pour une résolution spatiale identique et un niveau de précision similaire sur la prédiction des transferts thermiques, les simulations incompressibles YALES2 conduisent à un temps de retour réduit d'un facteur 8 par rapport aux simulations compressibles AVBP pour le jet impactant sur plaque plane. Il serait donc intéressant d'évaluer les temps de retour pour des applications industrielles. En revanche, l'utilisation d'une formulation incompressible pour le refroidissement interne soulèvera d'autres questions. Par exemple, il faudra être capable de coupler la formulation incompressible et la formulation compressible qui devra être utilisée au bord de fuite ainsi que pour l'écoulement externe.

D'autre part, le contrôle des transferts thermiques passe par une action sur les structures cohérentes. D'après les résultats décrits dans la thèse, il semble qu'un contrôle de la vitesse de rotation des structures secondaires soit le moyen d'action à privilégier pour générer une augmentation du nombre de Nusselt plus prononcée. En effet, une augmentation de cette vitesse causerait un impact local plus intense et donc des événements thermiques capables d'augmenter l'intensité du second pic. Pour jouer sur cette vitesse de rotation, il faudrait réussir à modifier le gradient de pression défavorable venant directement de la dépression créée par la rotation des structures primaires. La vitesse induite par la vorticité de la structure primaire serait donc le paramètre à contrôler. Un des moyens d'action envisageable pourrait être d'utiliser le mécanisme de "vortex stretching" (Bailly et Comte-Bello, 2015). Il pourrait être envisagé de réaliser des rainures dans l'injecteur pour générer des

perturbations azimutales. Ces perturbations permettraient d'étirer les structures primaires par déformation azimutale activant ainsi le mécanisme de production de vorticité.

Jet impactant sur plaque concave Pour la plaque concave, il serait intéressant de réaliser le même genre de caractérisation de l'effet de courbure pour un jet bi-dimensionnel. Cela permettrait de voir l'influence de l'axi-symétrie sur l'effet de courbure. Il pourrait également être envisagé d'introduire des perturbations avec la bonne longueur d'onde permettant de déclencher l'instabilité de Görtler. L'introduction de telles perturbations pourrait se faire directement à la paroi ou dans l'injecteur. La stabilité de la région de stagnation pourrait également être  tudi e de manière plus détaillée. Cela pourrait permettre à terme de fournir des informations importantes pour l'optimisation du refroidissement au bord d'attaque en tirant profit de la courbure.

Film de protection au bord de fuite Les inhomog nit s de l'efficacité adiabatique de film relev es dans cette thèse et précédemment pourraient être la cause de gradients de température dans le métal non-désirés. En effet, de tels gradients de température pourraient imposer des contraintes structurales supplémentaires et réduire la durée de vie du bord de fuite. Il serait donc intéressant d'évaluer l'impact de l'inhomog nit  de la protection sur la température dans le métal de l'aubage. De plus, il serait intéressant de réaliser la simulation d'une configuration de film de protection en prenant en compte les effets de bord pour la prédiction des effets de groupe. Pour une validation complète, il faudrait alors que ces effets de groupes aient été caractérisés expérimentalement auparavant. Finalement, dans le cas où l'inhomog nit  de la protection pose problème, il pourrait être envisagé de modifier les raidisseurs internes pour supprimer les effets de groupe.

Annexe A

Revue de la littérature pour le jet libre

Avant de ressentir l'influence de la plaque d'impact, le jet impactant se comporte de manière similaire à un jet libre. La bonne compréhension de la physique du jet libre est donc essentielle pour aborder l'étude des jets impactants. Ainsi, cette annexe propose une description non-exhaustive de l'état de l'art concernant le jet libre. La description aérodynamique est rappelée dans un premier temps suivie d'une caractérisation de la topologie de l'écoulement basée sur les éléments présents dans la littérature.

A.1 Description aérodynamique

Le jet libre fait partie des écoulements turbulents dits *cisaillés libres* selon la classification proposée par [Chassaing \(2000\)](#). Le terme *libre* vient de l'absence de parois en interaction avec l'écoulement. L'appellation *cisaillé* provient des contraintes de cisaillement, imposées par le jet sur le fluide ambiant, faisant intervenir la notion de viscosité. Pour une expérience idéalisée, le jet libre est complètement défini par le nombre de Reynolds Re_D ou Re_{ce} ([Pope, 2000](#)). Ce nombre de Reynolds est utilisé dans la littérature pour faire la distinction entre les différents régimes d'écoulements observés. [Mcnaughton et Sinclair \(1966\)](#) proposent la classification suivante reprise plus tard par [Gauntner et al. \(1970\)](#) :

- Jet laminaire dissipatif, $Re_D < 300$. Les forces visqueuses sont encore relativement importantes et le jet diffuse dans le milieu ambiant en suivant un mécanisme laminaire.
- Jet pleinement laminaire, $300 < Re_D < 1\,000$. Le jet reste laminaire mais devient instable lorsque le nombre de Reynolds augmente et se rapproche de $Re_D = 1\,000$. [Crow et Champagne \(1971\)](#) ont montré que le jet passe de manière continue et régulière par différents modes. Le premier mode qui apparaît est un mode sinusoïdal pour lequel le jet se met à osciller dans un

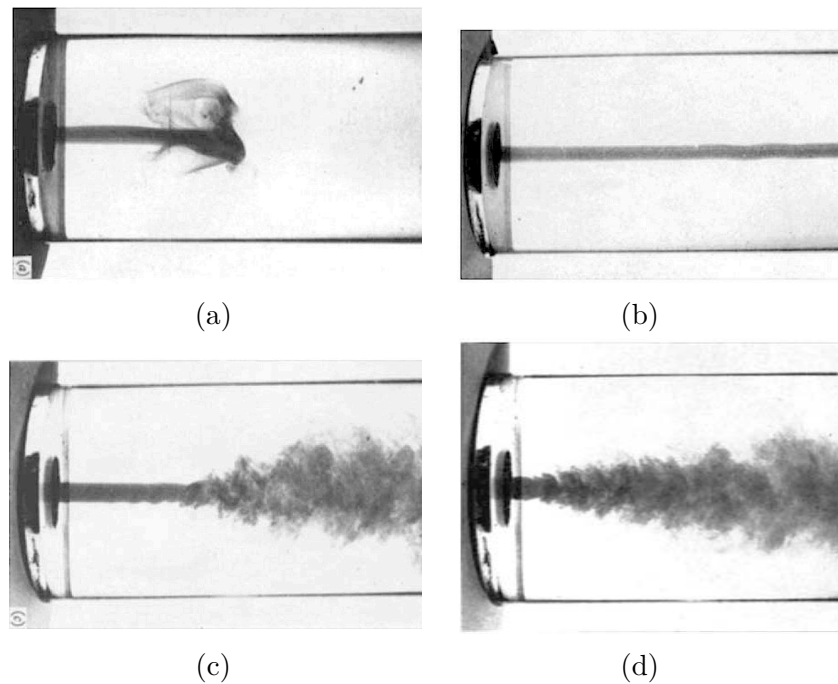


FIGURE A.1: Classification des régimes d'écoulement en fonction du nombre de Reynolds Re_D pour les jets libres. Jet laminaire dissipatif $Re_D < 300$ (a), jet pleinement laminaire $300 < Re_D < 1\,000$ (b), jet transitionnel $1\,000 < Re_D < 3\,000$ (c) et jet turbulent $Re_D > 3\,000$ (d). Tiré de [Mcnaughton et Sinclair \(1966\)](#).

plan. Il passe ensuite sur un mode hélicoïdale caractérisé par un enroulement du jet autour de son axe avant d'atteindre le mode variqueux caractérisé par un lâché périodique de structures axi-symétriques.

- Jet transitionnel, $1\,000 < Re_D < 3\,000$. Le mode variqueux domine dû à l'apparition d'une instabilité de type Kelvin-Helmholtz. Cette instabilité est amplifiée dans la direction axiale et conduit finalement à une transition vers un régime pleinement turbulent.
- Jet turbulent, $Re_D > 3\,000$. Dans ce cas la déstabilisation du jet intervient très près de la sortie de l'injecteur et l'amplification spatiale est relativement rapide. Cela conduit à l'apparition du caractère turbulent de l'écoulement, i.e. écoulement tridimensionnel, désorganisé et diffusif, très près la sortie de l'injecteur.

Ces quatre régimes sont illustrés sur les photographies en Fig. [A.1](#) obtenues par [Mcnaughton et Sinclair \(1966\)](#). En réalité le seul nombre de Reynolds ne permet pas de caractériser complètement l'écoulement de jet libre. De nombreux paramètres vont influencer le développement du jet libre (voir Sec. [A.3](#)) comme par exemple le profil de vitesse moyen à la sortie de l'injecteur ([Kim et Choi, 2009](#); [Bogey et Bailly, 2010](#)).

Au vu des régimes d'écoulements rencontrés dans les applications de refroidissement d'aubage de turbine, i.e. $Re_D \sim O(10^4)$, l'accent est mis sur les jets turbulents.

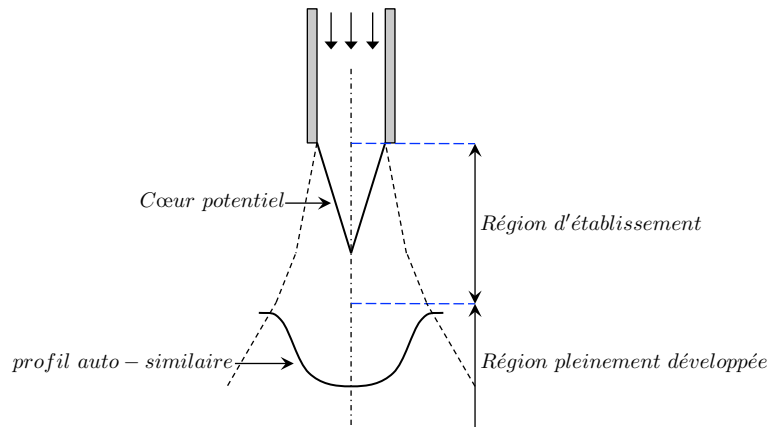


FIGURE A.2: Description de la structure moyenne d'un jet libre turbulent.

Le comportement moyen, au sens d'une moyenne temporelle, de ces jets libres turbulents fait apparaître deux régions distinctes (voir Fig. A.2) :

1. **Région d'établissement de l'écoulement.** Cette zone est caractérisée par la présence d'un cœur potentiel enveloppé d'une zone de mélange entre le jet et l'air ambiant. Le cœur potentiel est défini comme étant la partie du jet où la vitesse axiale moyenne reste constante et égale à la vitesse axiale moyenne en sortie d'injecteur. Dans leur revue, [Gauntner *et al.* \(1970\)](#) relèvent des longueurs de cône potentiel variant de $4.7D$ à $7.7D$ en fonction des études expérimentales et des conditions d'injection. Le profil de vitesse moyen au cours de l'établissement tend vers un profil auto-similaire, i.e. qui ne dépend pas de la position axiale.
2. **Région pleinement développée.** Cette région est caractérisée par un profil de vitesse axiale moyenne auto-similaire ([Pope, 2000](#)). L'effet diffusif de la turbulence tend à épaissir rapidement le jet.

Ce comportement moyen des jets libres est la conséquence de diverses instabilités décrites en Sec. A.2.

A.2 Instabilités d'un jet libre

Comme vu en Sec. A.1, les jets turbulents sont soumis à une déstabilisation et une transition rapide vers un écoulement pleinement turbulent. Les mécanismes connus à l'origine de cette transition sont décrits dans cette section.

A.2.1 Instabilité primaire du jet

La première instabilité se développant dans un jet libre est initiée à la sortie de l'injecteur. Elle résulte de la sensibilité de la couche de mélange à des perturbations

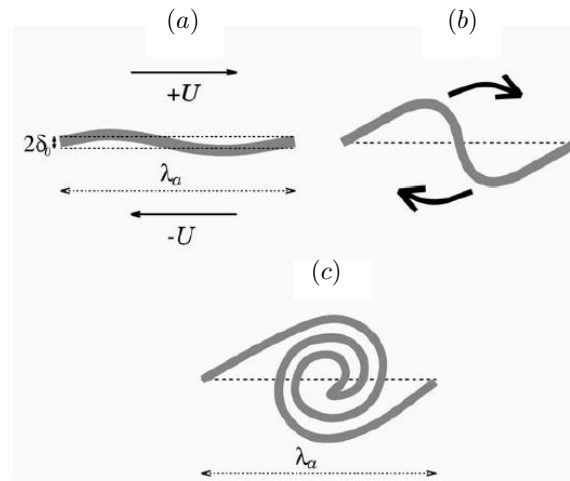


FIGURE A.3: Représentation schématique de la formation d'un tourbillon de Kelvin-Helmholtz dans une couche de mélange. Tiré de [Lesieur \(2008\)](#).

infinitésimales pouvant provenir de différentes sources, e.g. ondes de pressions, vibrations structurelles. Le mécanisme à l'origine de cette instabilité a été décrit pour la première fois par [Rayleigh \(1879\)](#). Il est non-visqueux et dû à la présence d'un point d'inflexion (condition nécessaire) dans le profil de vitesse. Dans le cas d'un jet libre, la différence de vitesse entre le jet et l'environnement ambiant, fait apparaître un profil de vitesse inflexionnel et le mécanisme décrit par [Rayleigh \(1879\)](#) est donc présent. L'instabilité de Kelvin-Helmholtz, se développant dans les couches de mélanges planes et les jets, a été largement étudiée dans la littérature à l'aide d'outils théoriques tels que l'analyse de stabilité linéaire, e.g revue de [Michalke \(1984\)](#).

Les mécanismes d'amplification, essentiellement non-visqueux, de cette instabilité de Kelvin-Helmholtz sont décrits par [Lesieur \(2008\)](#) de la manière suivante sur la base des illustrations en Fig. A.3. Considérons une nappe de vorticité separating deux régions irrotationnelles évoluant à des vitesses différentes. Supposons maintenant que cette nappe de vorticité est perturb e et se met à onduler spatialement avec une longueur d'onde λ_a (Fig. A.3a). L'amplitude spatiale de cette ondulation va avoir tendance à augmenter du fait de la différence de pression g n r e par la courbure (Fig. A.3b). Cette différence de pression apparait de manière analogue à ce qui se produit autour d'un profil d'aile pouvant être expliqu e grâce aux équations d'Euler. Finalement, cette déstabilisation conduit à l'intrusion d'un écoulement rotationnel dans une région irrotationnelle causant l'enroulement de la nappe de vorticité (Fig. A.3b) et la formation d'une structure de Kelvin-Helmholtz (K-H) (Fig. A.3c). La taille caractéristique de cette structure est directement li e à la longueur d'onde de la perturbation initiale λ_a . Dans le cas d'un jet axi-symétrique ces structures de K-H forment des anneaux communément appelés *structures primaires*.

Le développement initial de ces structures primaires est dominé par un mécanisme linéaire ([Ho et Huerre, 1984](#)). [Michalke \(1965\)](#) a montré par une analyse de stabilité linéaire que pour une couche de mélange plane et un profil de vitesse

moyen en tangente hyperbolique, la fréquence de la perturbation la plus amplifiée spatialement correspond à $St_{\delta_2} = f\delta_2/U_{ce} = 0.0164$ indépendamment du nombre de Reynolds. Dans ce nombre de Strouhal, δ_2 est l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite dans l'injecteur utilisée pour approximer le profil de vitesse dans le jet libre avec une tangente hyperbolique. U_{ce} représente la vitesse sur l'axe du jet. La longueur d'onde spatiale qui subit l'amplification maximale est $\lambda \approx 15\delta$ où δ est l'épaisseur du profil de vitesse en tangente hyperbolique tel que $U(y) = 0.5U_{ce}(1 + \tanh(y/\delta))$. Ces résultats sont applicables au jet circulaire si la couche de mélange axi-symétrique peut être considérée comme bi-dimensionnelle, i.e. si $\delta_2/D \ll 1$. Cette condition est en général respectée pour les jet turbulents.

Des écarts sont observés dans la littérature entre les valeurs théoriques et les mesures expérimentales de St_{δ_2} comme mentionné par Zaman et Hussain (1980). Différentes explications ont été fournies pour tenter d'expliquer ces écarts. Michalke (1984) et Hussain (1986) les attribuent à un mécanisme de rétroaction présent entre les perturbations induites par la formation des structures primaires et l'écoulement en sortie d'injecteur. Ce bouclage conduit alors à une fréquence de l'instabilité qui diffère des valeurs obtenues par la théorie qui ne prend pas en compte cette rétroaction. Comme mentionné par Ho et Huang (1982), il convient également de noter que la théorie prédit une gamme de fréquences instables. La sélection précise de la fréquence de l'instabilité observée se fait possiblement par d'autres mécanismes tel que la rétroaction décrite ci-dessus.

A.2.2 Processus d'appariement et mode *préférentiel*

L'enroulement initial de la couche de mélange produit des structures tourbillonnaires à une fréquence identique à celle de l'instabilité initiale discutée en Sec. A.2.1. Ces structures cohérentes sont ensuite transportées le long de la couche de mélange du jet et leur taille augmente, entre autres, par un processus de diffusion visqueuse de la vorticité. La diffusion visqueuse est un mécanisme relativement lent et en réalité l'augmentation de la taille des structures se fait plutôt par des interactions pouvant conduire à des appariements (Hussain, 1986). En général, les appariements se font par paire mais il est possible d'observer la fusion de trois structures ou plus. Dans ce cas, on parlera alors d'*interaction collective* (Ho et Huang, 1982). Ces appariements tendent à rendre les structures cohérentes résultantes indépendantes de l'instabilité initiale. Dans le cas d'un appariement par paire, la fréquence de passage des structures diminue et devient $f_0/2^n$ après n appariement où f_0 est la fréquence de l'instabilité initiale. Zaman et Hussain (1980) ont montré que suffisamment loin de l'injecteur, la fréquence de passage adimensionn e devient constante $St_D = fD/U_b = 0.3$. Plusieurs études ont ensuite mis en évidence que ce mode, appelé *mode préférentiel*, est indépendant du nombre de Reynolds et de l'état de la couche limite en sortie d'injecteur, i.e. laminaire ou turbulente (Hussain et Zaman, 1981; Yule, 1978; Crow et Champagne, 1971). En revanche, Gutmark et Ho (1983) dans leur revue, ont mis en lumière des variations relativement importantes

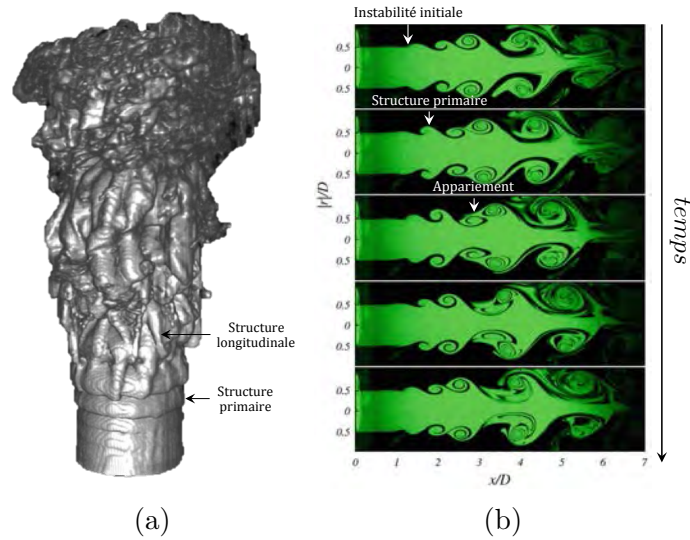


FIGURE A.4: Visualisation instantanée tri-dimensionnelle d'un jet axi-symétrique issu d'une buse convergente pour un nombre de Reynolds $Re_{cc} = 10\,200$ (Lynch et Thurow, 2012) (a). Visualisations instantanées bi-dimensionnelles d'un jet axi-symétrique issu d'une buse convergente pour un nombre de Reynolds $Re_{cc} = 5\,000$ (Örlü et Alfredsson, 2011) (b).

des mesures de ce mode préférentiel. Les fréquences relevées sont comprises entre $St_D = 0.24$ et $St_D = 0.64$ en fonction des auteurs. Ils attribuent ces variations aux forçages induits par les différents montages expérimentaux soutenant le commentaire de Hussain et Zaman (1981) qui affirment qu'un jet non-perturbé peut difficilement exister. En effet les montages expérimentaux sont soumis à des perturbations liées à des vibrations structurelles, e.g. utilisation de machines tournantes, ou encore à de l'acoustique présente dans les injecteurs ou dans le laboratoire. A noter que ceci est aussi vrai dans le cas des simulations numériques, e.g. bruit numérique ou phénomènes acoustiques physiques (valable pour des simulations compressibles).

Les mécanismes physiques conduisant à la transition du jet libre vers un état pleinement turbulent, décrits jusqu'à présent, peuvent être visualisés expérimentalement comme montré en Fig. A.4. La Fig. A.4a présente une reconstruction 3D des structures présentes dans un jet pour un nombre de Reynolds $Re_D = 10\,200$. Il est possible de distinguer proche de la sortie de l'injecteur la formation d'une structure primaire. En Fig. A.4b, l'évolution temporelle des champs 2D permet de visualiser clairement l'amplification de l'instabilité initiale de K-H puis l'enroulement de la couche de mélange formant une structure primaire et enfin l'appariement de deux structures primaires.

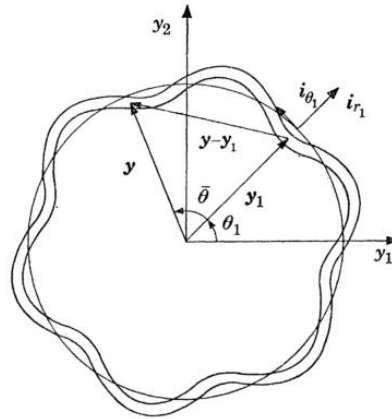


FIGURE A.5: Représentation schématique de la perturbation sinusoïdale imposée sur une structure annulaire par [Widnall et Sullivan \(1973\)](#).

A.2.3 Instabilité secondaire

Les visualisations en Fig. A.4 permettent également de faire apparaître des structures longitudinales orientées dans le sens de l'écoulement principal. La présence de ces structures a été identifiée par visualisation expérimentale par plusieurs auteurs pour des couches de mélange planes, e.g. [Bernal et Roshko \(1986\)](#); [Jimenez \(1983\)](#); [Breidenthal \(1981\)](#), et pour des jets axi-symétriques, e.g. [Yule \(1978\)](#); [Liepmann et Gharib \(1992\)](#). Ces tourbillons longitudinaux sont initiés par une instabilité présente dans la nappe de vorticité située entre deux structures primaires. Pour les couches de mélanges planes, [Jimenez \(1983\)](#) mentionne que ces instabilités secondaires produisent dans un premier temps une ondulation des structures primaires provoquant ensuite l'apparition de structures longitudinales inclinées à 45° par rapport au sens de l'écoulement principal. Ces structures longitudinales apparaissent par paires contra-rotatives connectant les structures primaires entre-elles. L'instabilité secondaire décrite pour les couches de mélange planes est également présente pour des structures annulaires telles que celles se d evloppant dans un jet axi-symétrique (cf. Sec. A.2.1). Dans leurs travaux théoriques et expérimentaux, [Widnall et Sullivan \(1973\)](#) ont montr e que les structures annulaires, identiques à celles présentes dans les jet, sont instables en présence d'une perturbation sinusoïdale comme celle représentée schématiquement en Fig. A.5. L'instabilité se manifeste par l'apparition de lobes, form es par les paires de structures contra-rotatives,  a différentes positions azimutales comme montr e par les visualisations de [Dazin et al. \(2006\)](#) reproduites en Fig. A.6. [Saffman \(1978\)](#) a montr e que le nombre de lobe et donc le nombre de paire de structures longitudinales dépend du nombre de Reynolds. Le nombre de lobes croît avec le nombre de Reynolds.

Ce comportement observ e pour des tourbillons annulaires se retrouve également dans les jets ([Liepmann et Gharib, 1992](#); [Brancher et al., 1994](#)). Les Figs. A.7 et A.8 présentent les visualisations expérimentales des structures longitudinales réalisées par [Liepmann et Gharib \(1992\)](#). Ces structures apparaissent clairement entre deux

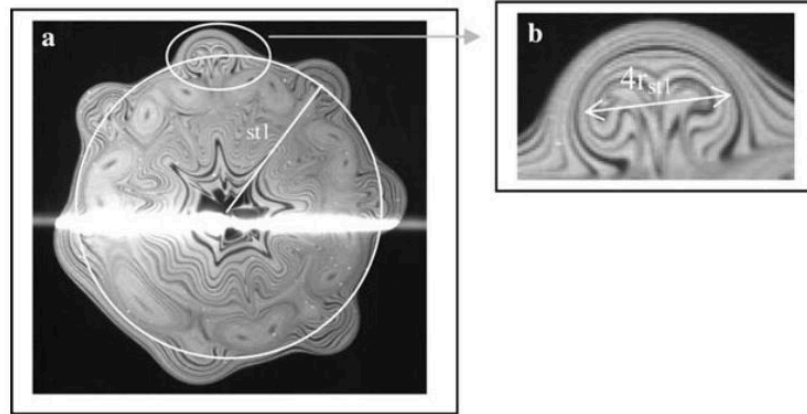


FIGURE A.6: Visualisation de l'instabilité azimuthale conduisant à l'apparition des structures longitudinales contra-rotatives pour un tourbillon annulaire. Tiré de [Dazin et al. \(2006\)](#).

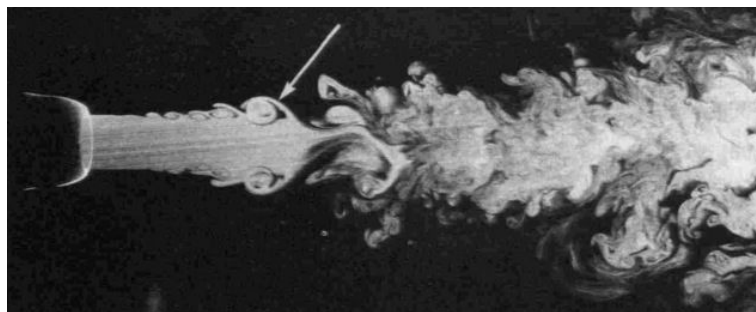


FIGURE A.7: Visualisation d'une coupe longitudinale d'un jet libre à $Re_{ce} = 5500$. La flèche blanche pointe vers une structure longitudinale. Tiré de [Liepmann et Gharib \(1992\)](#).

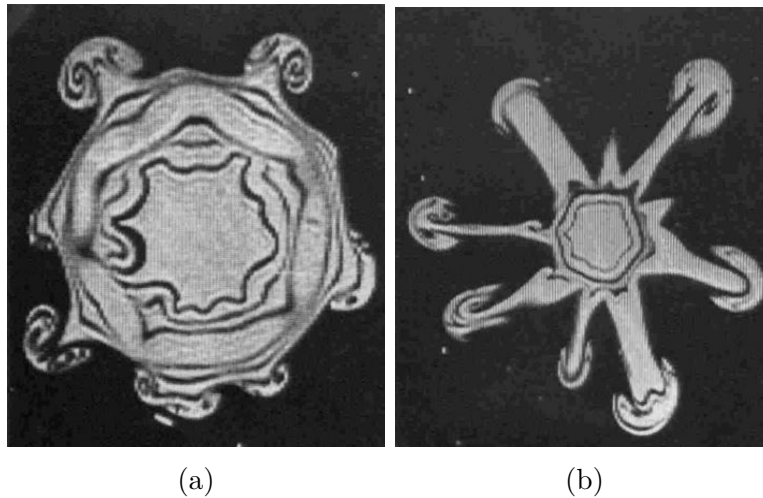


FIGURE A.8: Visualisation de coupes transversales d'un jet libre à $Re_{cc} = 5500$. Photos prises au passage d'une structure primaire (a) et entre deux structures primaires (b). Tiré de [Liepmann et Gharib \(1992\)](#).

structures primaires en Fig. A.7. Elles possèdent une caractéristique remarquable qui est une inclinaison par rapport à l'axe du jet. La partie amont de la structure pointe vers l'extérieur du jet alors que la partie aval pointe vers l'axe du jet. La visualisation dans une coupe transverse en Fig. A.8 permet de se rendre compte de la présence de ces instabilités secondaires à différentes positions azimutales. Ces structures longitudinales sont soumises à un étirement du fait de leur position entre deux structures primaires. Cela a pour effet d'augmenter leur vortacité, i.e. terme de production lié au *vortex stretching* dans l'équation de la vortacité ([Metcalf et al., 1987](#)). [Hussain \(1986\)](#) suggère que cet étirement permet de contrer l'effet de la dissipation visqueuse faisant de cette instabilité secondaire un mécanisme essentiel pour la transition vers la turbulence puisque il tend à rendre l'écoulement tridimensionnelle. Finalement, il convient également de noter que [Bernal et Roshko \(1986\)](#) ont mis en évidence une relation entre la distance séparant les structures longitudinales et les perturbations introduites en amont de l'injection, i.e. l'instabilité se synchronise en espace avec les perturbations amonts. Cette dépendance aux conditions initiales peut rendre difficile des comparaisons venant de différentes études utilisant différentes méthodes.

Les éléments présentés en Sec. A.2 ont permis de décrire les mécanismes principaux à l'origine de la transition des jets vers un état pleinement turbulent pour des nombres de Reynolds suffisamment grands. Les différentes étapes conduisant à la transition peuvent être résumées de la manière suivante :

1. Instabilité initiale, de type Kelvin-Helmholtz, de la couche de mélange à proximité de la sortie de l'injecteur.
2. Amplification spatiale de l'amplitude de l'instabilité et enroulement de la couche de mélange pour former les structures primaires.

3. Interaction entre les structures primaires, i.e. appariement. Progression vers le mode *préférentiel*.
4. Instabilité azimutale conduisant à la déformation des structures primaires et à la formation des structures longitudinales entre 2 structures primaires. L'écoulement devient tridimensionnel et tend à perdre son organisation initiale.

La description faite dans cette section est principalement basée sur des observations et analyses faites pour des jets issus de buses convergentes. Les profils de vitesse sont donc des profils plats et la couche limite est proche d'un état laminaire en raison de la contraction générée par la convergence de l'injecteur. L'influence de ces deux paramètres sur le développement du jet est donc discutée en Sec. A.3.

A.3 Paramètres influents

Quelques paramètres influents sur le développement d'un jet axi-symétrique sont répertoriés dans cette section. Pour le lecteur voulant aller plus loin, une revue de la littérature concernant ces paramètres et leur influence est présentée par [Ho et Huerre \(1984\)](#).

Comme vu en Sec. A.2, le jet libre est composé de plusieurs types de structures cohérentes pilotées par différentes instabilités. Les conditions d'injections jouent un rôle prépondérant dans le développement du jet libre. Ces conditions peuvent être exprimées en fonctions de différents paramètres tels que l'état de la couche limite en sortie d'injecteur, i.e. laminaire ou turbulente, le profil de vitesse moyen en sortie d'injecteur et le nombre de Reynolds. Dans la pratique et notamment pour les études expérimentales, il est difficile de faire varier un paramètre indépendamment des autres. On retrouvera ainsi des jeux de paramètres dépendant principalement de l'injecteur utilisé. Une conduite longue produira un profil de vitesse pleinement développé avec des niveaux de fluctuation de vitesse relativement élevés au centre de la conduite, i.e. de l'ordre de 5% de la vitesse débitante, et une couche limite turbulente. L'injection de type buse convergente produit un profil de vitesse plat et des niveaux de fluctuation de vitesse relativement faibles en comparaison des niveaux obtenus avec la conduite longue. Pour ce type d'injecteur, la couche limite pourra être laminaire, en développement ou turbulente.

A.3.1 État de la couche limite en sortie d'injecteur

L'état de la couche limite en sortie d'injecteur est un des paramètres pouvant avoir un impact sur le développement du jet ([Hussain, 1983](#); [Ho et Huerre, 1984](#)). Il est piloté par le type d'injecteur utilisé, i.e. buse convergente ou conduite longue ainsi que par le nombre de Reynolds. Il est possible de distinguer deux états pour décrire la couche limite en sortie d'injecteur : laminaire ou pleinement turbulente. Ces deux états sont des limites asymptotiques qui sont rarement atteintes dans la

pratique où il est relativement difficile de contrôler la couche limite notamment pour obtenir un état laminaire. Pour obtenir un état pleinement turbulent, une conduite relativement longue et un nombre de Reynolds suffisamment grand sont en général utilisés. L'état laminaire est plutôt associé à l'utilisation d'une buse convergente. Il est à noter que pour ces buses convergentes, l'état de la couche limite va dépendre du nombre de Reynolds et du taux de contraction. [Crighton \(1981\)](#) et [Zaman \(1985\)](#) proposent une valeur seuil $Re_{ce} \approx 10^5$ pour différencier un comportement laminaire et turbulent de la couche limite dans le cas d'une buse convergente. Lorsque $Re_{ce} < 10^5$, la couche limite du jet peut être considérée comme laminaire. Une couche limite en développement peut également être obtenue lorsque la transition est déclenchée artificiellement à l'aide d'un dispositif placé sur la paroi interne de l'injecteur.

[Husain et Hussain \(1979\)](#) ont caractérisé de manière détaillée l'évolution d'un jet libre en utilisant une buse convergente pour laquelle ils ont modifié l'état de la couche limite par un déclenchement artificiel de la transition. Deux états ont donc été obtenus : le premier est une couche limite laminaire, i.e. profil de Blasius et le second est une couche limite similaire à une couche limite turbulente à l'équilibre se développant le long d'une plaque plane. La couche limite laminaire produit un développement, i.e. augmentation de l'épaisseur de quantité de mouvement, du jet plus rapide proche de la sortie de l'injecteur, i.e. jusqu'à une distance de deux diamètres. Ensuite pour une distance supérieure à deux diamètres, le développement se fait plus rapidement pour la couche limite turbulente. [Husain et Hussain \(1979\)](#) associent ce constat au processus d'appariement qui apparaît dès l'enroulement de la couche de mélange pour une couche limite laminaire et qui est retardé pour une couche limite turbulente. Ce processus d'appariement, à l'origine d'une croissance relativement rapide de la taille caractéristique des structures primaires, accélère la diffusion du jet dans le milieu ambiant.

D'après [Crighton \(1981\)](#), si la couche limite en sortie d'injecteur est laminaire alors l'instabilité initiale qui se développe peut-être prédite correctement par la théorie sur la stabilité spatiale de [Michalke \(1965\)](#). Si la couche limite est pleinement turbulente et si les échelles turbulentes en espace sont petites en comparaison de la longueur d'onde du mode le plus amplifié, i.e. si le nombre de Reynolds est suffisamment grand, alors on peut s'attendre au même type d'instabilité que pour le cas laminaire. Le profil de vitesse moyen détermine alors les propriétés de l'instabilité. Il convient donc de faire attention dans le cas où la transition est déclenchée artificiellement. En effet, si la transition est déclenchée trop proche de la sortie de l'injecteur, il se peut que le comportement soit alors différent de celui décrit par la théorie de [Michalke \(1965\)](#).

A.3.2 Profil de vitesse en sortie d'injecteur

Pour un nombre de Reynolds fixé et une couche limite laminaire, il a également été mis en évidence que le développement du jet est sensible au profil de vitesse

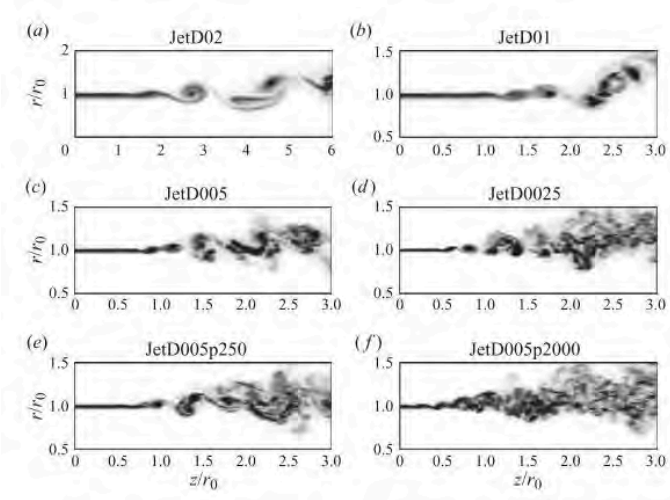


FIGURE A.9: Visualisations instantan es du champs de la norme de la vorticité an aval de l'injecteur placé à $z/r_0 = 0$ où r_0 est le rayon de la conduite d'injection. Les cas correspondent respectivement à une épaisseur de QDM $\delta_2/r_0 = 0.0232$ (a), 0.0116 (b), 0.0056 (c), 0.0025 (d). Simulations r alis es pour $\delta_2/r_0 = 0.0056$ avec ajout de perturbations en proche paroi dans l'injecteur de l'ordre de $0.003U_{ce}$ (e) et $0.019U_{ce}$ (f). Tiré de [Bogey et Bailly \(2010\)](#).

en sortie d'injecteur ([Kim et Choi, 2009](#); [Bogey et Bailly, 2010](#)). Les variations de profil de vitesse, indépendamment du nombre de Reynolds et de l'état de la couche limite, sont très difficiles à réaliser expérimentalement. La majorité des études de sensibilité faites sur ce paramètre se basent sur la simulation numérique. [Bogey et Bailly \(2010\)](#) ont utilisé la Simulation aux Grandes  chelles (SGE) pour analyser la sensibilité du développement d'un jet au profil de vitesse en sortie d'injecteur en faisant varier l'épaisseur de quantité de mouvement pour un jet axi-symétrique à $Re_{ce} = 100\,000$. Ils utilisent une vitesse constante dans l'injecteur avec un profil laminaire de Blasius en proche paroi. L'épaisseur du profil de Blasius est modifi e pour faire varier l'épaisseur de quantité de mouvement. Le nombre de Reynolds basé sur U_{ce} reste constant mais le débit varie pour les différents profils de vitesse. [Bogey et Bailly \(2010\)](#) notent que lorsque l'épaisseur de quantité de mouvement (QDM) diminue, i.e. le profil devient plus raide, les structures primaires se forment plus proche de la sortie de l'injecteur dans la couche de mélange et sont de plus petites tailles (voir Fig. A.9). Une analyse quantitative en termes de statistiques a permis de montrer que la couche de mélange transitionne plus tôt et plus rapidement lorsque δ_2 diminue. Lorsqu'on s'éloigne de la sortie de l'injecteur, l'expansion du jet se fait moins rapidement lorsque δ_2 diminue. Le c eur potentiel se referme plus tard. En revanche les mécanismes à l'origine de la transition ne sont pas modifiés. Le fait de perturber la couche limite dans l'injecteur comme ce qui peut être fait expérimentalement, provoque une moins bonne organisation des structures avec une transition du jet qui se fait encore plus rapidement (voir Fig. A.9f).

Résumé de l'annexe A

Dans cette section sur les jets libres, nous avons décrit les principaux régimes d'écoulements observés dépendants principalement du nombre de Reynolds. Nous nous sommes ensuite intéressés à la description aérodynamique du jet libre composé des régions d'établissement et pleinement développée pour les régimes turbulents, i.e. $Re_{ce} > 3\ 000$, d'intérêt pour cette thèse. Une description des différents mécanismes conduisant à la transition du jet vers un état pleinement turbulent a également été faite. La transition d'un jet libre se fait principalement en 4 étapes : Instabilité initiale de type Kelvin-Helmholtz, enroulement de la couche de mélange en structures primaires, appariement et instabilité azimutale des structures primaires. Enfin les paramètres influents le développement du jet libre ont été présentés. L'état de la couche limite et le profil de vitesse en sortie d'injecteur apparaissent comme des éléments importants pilotant le développement du jet libre pour un nombre de Reynolds donné.

Bibliographie

- P. AILLAUD, F. DUCHAINE, L. Y. M. GICQUEL et S. DIDORALLY : Secondary peak in the Nusselt number distribution of impinging jet flows: A phenomenological analysis. *Physics of Fluids*, 28(9), 2016.
12 citations pages 50, 123, 124, 125, 126, 129, 130, 131, 137, 146, 148, et 150
- M. ANGIOLETTI, R.M. DI TOMMASO, E. NINO et G. RUOCCO : Simultaneous visualization of flow field and evaluation of local heat transfer by transitional impinging jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46(10):1703–1713, 2003. Cité page 52
- B. BAILLY et G. COMTE-BELLO : *Turbulence*. Springer International Publishing, 2015. Cité page 205
- K. P. BALANDA et H. L. MACGILLIVRAY : Kurtosis: A Critical Review. *The American Statistician*, 42(2):111–119, 1988. Cité page 63
- J. BARBER : Obtaining and Applying Motive Power, & c. A Method of Rising Inflammable Air for the Purposes of Procuring Motion, and Facilitating Metallurgical Operations, 1791. Cité page 2
- G. BARIGOZZI, A. ARMELLINI, C. MUCIGNAT et L. CASARSA : Experimental investigation of the effects of blowing conditions and Mach number on the unsteady behavior of coolant ejection through a trailing edge cutback. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 37:37–50, 2012. Cité page 171
- M. D. BARRINGER, K. A. THOLE et M. D. POLANKA : Effects of Combustor Exit Profiles on Vane Aerodynamic Loading and Heat Transfer in a High Pressure Turbine. *Journal of Turbomachinery*, 131(2):021008, 2009. Cité page 7
- J. W. BAUGHN, A. E. HECHANOVA et X. YAN : An Experimental Study of Entrainment Effects on the Heat Transfer From a Flat Surface to a Heated Circular Impinging Jet. *Journal of Heat Transfer*, 113(4):1023–1025, 1991. Cité page 35

- J. W. BAUGHN et S. SHIMIZU : [Heat Transfer Measurements From a Surface With Uniform Heat Flux and an Impinging Jet](#). *Journal of Heat Transfer*, 111(4):1096–1098, 1989. *5 citations pages 35, 38, 52, 54, et 125*
- M. BEHNIA, S. PARNEIX, Y. SHABANY et P. A. DURBIN : [Numerical study of turbulent heat transfer in confined and unconfined impinging jets](#). *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 20(1):1–9, 1999. *Cité page 37*
- M. BERGDORF, P. KOUMOUTSAKOS et A. LEONARD : [Direct numerical simulations of vortex rings at \$Re\Gamma = 7500\$](#) . *Journal of Fluid Mechanics*, 581:495–505, 2007. *Cité page 141*
- L. P. BERNAL et A. ROSHKO : [Streamwise vortex structure in plane mixing layers](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 170:499–525, 1986. *3 citations pages 141, 213, et 215*
- D. G. BOGARD et K. A. THOLE : [Gas Turbine Film Cooling](#). *Journal of Propulsion and Power*, 22(2):249–270, 2006. *2 citations pages 7 et 171*
- C. BOGEY et C. BAILLY : [Influence of nozzle-exit boundary-layer conditions on the flow and acoustic fields of initially laminar jets](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 663:507–538, 2010. *3 citations pages 28, 208, et 218*
- M. J. BOUSSINESQ : [Mémoire sur l'influence des frottements dans les mouvements réguliers des fluides](#). *Journal de mathématiques pures et appliquées*, 13:377–424, 1868. *Cité page 12*
- M. BOVO et L. DAVIDSON : [Direct comparison of LES and experiment of a single-pulse impinging jet](#). *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 88:102–110, 2015. *2 citations pages 57 et 130*
- M. P. BOYCE : [Theoretical and Actual Cycle Analyses](#). In *Gas Turbine Engineering Handbook*, chapitre 2, pages 89–137. Elsevier, 4^{ème} édition, 2012. *Cité page 3*
- P. BRANCHER, J. M. CHOMAZ et P. HUERRE : [Direct numerical simulations of round jets: Vortex induction and side jets](#). *Physics of Fluids*, 6(5):1768, 1994. *Cité page 213*
- R. BREIDENTHAL : [Structure in Turbulent Mixing Layers and Wakes Using a Chemical Reaction](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 109:1–24, 1981. *Cité page 213*
- T. CEBECI et P. BRADSHAW : [Physical and computational aspect of convective heat transfer](#). Springer New York, 1988. *2 citations pages 13 et 14*
- A.W. CERRA et C. R. SMITH : [Experimental observation of vortex ring interaction with the fluid adjacent to a surface](#). Rapport technique, Lehigh University, 1983. *Cité page 77*
- R. D. CHAPMAN et G. D. KUHN : [The limiting behavior of turbulence near a wall](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 170:265–292, 1986. *2 citations pages 79 et 128*

-
- P. CHASSAING : *Turbulence en mécanique des fluide*. Cépaduès édition, 2000.
2 citations pages 10 et 207
- P. CHIESA, S. CONSONNI, G. LOZZA et E. MACCHI : *Predicting the ultimate performance of advanced power cycles based on very high temperature gas turbine engines*. In *International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition*, 1993.
Cité page 6
- C.C. CHU, C.T. WANG et C.S. HSIEH : *An experimental investigation of vortex motions near surfaces*. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 5(3):662–676, 1993.
2 citations pages 31 et 52
- H. CHUNG, H-S. SOHN, J. S. PARK, K. M. KIM et H. H. CHO : *Thermo-structural analysis of cracks on gas turbine vane segment having multiple airfoils*. *Energy*, 118:1275–1285, 2017.
Cité page 7
- Y. M. CHUNG, K. H. LUO et N. D. SANDHAM : *Numerical study of momentum and heat transfer in unsteady impinging jets*. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 23(5):592–600, 2002.
4 citations pages 40, 44, 53, et 76
- M. CLAUSER et F. CLAUSER : *The effet of curvature on the transition from laminar to the turbulent boundary layer*. Thèse de doctorat, California Institute of Technology, 1937.
2 citations pages 115 et 116
- O. COLIN et M. RUDGYARD : *Development of High-Order Taylor–Galerkin Schemes for LES*. *Journal of Computational Physics*, 162(2):338–371, 2000.
2 citations pages 55 et 128
- E. COLLADO : *Impact of the unsteady aerothermal environment on the turbine blades temperature*. Thèse de doctorat, INP Toulouse, 2012.
Cité page 15
- E. COLLADO MORATA, N. GOURDAIN, F. DUCHAINE et L. Y M GICQUEL : *Effects of free-stream turbulence on high pressure turbine blade heat transfer predicted by structured and unstructured les*. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55(21-22):5754–5768, 2012.
Cité page 187
- D. W. COLUCCI et R. VISKANTA : *Effect of nozzle geometry on local convective heat transfer to a confined impinging air jet*. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 13(1):71–80, 1996.
Cité page 52
- D. COOPER, D.C. JACKSON, B.E. LAUNDER et G.X. LIAO : *Impinging jet studies for turbulence model assessment Part I. Flow field experiments*. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36(10):2675–2684, 1993. 2 citations pages 56 et 129
- C. CORNARO, A. S. FLEISCHER et R. J. GOLDSTEIN : *Flow visualization of a round jet impinging on cylindrical surfaces*. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 20(2):66–78, 1999.
6 citations pages 51, 112, 113, 123, 124, et 126

- T. J. CRAFT, L. J. W. GRAHAM et B. E. LAUNDER : Impinging jet studies for turbulence model assessment—II. An examination of the performance of four turbulence models. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36(10): 2685–2697, 1993. *Cité page 43*
- D. G. CRIGHTON : Acoustics as a branch of fluid mechanics. *Journal of Fluid Mechanics*, 106:261–298, 1981. *Cité page 217*
- S. C. CROW et F. H. CHAMPAGNE : Orderly Structure in Jet Turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 48(3):547–591, 1971. *4 citations pages 28, 51, 207, et 211*
- T. DAIRAY, V. FORTUNÉ, E. LAMBALLAIS et L.-E. BRIZZI : Direct numerical simulation of a turbulent jet impinging on a heated wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 764:362–394, 2015. *17 citations pages 41, 44, 45, 52, 53, 54, 64, 69, 71, 75, 76, 77, 78, 104, 123, 137, et 145*
- A. DAUPTAIN, B. CUENOT et L. Y. M. GICQUEL : Large Eddy Simulation of Stable Supersonic Jet Impinging on Flat Plate. *AIAA Journal*, 48(10):2325–2338, 2010. *3 citations pages 24, 124, et 128*
- A. DAZIN, P. DUPONT et M. STANISLAS : Experimental characterization of the instability of the vortex ring. Part II: Non-linear phase. *Experiments in Fluids*, 41:401–413, 2006. *3 citations pages 141, 213, et 214*
- W. R. DEAN : Fluid Motion in a Curved Channel. *Phil. Transac. R. Soc. A*, 121:402–420, 1928. *Cité page 154*
- L. T. DECARLO : On the meaning and use of kurtosis. *Psychological Methods*, 2(3):292–307, 1997. *Cité page 63*
- D. J. C. DENNIS et T. B. NICKELS : On the limitations of Taylor’s hypothesis in constructing long structures in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 614:197–206, 2008. *Cité page 66*
- A. DEWAN, R. DUTTA et B. SRINIVASAN : Recent Trends in Computation of Turbulent Jet Impingement Heat Transfer. *Heat Transfer Engineering*, 33(4-5):447–460, 2012. *3 citations pages 43, 51, et 122*
- N. S. DHAMANKAR, G. A. BLAISDELL et A. S. LYRINTZIS : An Overview of Turbulent Inflow Boundary Conditions for Large Eddy Simulations. In *22nd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, June 2015. *Cité page 45*
- N. DIDDEN et C-M. HO : Unsteady separation in a boundary layer produced by an impinging jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 160:235–256, 1985. *8 citations pages 31, 40, 52, 66, 75, 86, 141, et 146*

-
- DLR : The Straight Cascade Tunnel Göttingen (EGG), 2017.
2 citations pages 178 et 179
- J. DONEA et A. HUERTA : *Finite Element Methods for Flow Problems*. John Wiley & Sons, Ltd, 2003.
2 citations pages 55 et 128
- F. DUCHAINE, N. MAHEU, V. MOUREAU, G. BALARAC et S. MOREAU : Large-Eddy Simulation and conjugate heat transfer around a low-Mach turbine blade. *Journal of Turbomachinery*, 136(5):051015, 2013. *2 citations pages 55 et 128*
- P. A. DURBIN : Near-wall turbulence closure modeling without damping functions. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 3(1):1–13, 1991. *Cité page 43*
- M. A. EL-MASRI : Exergy analysis of combined cycles Part 1: Air-Cooled Brayton-Cycle Gas Turbines. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 109(2):228–236, 1987. *Cité page 6*
- M. FENOT, E. DORIGNAC et J. J. VULLIERME : An experimental study on hot round jets impinging a concave surface. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(4):945–956, 2008. *4 citations pages 111, 123, 137, et 157*
- M. FENOT, J. J. VULLIERME et E. DORIGNAC : 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, 2005. *5 citations pages 35, 38, 54, 56, et 125*
- J. M. FLORYAN : Görtler instability of boundary layers over concave and convex walls. *Physics of Fluids*, 29(8):2380, 1986. *7 citations pages 117, 118, 119, 150, 155, 156, et 157*
- R. FRANSEN : *LES based aerothermal modeling of turbine blade cooling systems*. Thèse de doctorat, INP Toulouse, 2013. *Cité page 15*
- R. FRANSEN, L. VIAL et L. Y. M. GICQUEL : Large Eddy Simulation of Rotating Ribbed Channel. *In ASME Turbo Expo*, 2013. *2 citations pages 8 et 55*
- J. FRÖHLICH et D. von TERZI : Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows. *Progress in Aerospace Sciences*, 44(5):349–377, 2008. *3 citations pages 13, 14, et 174*
- R. GARDON et J. C. AKFIRAT : The role of turbulence in determining the heat-transfer characteristics of impinging jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 8(10):1261–1272, 1965. *3 citations pages 34, 38, et 52*
- C. GAU et C. M. CHUNG : Surface Curvature Effect on Slot- Air-Jet Impingement Cooling Flow and Heat Transfer Process. *Journal of Heat Transfer*, 113(4):858–864, 1991. *5 citations pages 110, 111, 123, 157, et 158*

- J. W. GAUNTNER, J. N. B. LIVINGOOD et P. HRYCAK : Survey of literature on flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate (NASA TN D-5652). Rapport technique, Lewis Research Center, National Aeronautics and Space Administration, 1970. *3 citations pages 27, 207, et 209*
- L. F. G. GEERS, K. HANJALIC et M. J. TUMMERS : Wall imprint of turbulent structures and heat transfer in multiple impinging jet arrays. *Journal of Fluid Mechanics*, 546(January):255–284, 2006. *4 citations pages 30, 38, 52, et 123*
- L. F. G. GEERS, M. J. TUMMERS et K. HANJALIĆ : Experimental investigation of impinging jet arrays. *Experiments in Fluids*, 36(6):946–958, 2004. *Cité page 30*
- L. Y. M. GICQUEL, G. STAFFELBACH et T. POINSOT : Large Eddy Simulations of gaseous flames in gas turbine combustion chambers. *Progress in Energy and Combustion Science*, 38(6):782–817, 2012. *4 citations pages 12, 15, 55, et 128*
- R. GOJON, C. BOGEY et O. MARSDEN : Investigation of tone generation in ideally expanded supersonic planar impinging jets using large-eddy simulation. *Journal of Fluid Mechanics*, 808:90–115, 2016. *Cité page 24*
- R. J. GOLDSTEIN : Film cooling. In *Advances in heat transfer*, pages 321–379. 1971. *2 citations pages 7 et 170*
- H. GÖRTLER : On the three-dimensional Instability of laminar boundary layers on concave walls. Rapport technique, NACA, 1940. *5 citations pages 115, 116, 154, 155, et 156*
- V. GRANET, O. VERMOREL, T. LÉONARD, L. GICQUEL et T. POINSOT : Comparison of Nonreflecting Outlet Boundary Conditions for Compressible Solvers on Unstructured Grids. *AIAA Journal*, 48(10):2348–2364, 2010. *2 citations pages 57 et 129*
- P. GRENSON, H. DENIAU et B. AUPOIX : LES of an impinging heated jet for a small nozzle-to-plate distance and high Reynolds number. In *11th International ERCOFTAC Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements*, Palerme, 2016a. *Cité page 45*
- P. GRENSON, O. LÉON, P. REULET et B. AUPOIX : 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(11):801–815, 2016b. *6 citations pages 33, 39, 54, 76, 104, et 123*
- N. GUÉZENNEC et T. POINSOT : Acoustically Nonreflecting and Reflecting Boundary Conditions for Vorticity Injection in Compressible Solvers. *AIAA Journal*, 47(7):1709–1722, 2009. *2 citations pages 56 et 129*
- E. GUTMARK et C-H. HO : Preferred modes and the spreading rates of jets. *Physics of Fluids*, 26(10):2932, 1983. *Cité page 211*

-
- M. HADŽIABDIĆ et K. HANJALIĆ : [Vortical structures and heat transfer in a round impinging jet](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 596:221–260, 2008.
14 citations pages 30, 41, 45, 52, 53, 57, 68, 76, 77, 104, 123, 124, 125, et 137
- J-C. HAN : [Fundamental Gas Turbine Heat Transfer](#). *Journal of Thermal Science and Engineering Applications*, 5(2), 2013. *Cité page 7*
- J-C. HAN, S. DUTTA et S. EKKAD : [Gas Turbine Heat Transfer and Cooling Technology](#). CRC Press, 2^{ème} édition, 2012. *Cité page 8*
- J-C. HAN et A. P. RALLABANDI : [Turbine Blade Film Cooling Using PSP Technique](#). *Frontiers in Heat and Mass Transfer*, 1:013001, 2010. *Cité page 8*
- J-C. HAN et L. M. WRIGHT : [Enhanced Internal Cooling of Turbine Blades and Vanes](#). *In The Gas Turbine Handbook*, pages 321–352. 2007.
3 citations pages 8, 51, et 122
- H. HATTORI et Y. NAGANO : [Direct numerical simulation of turbulent heat transfer in plane impinging jet](#). *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25(5):749–758, 2004. *Cité page 52*
- C-M. HO et L-S. HUANG : [Subharmonics and vortex merging in mixing layers](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 119:443–473, 1982. *Cité page 211*
- C-M. HO et P. HUERRE : [Perturbed free shear layers](#). *Annual Review of Fluid Mechanics*, 16:365–424, 1984. *2 citations pages 210 et 216*
- C-M. HO et N. S. NOSSEIR : [Dynamics of an impinging jet. Part 1. The feedback phenomenon](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 105:119, 1981. *Cité page 65*
- H. M. HOFMANN, R. KAISER, M. KIND et H. MARTIN : [Calculations of Steady and Pulsating Impinging Jets—An Assessment of 13 Widely used Turbulence Models](#). *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals : An International Journal of Computation and Methodology*, 51(6):565–583, 2007. *2 citations pages 43 et 44*
- D. S. HOLLOWAY, J. H. LEYLEK et F. A. BUCK : [Pressure-side bleed film cooling: Part I - Steady framework for experimental and computational results](#). *In ASME Turbo Expo*, 2002. *Cité page 173*
- K. D. HOPKINS et D. L. WEEKS : [Tests for Normality and Measures of Skewness and Kurtosis: Their Place in Research Reporting](#). *Educational and Psychological Measurement*, 50(4):717–729, 1990. *Cité page 63*
- J. H. HORLOCK, D. T. WATSON et T. V. JONES : [Limitations on Gas Turbine Performance Imposed by Large Turbine Cooling Flows](#). *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 123(3):487–494, 2001. *Cité page 6*

- Z. D. HUSAIN et A. K. M. F. HUSSAIN : [Axisymmetric Mixing Layer : Influence of the Initial and Boundary Conditions](#). *AIAA Journal*, 17(1):48–55, 1979. *Cité page 217*
- A. K. M. F. HUSSAIN : [Coherent structures - Reality and myth](#). *Physics of Fluids*, 26(10):2816, 1983. *Cité page 216*
- A. K. M. F. HUSSAIN : [Coherent structures and turbulence](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 173:303–356, 1986. *3 citations pages 141, 211, et 215*
- A. K. M. F. HUSSAIN et K. B. M. Q. ZAMAN : [The “preferred mode” of the axisymmetric jet](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 110:39–71, 1981. *3 citations pages 51, 211, et 212*
- E. IVANOVA, G. LEDEZEMA, G. WANG et G. M. LASKOWSKI : [Experimental and numerical investigations of the heat transfer and flow field in a trailing edge cooling geometry. Part 2 : LES and hybrid RANS/LES study](#). In *ASME Turbo Expo*, 2015. *2 citations pages 174 et 181*
- K. JAMBUNATHAN, E. LAI, M. A. MOSS et B. L. BUTTON : [A review of heat transfer data for single circular jet impingement](#). *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 13(2):106–115, 1992. *9 citations pages 28, 34, 35, 36, 37, 51, 122, 129, et 137*
- J. E. JARAMILLO, C. D. PÉREZ-SEGARRA, I. RODRIGUEZ et A. OLIVA : [Numerical study of plane and round impinging jets using RANS models](#). *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals*, 54(3):213–237, 2008. *Cité page 43*
- N. JEFFERS, J. STAFFORD, C. CONWAY, J. PUNCH et E. WALSH : [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, 2016. *Cité page 28*
- R. J. JEFFERSON-LOVEDAY et P. G. TUCKER : [LES of impingement heat transfer on a concave surface](#). *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications*, 58(4):247–271, 2010. *2 citations pages 124 et 126*
- R. J. JEFFERSON-LOVEDAY et P. G. TUCKER : [Wall-resolved LES and zonal LES of round jet impingement heat transfer on a flat plate](#). *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals*, 59(3):190–208, 2011. *Cité page 45*
- J. JEONG et F. HUSSAIN : [On the identification of a vortex](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 285:69–94, 1995. *Cité page 141*
- J. JIMENEZ : [A spanwise structure in the plane shear layer](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 132:319–336, 1983. *2 citations pages 142 et 213*
- J. JOO et P. DURBIN : [Simulation of turbine blade trailing edge cooling](#). *Journal of Fluids Engineering*, 131(2), 2009. *4 citations pages 169, 173, 174, et 181*

- K. KATAOKA, R. SAHARA, H. ASE et T. HARADA : Role of large scale coherent structures in impinging jet heat transfer. *Journal of chemical engineering of Japan*, 20(2):71–76, 1987. *2 citations pages 36 et 52*
- V. KATTI et S. V. PRABHU : 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*, 51:4480–4495, 2008. *3 citations pages 34, 35, et 38*
- K. KESKINEN, M. NUUTINEN, O. KAARIO, V. VUORINEN, J. KOCH, Y. M. WRIGHT, M. LARMI et K. BOULOUCHOS : Hybrid LES/RANS with wall treatment in tangential and impinging flow configurations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 65:1339–1351, 2017. *Cité page 45*
- J. KIM et H. CHOI : Large eddy simulation of a circular jet: effect of inflow conditions on the near field. *Journal of Fluid Mechanics*, 620:383–411, 2009. *3 citations pages 28, 208, et 218*
- A. N. KOLMOGOROV : The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 30:299–303, 1941. *2 citations pages 11 et 12*
- C. KOUPPER : *Unsteady multi-component simulations dedicated to the impact of the combustion chamber on the turbine of aeronautical gas turbines*. Thèse de doctorat, INP Toulouse, 2015. *3 citations pages 7, 15, et 55*
- C. KOUPPER, L. GICQUEL, F. DUCHAINE et G. BONNEAU : Advanced Combustor Exit Plane Temperature Diagnostics Based on Large Eddy Simulations: Going Further than the Radial Temperature Distribution Factor. *Flow, Turbulence and Combustion*, 95(1):79–96, 2015. *Cité page 63*
- K KYPRIANIDIS : Future Aero Engine Designs: An Evolving Vision. *In Advances in Gas Turbine Technology*, chapitre 1, pages 3–24. 2011. *Cité page 6*
- N. LAMARQUE : *Schémas numériques et conditions limites échelles de la combustion diphasique pour la simulation aux grandes échelle dans les foyers d'hélicoptère*. Thèse de doctorat, INP Toulouse, 2007. *Cité page 182*
- D. H. LEE, Y. S. CHUNG et S. Y. WON : The effect of concave surface curvature on heat transfer from a fully developed round impinging jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42:2489–2497, 1999. *10 citations pages 111, 112, 120, 124, 125, 133, 135, 136, 137, et 157*
- J. LEE et S-J. LEE : Stagnation region heat transfer of a turbulent axisymmetric jet impingement. *Experimental Heat Transfer*, 12:137–156, 1999. *4 citations pages 35, 38, 52, et 54*

- T. LÉONARD, L. Y. M. GICQUEL, N. GOURDAIN et F. DUCHAINE : [Steady/Unsteady Reynolds-Averaged Navier–Stokes and Large Eddy Simulations of a Turbine Blade at High Subsonic Outlet Mach Number](#). *Journal of Turbomachinery*, 137(4):041001, 2014. *Cité page 187*
- M. LESIEUR : *Turbulence in Fluids*. Springer Netherlands, Dordrecht, 2008. *Cité page 210*
- D. LIEPMANN et M. GHARIB : [The role of streamwise vorticity in the near-field entrainment of round jets](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 245:643–668, 1992. *4 citations pages 141, 213, 214, et 215*
- H. W. LIEPMANN : [Investigation of boundary layer transition on concave walls](#). Rapport technique, NACA, 1945. *3 citations pages 116, 117, et 118*
- J. T. C. LIU et A. S. SABRY : [Concentration and heat transfer in nonlinear Görtler vortex flow and the analogy with longitudinal momentum transfer](#). *Phil. Transac. R. Soc. A*, 432:1–12, 1991. *Cité page 154*
- T. LIU et J. P. SULLIVAN : [Heat transfer and flow structures in an excited circular impinging jet](#). *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 39(17):3695–3706, 1996. *2 citations pages 31 et 39*
- G. LODATO, L. VERVISCH et P. DOMINGO : [A compressible wall-adapting similarity mixed model for large-eddy simulation of the impinging round jet](#). *Physics of Fluids*, 21(3):035102, 2009. *3 citations pages 45, 56, et 59*
- T. S. LUNDGREN, J. YAO et N. N. MANSOUR : [Microburst modelling and scaling](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 239:461–488, 1992. *Cité page 122*
- K. P. LYNCH et B. S. THUROW : [3-D flow visualization of axisymmetric jets at Reynolds number 6,700 and 10,200](#). *Journal of Visualization*, 15(4):309–319, 2012. *2 citations pages 141 et 212*
- D. LYTLE et B.W WEBB : [Air jet impingement heat transfer at low nozzle-plate spacings](#). *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 37(12):1687–1697, 1994. *Cité page 52*
- H. MARTIN : [Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces](#). *In Advances in Heat Transfer*, volume 13. Elsevier Ltd, 1977. *5 citations pages 28, 51, 52, 104, et 122*
- P. MARTINI et A. SCHULZ : [Experimental and numerical investigation of trailing edge film cooling by circular coolant wall jets ejected from a slot with internal rib arrays](#). *Journal of Turbomachinery*, 126:229–236, 2004. *4 citations pages 172, 173, 181, et 189*

-
- P. MARTINI, A. SCHULZ, H-J. BAUER et C. F. WHITNEY : Detached eddy simulation of film cooling performance on the trailing edge cutback of gas turbine airfoils. *Journal of Turbomachinery*, 128:292–299, 2006.
4 citations pages 173, 174, 175, et 181
- I. MAYO : *Flow field and heat transfer in a rotating rib-roughened cooling passage*. Thèse de doctorat, Von Karman Institute, 2017. Cité page 8
- Z. MAZUR, A. HERNANDEZ-ROSSETTE, R. GARCIA-ILLESCAS et A. LUNA-RAMIREZ : Failure analysis of a gas turbine nozzle. *Engineering Failure Analysis*, 15:913–921, 2008. Cité page 7
- P. D. MCCORMACK, H. WELKER et M. KELLEHER : Taylor-Goertler vortices and their effect on heat transfer. *Journal of Heat Transfer*, 92:101–112, 1970.
2 citations pages 111 et 154
- H. McDONALD : The effect of pressure gradient on the law of the wall in turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 35:311–336, 1969. Cité page 14
- K. J. MCNAUGHTON et C. G. SINCLAIR : Submerged jets in short cylindrical flow vessels. *Journal of Fluid Mechanics*, 25:367–375, 1966.
5 citations pages 27, 28, 29, 207, et 208
- G. MEDIC et P. A. DURBIN : Unsteady effects on trailing edge cooling. *Journal of Heat Transfer*, 127(4):388–392, 2005. 2 citations pages 173 et 174
- S. MENDEZ et F. NICOUD : Large-eddy simulation of a bi-periodic turbulent flow with effusion. *Journal of Fluid Mechanics*, 598:27–65, 2008.
2 citations pages 55 et 128
- F. R. MENTER : Zonal Two Equation k-w, Turbulence Models for Aerodynamic Flows. In *AIAA, 24th Fluid Dynamics Conference*, Orlando, 1993. Cité page 43
- R. W. METCALFE, S. A. ORSZAG, M. E. BRACHET, S. MENON et J. J. RILEY : Secondary instability of a temporally growing mixing layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 184:207–243, nov 1987. Cité page 215
- D. E. METZGER, T. YAMASHITA et C. W. JENKINS : Impingement cooling of concave surfaces with lines of circular air jets. *Journal of engineering for power*, 91:149–158, 1969. 2 citations pages 110 et 123
- A. MICHALKE : On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 23(3):521–544, 1965. 2 citations pages 210 et 217
- A. MICHALKE : Survey on jet instability theory. *Progress in Aerospace Sciences*, 21:159–199, 1984. 2 citations pages 210 et 211

- L. MOMAYEZ, P. DUPONT et H. PEERHOSSAINI : Some unexpected effects of wavelength and perturbation instability strength on heat transfer enhancement by Gortler instability. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47:3783–3795, 2004. *2 citations pages 111 et 154*
- F. MONTOMOLI, M. MASSINI, H. YANG et J. C. HAN : The benefit of high-conductivity materials in film cooled turbine nozzles. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 34:107–116, 2012. *Cité page 7*
- V. MOUREAU, P. DOMINGO et L. VERVISCH : Design of a massively parallel CFD code for complex geometries. *Comptes Rendus Mécanique*, 339:141–148, 2011. *Cité page 205*
- F. NICOUD et F. DUCROS : Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow, Turbulence and Combustion*, 62(3):183–200, 1999. *5 citations pages 55, 61, 79, 128, et 183*
- F. NICOUD, H. B. TODA, O. CABRIT, S. BOSE et J. LEE : Using singular values to build a subgrid-scale model for large eddy simulations. *Physics of Fluids*, 23(8):085106, 2011. *2 citations pages 62 et 79*
- N. T. OBOT, A. S. MAJUMDAR et J. W. DOUGLAS : The effect of nozzle geometry on impingement heat transfer under a round turbulent jet. *American Society of Mechanical Engineers*, 1979. *3 citations pages 36, 52, et 54*
- OCCIGEN : Le supercalculateur OCCIGEN, 2017. URL <https://www.cines.fr/calcul/materiels/occigen/>. *Cité page 184*
- T. S. O'DONOVAN et D. B. MURRAY : Jet impingement heat transfer - Part II: A temporal investigation of heat transfer and local fluid velocities. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50:3302–3314, 2007a. *2 citations pages 39 et 123*
- T.S. O'DONOVAN et D.B. MURRAY : Jet impingement heat transfer – Part I: Mean and root-mean-square heat transfer and velocity distributions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50:3291–3301, 2007b. *2 citations pages 35 et 52*
- P. ORLANDI et R. VERZICCO : Vortex rings impinging on walls: axisymmetric and three-dimensional simulations. *Journal of Fluid Mechanics*, 256:615–646, 1993. *2 citations pages 31 et 77*
- R. ÖRLÜ et P. H. ALFREDSSON : The life of a vortex in an axisymmetric jet. *Journal of Visualization*, 14:5–6, 2011. *2 citations pages 141 et 212*
- D. PAPADOGIANNIS : *Coupled large eddy simulations of combustion - turbine interactions*. Thèse de doctorat, INP Toulouse, 2015. *Cité page 55*

- D. PAPADOGIANNIS, F. DUCHAINE, L. GICQUEL, G. WANG et S. MOREAU : [Effects of Subgrid Scale Modeling on the Deterministic and Stochastic Turbulent Energetic Distribution in Large-Eddy Simulations of a High-Pressure Turbine Stage.](#) *Journal of Turbomachinery*, 138(9):091005, 2016. *Cité page 128*
- U. PIOMELLI : [Large eddy simulations in 2030 and beyond.](#) *Phil. Transac. R. Soc. A*, 372:20130320, 2014. *Cité page 16*
- U. PIOMELLI et E. BALARAS : [Wall-layer models for Large Eddy Simulations.](#) *Annual Review of Fluid Mechanics*, 34:349–374, 2002. *Cité page 13*
- T. J. POINSOT et S. K. LELE : [Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows.](#) *Journal of Computational Physics*, 101(1):104–129, 1992. *3 citations pages 56, 128, et 183*
- S. B. POPE : [Turbulent flows.](#) Cambridge University Press, 2000. *10 citations pages 11, 12, 27, 55, 128, 156, 182, 183, 207, et 209*
- C.O. POPIEL et O. TRASS : [Visualization of a free and impinging round jet.](#) *Experimental Thermal and Fluid Science*, 4(3):253–264, 1991. *9 citations pages 31, 32, 33, 38, 51, 75, 122, 140, et 141*
- L. QUARTAPELLE et V. SELMIN : [High-order Taylor-Galerkin methods for non-linear multidimensional problems.](#) *In Finite Elements Fluids*. 1993. *2 citations pages 128 et 182*
- L. RAYLEIGH : [On the Stability, or Instability, of certain Fluid Motions.](#) *Proceedings of the London Mathematical Society*, s1-11(1):57–72, 1879. *2 citations pages 33 et 210*
- L. RAYLEIGH : [On the Dynamics of Revolving Fluids.](#) *Phil. Transac. R. Soc. A*, 93:148–154, 1917. *4 citations pages 113, 114, 115, et 155*
- H-J. REHDER : [Design, manufacture and instrumentation of cascade and cooling blades at DLR.](#) Rapport technique, DLR, 2006. *2 citations pages 179 et 180*
- H-J. REHDER : [Investigation of Trailing Edge Cooling Concepts in a High Pressure Turbine Cascade: Aerodynamic Experiments and Loss Analysis.](#) *Journal of Turbomachinery*, 134:051029, 2012. *2 citations pages 169 et 183*
- L. F. RICHARDSON : [Weather prediction by numerical process.](#) Cambridge University Press, 1922. *Cité page 11*
- W. ROHLFS, H.D. HAUSTEIN, O. GARBRECHT et R. KNEER : [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*, 55:7728–7736, 2012. *10 citations pages 33, 37, 40, 41, 44, 53, 54, 69, 76, et 123*

- S. ROUX, M. FÉNOT, G. LALIZEL, L.-E. BRIZZI et E. DORIGNAC : [Experimental investigation of the flow and heat transfer of an impinging jet under acoustic excitation](#). *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54(15-16):3277–3290, 2011. *4 citations pages 33, 36, 52, et 54*
- S. ROUX, M. FENOT, G. LALIZEL, L. E. BRIZZI et E. DORIGNAC : [Evidence of flow vortex signatures on wall fluctuating temperature using unsteady infrared thermography for an acoustically forced impinging jet](#). *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 50:38–50, 2014. *3 citations pages 52, 123, et 145*
- P. G. SAFFMAN : [The number of waves on unstable vortex rings](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 84(4):625–639, 1978. *2 citations pages 142 et 213*
- P. SAGAUT : *Introduction à la simulation des grandes échelles pour les écoulements de fluide incompressible*. Springer, 1998. *6 citations pages 12, 13, 44, 45, 57, et 130*
- W. S. SARIC : [Görtler Vortices](#). *Annual Review of Fluid Mechanics*, 26:379–409, 1994. *5 citations pages 111, 115, 117, 154, et 155*
- H. SCHLICHTING : *Boundary-layer Theory*. McGraw-Hill Book Company, 7th édition, 1979. *6 citations pages 30, 82, 117, 128, 129, et 132*
- P. J. SCHMID : [Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 656:5–28, 2010. *2 citations pages 83 et 143*
- H. SCHNEIDER, D. von TERZI et H. J. BAUER : [Large-Eddy Simulations of trailing-edge cutback film cooling at low blowing ratio](#). *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 31:767–775, 2010. *Cité page 174*
- H. SCHNEIDER, D. A. VON TERZI, H-J. BAUER et W. RODI : [Coherent structures in trailing-edge cooling and the challenge for turbulent heat transfer modelling](#). *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 51:110–119, 2015. *2 citations pages 168 et 174*
- T. SCHÖNFELD et M. RUDGYARD : [Steady and unsteady flows simulations using the hybrid flow solver AVBP](#). *AIAA Journal*, 37(11):1378–1385, 1999. *3 citations pages 55, 128, et 182*
- A. SHUKLA et A. DEWAN : [Flow and thermal characteristics of jet impingement: comprehensive review](#). *International Journal of Heat and Technology*, 35:153–166, 2017. *Cité page 43*
- F. SHUM-KIVAN, F. DUCHAINE et L. GICQUEL : [Large-eddy simulation and conjugate heat transfer in a round impinging jet \(GT2014-25152\)](#). *In ASME Turbo Expo*, 2014. *6 citations pages 45, 50, 52, 53, 124, et 125*

- J. SMAGORINSKY : [General Circulation Experiments With the Primitive Equations. I: The basics experiment](#). *Monthly Weather Review*, 91(3):99–164, 1963.
2 citations pages 55 et 128
- P. R. SPALART : [Detached-Eddy Simulation](#). *Annual Review of Fluid Mechanics*, 41:181–202, 2009.
2 citations pages 13 et 14
- S. F. TARDU : [Simple two-layer model for temperature distribution in the inner part of turbulent boundary layers in adverse pressure gradients](#). *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52:2914–2917, 2009.
Cité page 14
- M. E. TASLIM, S. D. SPRING et B. P. MEHLMAN : [Experimental investigation of film cooling effectiveness for slots of various exit geometries](#). *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 6(2):302–307, 1992.
Cité page 171
- G. I. TAYLOR : [Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders](#). *Phil. Transac. R. Soc. A*, 223:289–343, 1923.
2 citations pages 116 et 154
- H. TENNEKES et J. L. LUMLEY : [A first course in turbulence](#). MIT Press, 1972.
2 citations pages 63 et 152
- A. TERZIS : [Detailed heat transfer distributions of narrow impingement channels for integrally cast turbine airfoils](#). Thèse de doctorat, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2014.
Cité page 6
- H. THOMANN : [Effect of streamwise wall curvature on heat transfer in a turbulent boundary layer](#). *Journal of Fluid Mechanics*, 33:283–292, 1968.
2 citations pages 111 et 123
- R. TOE, A. AJAKH et H. PEERHOSSAINI : [Heat transfer enhancement by Görtler instability](#). *International Journal of heat and fluid flow*, 23:194–204, 2002.
Cité page 154
- M. TSUBOKURA, T. KOBAYASHI, N. TANIGUCHI et W. P. JONES : [A numerical study on the eddy structures of impinging jets excited at the inlet](#). *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24:500–511, 2003.
Cité page 44
- M. J. TUMMERS, J. JACOBSE et S. G. J. VOORBROOD : [Turbulent flow in the near field of a round impinging jet](#). *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54:4939–4948, 2011. *11 citations pages 30, 33, 54, 56, 57, 58, 78, 79, 80, 81, et 82*
- J. TYACKE et P. G. TUCKER : [Future Use of Large Eddy Simulation in Aero engines](#). *Journal of Turbomachinery*, 137, aug 2015.
Cité page 15
- N. UDDIN, S.O. NEUMANN et B. WEIGAND : [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*, 57:356–368, 2013.
5 citations pages 41, 45, 52, 53, et 124

- U.S. FEDERAL AVIATION ADMINISTRATION : Airplane Flying Handbook (FAA-H-8083-38), 2016. URL https://www.faa.gov/regulations_policies/handbooks_manuals/aviation/airplane_handbook/. *Cité page 4*
- J. VEJRAZKA, J. TIHON, P. MARTY et V. SOBOLÍK : Effect of an external excitation on the flow structure in a circular impinging jet. *Physics of Fluids*, 17(10):105102, 2005. *Cité page 123*
- R. VISKANTA : Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 6:111–134, 1993. *6 citations pages 30, 34, 36, 51, 123, et 129*
- U. WÄHLBY, C. SKJÖLDERBRAND et E. JUNKER : Impact of impingement on cooking time and food quality. *Journal of Food Engineering*, 43:179–187, 2000. *Cité page 122*
- J. D. A. WALKER, C. R. SMITH, A. W. CERRA et T. L. DOLIGALSKI : The impact of a vortex ring on a wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 41:99–140, 1987. *6 citations pages 31, 33, 52, 65, 67, et 77*
- F. WHITTLE : Improvements relating to the propulsion of aircraft and other vehicles, 1930. *2 citations pages 2 et 5*
- S. E. WIDNALL et J. P. SULLIVAN : On the Stability of Vortex Rings. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 332:335–353, 1973. *2 citations pages 142 et 213*
- R. C. WILCOCK, J. B. YOUNG et J. H. HORLOCK : The Effect of Turbine Blade Cooling on the Cycle Efficiency of Gas Turbine Power Cycles. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 127:109–120, 2005. *Cité page 6*
- R. WILKE et J. SESTERHENN : Direct Numerical Simulation of Heat Transfer of a Round Subsonic Impinging Jet. In *Active Flow and Combustion Control*, chapitre 10, pages 147–159. Springer International Publishing, 2015. *Cité page 44*
- R. WILKE et J. SESTERHENN : Statistics of fully turbulent impinging jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 825:795–824, 2017. *Cité page 44*
- F. WLASSOW : *Analyse instationnaire aérothermique d'un étage de turbine avec transport de points chauds ; application à la maîtrise des performances des aubes*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2012. *Cité page 7*
- A.J. YULE : Large-scale structure in the mixing layer of a round jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 89(3):413, 1978. *5 citations pages 51, 65, 72, 211, et 213*
- K. B. M. Q. ZAMAN : Effect of Initial Condition on Subsonic Jet Noise. *AIAA Journal*, 23(9):1370–1373, 1985. *Cité page 217*
- K. B. M. Q. ZAMAN et A. K. M. F. HUSSAIN : Taylor hypothesis and large-scale coherent structures. *Journal of Fluid Mechanics*, 112:379–396, 1981. *Cité page 66*

- K.B. M. Q. ZAMAN et A. K. M.F. HUSSAIN : [Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation . Part 1 . General jet response.](#) *Journal of Fluid Mechanics*, 101(3):449–491, 1980. *Cité page 211*
- N. ZUCKERMAN et N. LIOR : [Impingement Heat Transfer: Correlations and Numerical Modeling.](#) *Journal of Heat Transfer*, 127, 2005. *3 citations pages 35, 43, et 122*