SIMULATION NUMERIQUE DES GRANDES ECHELLES DE JETS IMPACTANTS

Francis SHUM-KIVAN - Promotion 2013

Dans le cadre d'un stage de fin d'études au sein du département CFD du CERFACS

Période :	11/02/2013 au 11/08/2013
Encadrants :	Florent DUCHAINE
	Laurent GICQUEL
Responsable universitaire :	Stéphane VINCENT

Rapport de stage de fin d'études

Résumé

Une méthode très utilisée pour refroidir les aubes de turbine des moteurs aéronautiques consiste à impacter des jets d'air frais sur leur surface interne. Cette étude vise à mieux comprendre la dynamique complexe du jet impactant ainsi que les transferts thermiques associés. La configuration étudiée est celle d'un jet impactant rond non confiné à un nombre de Reynolds Re = 23 000. La distance entre la sortie de la buse et la plaque est de 2D où D représente le diamètre de la buse. L'approche numérique de type Simulation aux Grandes échelles (SGE) résolue à la paroi est choisie. Celle-ci permet d'avoir accès aux phénomènes instationnaires et est susceptible, dans le cas d'écoulements aussi complexes, de fournir de meilleurs résultats par rapport aux méthodes statistiques. Les prédictions du code AVBP sont évaluées en les comparant à des données expérimentales ou à des SGE réalisées par d'autres auteurs. Les premiers résultats concernent la dynamique de l'écoulement et sont en accord avec les expériences. Puis l'étude se concentre sur les transferts thermiques en considérant le couplage fluide/structure. Des suggestions sont émises pour expliquer de possibles liens entre les vortex créés et les transferts thermiques locaux.

Abstract

In order to cool down turbine blades in aero-engines, one method commonly used is to impinge fresh air jet on their internal surface. This study aims to get a better understanding of the complex flow field that constitutes an impinging jet and the heat transfer involved. The configuration studied is an unconfined impingement round jet at Reynolds number Re = 23 000. The distance between the pipe exit and the flat impingement plate is 2D where D is the jet nozzle diameter. A wall-resolved Large Eddy Simulation (LES) approach is used, which enables to have access to unsteady phenomena and is prone to provide better results than statistical methods in such complex flows. LES prediction capabilities of the AVBP code are assessed by comparing flow statistical properties against experimental data and LES performed by other authors. The first part of the results shows quite good agreement in the flow dynamic. Then the study focuses on heat transfer considering fluid structure coupling. Suggestions are made to explain possible links between vortices and local heat transfer.

Remerciements

Je tiens à remercier tout particulièrement mes encadrants Florent DUCHAINE et Laurent GICQUEL qui ont été très présents et investis tout au long de mon stage. En plus des remarques, des conseils avisés et des connaissances qu'ils m'ont transmises, ils m'ont permis et me permettent encore aujourd'hui d'acquérir un regard nouveau sur le domaine vaste et passionnant que constitue la CFD.

Table des matières

1 Introduction 1
1.1 Contexte de l'étude 1
1.1.1 Présentation générale d'un turboréacteur 1
1.1.2 Les principales méthodes de refroidissement 3
1.2 Objectifs et déroulement du mémoire 4

2 Description générale des écoulements jets 5
2.1 Du jet libre 5
2.2 ... au jet impactant 6
2.3 Quelques travaux récents sur les jets impactants 7

3 La Simulation numérique des Grandes Echelles (SGE) 10
3.1 Les trois grandes familles de simulation numérique d'écoulements fluides 11
3.2 Les équations de la SGE 12
3.2.1 Principe - Filtrage des équations 13
3.2.2 Fermeture du problème - Modèles de sous-maille 14
3.3 Le code AVBP 15
3.3.1 Généralités 15
3.3.2 Schémas numériques 16
3.3.3 Viscosité artificielle 16
3.3.4 Conditions aux limites NSCBC 17

4 Dynamique de l'écoulement 18
4.1 Configuration étudiée 18
4.2 Maillages 20
4.3 Données de convergence 23
4.4 Dynamique de l'écoulement 23
4.4.1 Topologie de l'écoulement 24
4.4.2 Structures cohérentes et autres phénomènes instationnaires . 25
4.4.3 Analyse des champs moyens 27
4.5 Conclusion partielle 31

5 Transferts thermiques **32**
5.1 Paramètres et conditions limites thermiques 32
5.2 Résultats 33
5.3 Couplage fluide/structure 34
5.4 Analyse spectrale 37

6 Conclusion **40**

Annexes . . . . . .

A Présentation du CERFACS **45**

B Rappel sur les caractéristiques des écoulements pariétaux . . **46**

C Un cas théorique 2D **48**
C.1 Configuration étudiée 48
C.2 Théorie 49
C.3 Résultats 50

Chapitre 1

Introduction

Ce chapitre introductif a pour but de présenter le contexte général de l'étude effectuée au CERFACS (voir Annexe A) en vue de l'obtention du diplôme d'ingénieur de l'ENSEIRB-MATMECA. Après une brève description du fonctionnement d'un turboréacteur, les principales méthodes de refroidissement des aubes de turbine dont les jets impactants font partie, sont passées en revue. Ensuite, les objectifs du stage sont énoncés et le plan du mémoire est indiqué.

1.1 Contexte de l'étude

La recherche permanente de meilleures performances pour les moteurs aéronautiques implique entre autre d'augmenter la température des gaz en entrée de turbine haute pression. Cependant, cette température est limitée par la résistance thermique des matériaux constituant les aubes de turbine. C'est pourquoi des méthodes de refroidissement sont appliquées aujourd'hui pour éviter leur dégradation. Parmi ces méthodes, l'impact de jets est l'une des plus répandues car elle permet des échanges de chaleur très importants.

1.1.1 Présentation générale d'un turboréacteur

Un turboréacteur consiste globalement à convertir l'énergie thermique issue de la combustion en énergie mécanique qui correspond à la poussée nécessaire pour faire voler un avion ou un hélicoptère. Le fonctionnement du turboréacteur, représenté en Fig 1.1, est décrit plus précisément ci-après. De grandes quantités d'air sont aspirées par un compresseur qui va graduellement augmenter sa pression. L'air comprimé est ensuite envoyé dans une chambre de combustion où il est mélangé à du carburant dans des proportions adéquates pour favoriser une bonne combustion. Les gaz chauds issus de la combustion sont alors éjectés vers la tuyère. Un processus de détente et de récupération de leur énergie s'effectue à travers une turbine. Celle-ci permet de récupérer l'énergie sous forme mécanique et fournit la puissance utile nécessaire pour l'entraînement des hélices d'un hélicoptère par

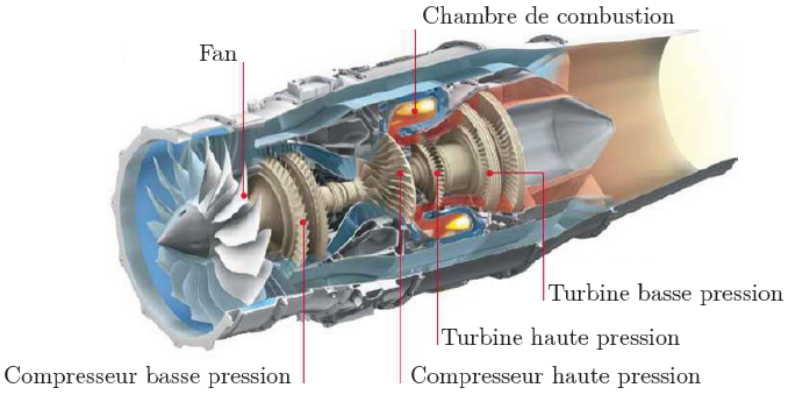


FIGURE 1.1 – *Représentation schématique 3D d'un turboréacteur.*

exemple. Une partie de l'énergie fournie est utilisée pour actionner les compresseurs grâce à un axe central qui les lie à la turbine.

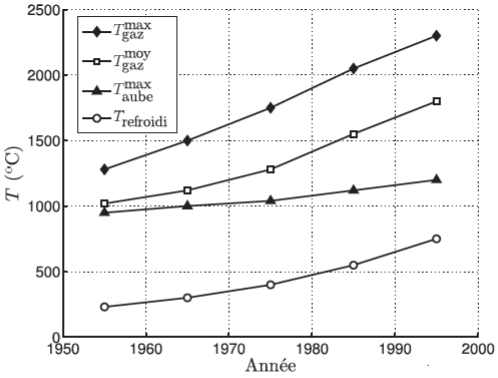


FIGURE 1.2 – *Evolution des températures dans les turbines d'après Petot [31].*

Les performances du turboréacteur sont principalement liées à la température d'entrée turbine et au taux de compression. Plus ceux-ci sont élevés et plus la poussée fournie par le turboréacteur est importante. La figure 1.2 montre l'évolution de la température d'entrée turbine et de la température critique des matériaux durant les dernières décennies. Aujourd'hui, la température critique que peuvent supporter les matériaux constituant la turbine est de l'ordre de 1200 ° C alors que les gaz issus de la combustion ont une température localement supérieure à 2000 ° C. C'est pourquoi il est nécessaire de refroidir la turbine.

1.1.2 Les principales méthodes de refroidissement

De nombreuses méthodes existent pour refroidir les aubes de turbine. Chacune des méthodes présentées possède ses avantages et inconvénients, c'est pourquoi elles sont la plupart du temps couplées. Une description détaillée de ces méthodes est fournie par exemple par Han *et al.* [19].

Convection interne forcée : Historiquement, c'est la méthode la plus ancienne. Elle consiste simplement à faire circuler de l'air frais à travers des canaux lisses, représentés en Fig. 1.3. En réalité, le circuit emprunté par l'air frais est beaucoup plus complexe. Pour favoriser les transferts thermiques, des ailettes sont parfois rajoutées, ce qui a pour effet d'augmenter la turbulence et la surface d'échange.

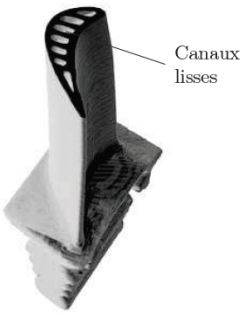


FIGURE 1.3 – *Représentation d'une aube de turbine avec ses canaux.*

Refroidissement par film : Cette technique consiste à créer un film d'air frais sur la paroi externe de l'aube via de multiples perforations (Fig. 1.4). Ce film d'air a pour but de protéger l'aube et d'éviter le contact direct entre l'aube et les gaz chauds issus de la combustion.

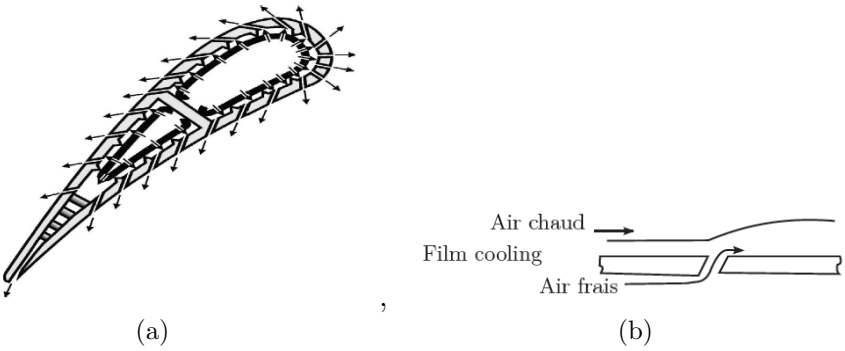


FIGURE 1.4 – *Principe du refroidissement par film : (a) Aube avec de multiples perforations sur sa paroi externe ; (b) Zoom sur une perforation.*

Jet impactant : Cette dernière méthode constitue le sujet d'étude de ce rapport. Elle consiste à prélever de l'air frais du plénum et à l'injecter via des buses ou des fentes sur la paroi interne de l'aube (Fig. 1.5). Elle permet un refroidissement localisé de l'aube. Cette technique est très utilisée sur le bord d'attaque de l'aube, lieu où les contraintes thermiques sont maximales.

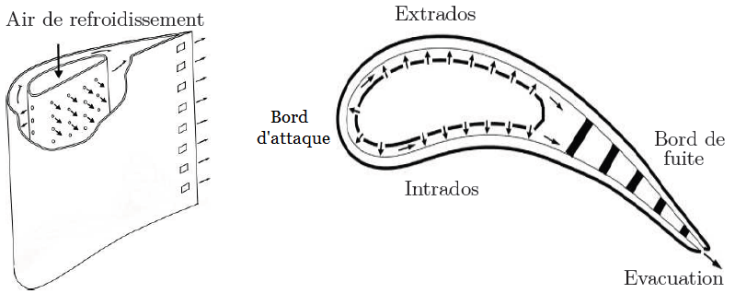


FIGURE 1.5 – *Principe des jets impactants.*

1.2 Objectifs et déroulement du mémoire

Malgré de nombreuses recherches sur le sujet des jets impactants, de nombreuses questions subsistent dans ce domaine. Pour cause, les expériences restent compliquées à mettre en oeuvre en proche paroi. L'un des objectifs du stage est d'approfondir la compréhension de cet écoulement par une approche purement numérique de type LES (Large Eddy Simulation), qui permet d'avoir accès aux phénomènes instationnaires et qui dans le cas d'un écoulement aussi complexe, est potentiellement plus prédictive que les méthodes statistiques généralement utilisées en CFD (Computational Fluids Dynamics). Pour cela, le code AVBP est utilisé. Le second objectif consiste à étudier les transferts de chaleur avec intéraction fluide/structure via un couplage avec le code AVTP, travail qui, jusqu'à aujourd'hui, n'a été réalisé que très rarement sur la base de la LES.

Dans un premier temps, les écoulements de type jet libre et jet impactant sont décrits de façon générale. Dans un second temps, le principe de la Simulation aux Grandes Echelles est présenté et les équations à résoudre sont énoncées. Les spécificités du code AVBP sont également passées en revue. Dans un troisième temps, la configuration étudiée est décrite et les résultats obtenus en terme d'hydrodynamique sont analysés et comparés avec des expériences. Enfin, dans un dernier temps, on s'intéresse plus particulièrement aux transferts thermiques et aux intéractions fluide/structure avec le couplage AVBP/AVTP.

Chapitre 2

Description générale des écoulements jets

Après avoir énoncé les différentes méthodes de refroidissement des aubes de turbines, on s'intéresse plus particulièrement dans ce chapitre à la méthode des jets impactants. L'écoulement classique du jet libre est décrit avant d'aborder la structure du jet impactant. Quelques travaux récents sont abordés afin de mieux comprendre les différentes problématiques liées au jet impactant.

2.1 Du jet libre ...

Le jet libre fait partie de la classe des écoulements cisaillés libres classiques au même titre que les sillages et les vagues. On parle de jet dès lors qu'il y a injection d'un fluide via un orifice ou une buse. Le terme "libre" signifie que le jet se développe librement dans le milieu environnant sans être influencé par la présence de parois à proximité. La turbulence de l'écoulement provient de celle injectée en amont du jet et est aussi générée par les gradients de vitesse. Dans ce rapport, seuls les jets subsoniques sont décrits mais les jets supersoniques (ou sous-détendus) existent et font également l'objet de nombreuses études [10].

Le jet libre subsonique peut se décomposer en trois régions distinctes, représentées en Fig. 2.1 :

- une **région inertielle**, où comme son nom l'indique, les forces d'inertie sont prépondérantes. Elle contient le cône potentiel. Le cône potentiel est un volume dans lequel le fluide n'est pas influencé par l'environnement extérieur. Ainsi dans cette zone, la vitesse, la température, la concentration sont constantes, égales aux variables d'éjection. Autour de ce cône potentiel se trouve une zone de mélange entre le fluide éjecté et le fluide environnant.

- une **région intermédiaire** ou de **transition**, dans laquelle l'écoulement est

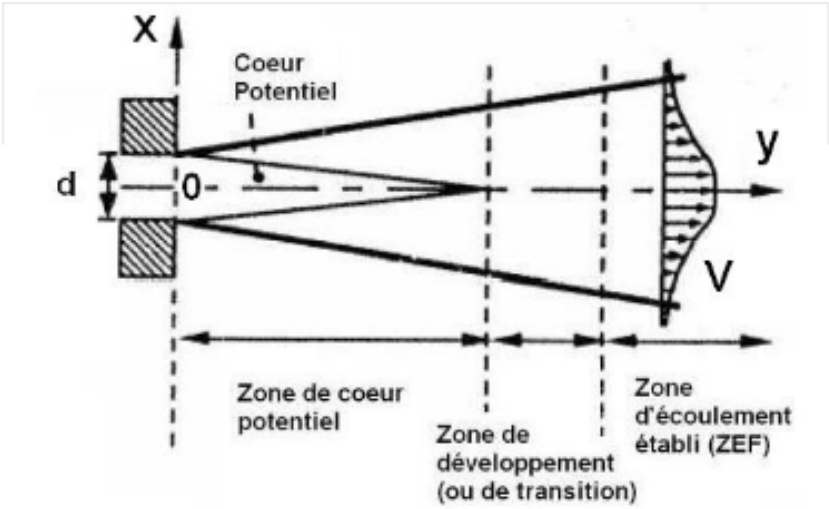


FIGURE 2.1 – *Représentation schématique de la structure d'un jet libre.*

contrôlé à la fois par les forces d'inertie et les forces gravitationnelles. Dans cette zone, on observe la décroissance de la vitesse axiale du jet ainsi que son expansion radiale.

– une **région dite pleinement développée** où le jet devient autosimilaire. Dans cette zone, il est possible de définir précisément certaines propriétés du jet telles que la décroissance de la vitesse axiale du jet, son taux d'expansion, le profil radial de vitesse axial. Ces propriétés sont décrites en détail par de nombreux auteurs tels que S.B Pope [33] ou C. Bailly [2].

2.2 ... au jet impactant

Pour passer du jet libre au jet impactant, il suffit de placer une surface rigide à l'encontre du jet. Cela modifie complètement la topologie de l'écoulement. En général, il est possible de le décomposer en trois régions distinctes, représentées en Fig. 2.2 :

– une région de jet libre ou pseudo-libre
– une région d'impact
– une région de jet de paroi

La **région de jet libre** correspond à la zone pour laquelle le jet ne "voit" pas la plaque. Celle-ci n'a donc aucune influence sur le jet et dans cette région, le jet se comporte comme un jet libre. Elle possède la même structure de jet libre précédemment décrite. Lorsque la distance d'impact est très petite, comme cela

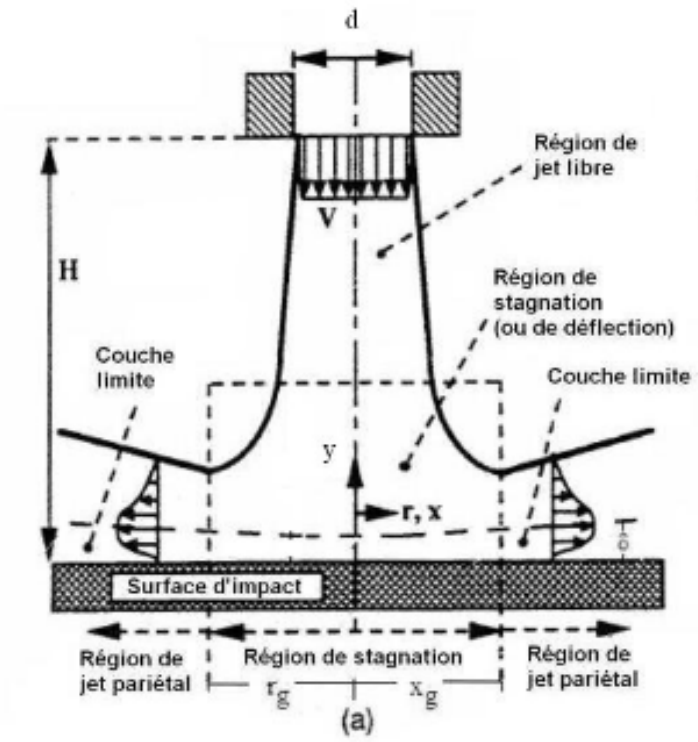


FIGURE 2.2 – *Représentation schématique d'un jet impactant une plaque plane.*

est le cas dans notre étude, la région de jet libre se limite au cône potentiel.

La **région d'impact** est caractérisée par un point de stagnation ainsi qu'une déflection de l'écoulement axial du jet qui devient pariétal. A l'approche du point de stagnation, le jet ne possède plus les caractéristiques du jet libre. La vitesse sur l'axe du jet décroît jusqu'à devenir nulle à la paroi.

Le **jet paroi** se développe après la zone de stagnation. En effet, après la déflection, le jet devient radial et se développe le long de la paroi. Dans cette région, l'écoulement est dominé par les effets pariétaux et les forces visqueuses.

2.3 Quelques travaux récents sur les jets impactants

Malgré les nombreuses publications sur ce sujet, il subsiste encore aujourd'hui des zones d'ombre concernant la turbulence du jet impactant et les transferts thermiques associés. L'une des zones critiques dans cet écoulement est la zone de stagnation car la turbulence y est fortement anisotrope. Des mesures expérimentales

LDA (Laser Doppler Anemometry) et PIV (Particle Image Velocimetry) ont été réalisées par Tummers *et al.* [38], Cooper *et al.* [9] ou encore Geers *et al.* [26]. Ces mesures ont permis de quantifier cette turbulence en proche paroi. Lodato *et al.* [29] a étudié le problème via une approche LES. Il a ainsi évalué différents modèles de sous-mailles comme Smagorinsky [36] ou WALE (Wall Adapting Local Eddy-viscosity) [30] par rapport à un modèle basé sur la similarité d'échelles et a montré que ceux-ci avaient tendance à surestimer la turbulence près de la zone d'impact. Il suggère que cette surestimation est liée au transfert d'énergie des petites structures vers les grosses structures ("energy backscatter") que les modèles traditionnels ne prennent pas en compte.

L'autre point à éclaircir est la distribution du nombre de Nusselt (noté Nu) sur la plaque. Le nombre de Nusselt est un nombre adimensionnel qui permet de quantifier les transferts thermiques entre un fluide et une paroi. Il représente le rapport des échanges convectifs sur les échanges conductifs et est défini comme suit :

$$Nu = \frac{hD}{\lambda} \tag{2.1}$$

avec h le coefficient d'échange thermique convectif, D une grandeur caractéristique et λ la conductivité thermique du fluide.

Généralement le profil radial du nombre de Nusselt possède un pic à environ 0,5D de l'axe du jet puis décroît lorsqu'on s'éloigne du jet. Mais dans certains cas, un second pic à environ 2D de l'axe du jet apparaît (Fig. 2.3).

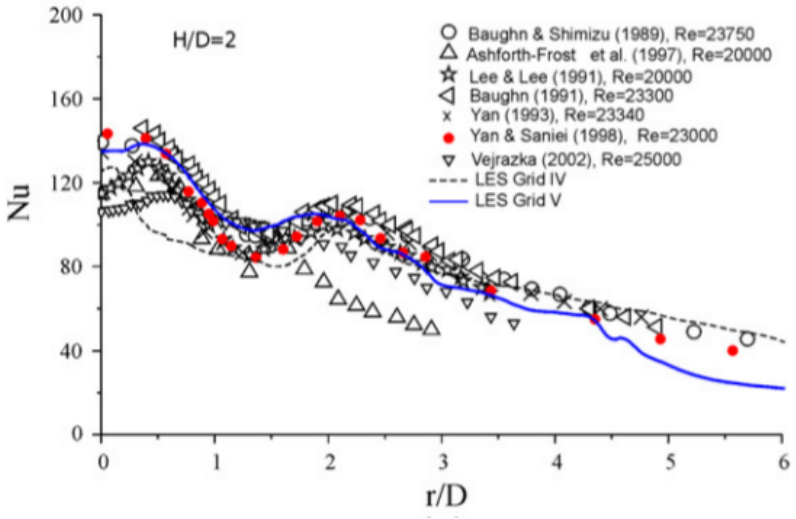


FIGURE 2.3 – *Distribution radiale du nombre de Nusselt d'après Uddin et al.[39].*

Hadziabdic [18] suggère que l'augmentation du nombre de Nusselt à r = 0.5D est directement liée aux structures cohérentes qui viennent s'écraser puis s'étirer sur la plaque. Dans la zone du jet plaque, le second pic du nombre de Nusselt est attribué à l'accélération du fluide dans la région de développement de la couche limite. Les expériences de Tummers *et al.* [38] ont également mis en évidence la présence de tourbillons se formant épisodiquement contre la paroi qui pourraient être une des causes du second pic du nombre de Nusselt.

Une autre difficulté dans l'étude des jets impactants réside dans le fait qu'il s'agit d'écoulements pariétaux très complexes. Les caractéristiques des écoulements pariétaux ainsi que la structure de couche limite turbulente sont rappelés en Annexe B. D'un point de vue CFD, pour être correctement représentée, la couche limite doit être assez finement résolue car la nature de l'écoulement pariétal dépend de tous les détails qui le composent, de la paroi jusqu'à la zone externe. En terme de nombre de points de maillage, cela implique que le raffinement nécessaire pour capturer tous ces détails doit être significatif, voire prohibitif pour des nombres de Reynolds (noté Re) élevés, le nombre de Reynolds étant défini de la façon suivante :

$$Re = \frac{UL}{\nu} \tag{2.2}$$

avec U et L respectivement une vitesse et une longueur caractéristique de l'écoulement, ν la viscosité cinématique du fluide.

En effet, Chapman [6] estime qu'il faut un nombre de points de l'ordre de $Re^{1.8}$ pour résoudre la sous-couche visqueuse qui représente seulement 1% de la couche limite turbulente. L'alternative généralement employée est d'utiliser une loi de paroi, c'est-à-dire un modèle qui reproduit le comportement du fluide dans la sous-couche visqueuse et la zone tampon. Par conséquent, aucun point n'est nécessaire dans ces zones et cela permet de diminuer considérablement les coûts de calcul. Cependant, ces lois de paroi sont construites à partir d'écoulements turbulents et pleinement développés canoniques, parallèles à une plaque plane sans gradient de pression adverse et leur validité dans le cadre d'une application de jet impactant est donc discutable. Des études expérimentales concernant la formulation de lois de parois pour les jets impactants existent [16] mais sont peu nombreuses et nécessitent de plus amples recherches pour pouvoir être utilisées indépendamment de la configuration du jet.

Chapitre 3

La Simulation numérique des Grandes Echelles (SGE)

L'une des principales motivations des progrès effectués en CFD (Computational Fluids Dynamics) est la compréhension et la meilleure prédiction des écoulements turbulents. La turbulence peut apparaître lorsque le nombre de Reynolds, qui représente le rapport des forces d'inertie sur les forces visqueuses, est très grand. Pour rappel, il est défini comme tel :

$$Re = \frac{UL}{\nu} \tag{3.1}$$

avec U et L respectivement une vitesse et une longueur caractéristique de l'écoulement, ν la viscosité cinématique du fluide. Il n'existe pas de seuil laminaire/turbulent universel (celui-ci varie plus ou moins autour de 3000) et la transition entre ces deux régimes d'écoulement est souvent difficile à distinguer.

La turbulence fait l'objet de nombreuses recherches aujourd'hui encore. Les quelques références suivantes [35, 7, 33] fournissent une introduction très complète sur le sujet.

La turbulence est directement liée au caractère non linéaire des équations de Navier-Stokes. Il est possible de montrer que cette non-linéarité, à partir d'une solution initiale à une harmonique donnée, engendre la création d'harmoniques supérieures [34]. Physiquement, ces harmoniques apparaissent sous la forme de tourbillons d'échelles très différentes. Le spectre de Kolmogorov [22] représenté en Fig. 3.1 permet de représenter les échelles associées au mouvement turbulent dans le cas d'une turbulence homogène (invariance par translation) isotrope (invariance par rotation et par symétrie par rapport aux axes du système de coordonnées) :

- La zone 1 appelée zone intégrale, correspond aux grosses structures (petits nombres d'ondes k) porteuses d'énergie cinétique E et dépendantes de la géométrie

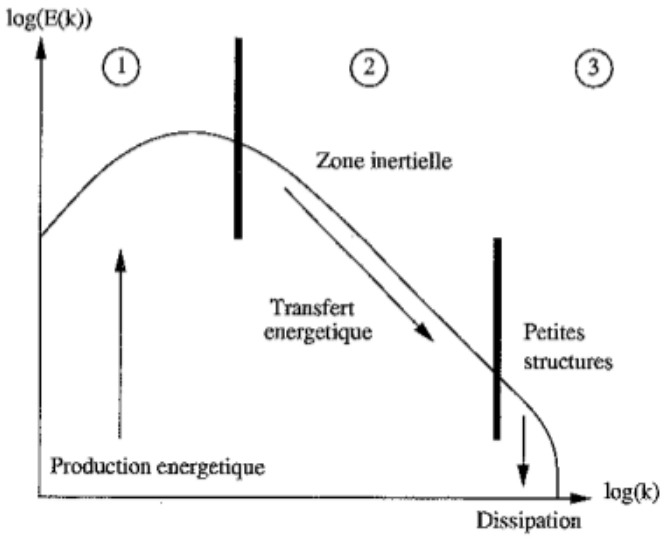


FIGURE 3.1 – *Spectre schématisé d'une turbulence homogène isotrope.*

- La zone 2 est une zone inertielle dans laquelle l'énergie est transférée des grosses structures vers les plus petites (selon une pente en -5/3)
- La zone 3 appelée zone dissipative, correspond aux petits tourbillons dont la fréquence de rotation est très élevée. Dans cette zone, la dissipation visqueuse s'exprime sous forme de chaleur et est prépondérante.

Plus le nombre de Reynolds est élevé et plus la disparité des échelles est importante. Ainsi, même si en théorie toute l'information est contenue dans les équations de Navier-Stokes, il est impossible de résoudre toutes les échelles dynamiques pour des nombres de Reynolds trop élevés. Aujourd'hui, il existe trois grands concepts pour simuler les écoulements turbulents.

3.1 Les trois grandes familles de simulation numérique d'écoulements fluides

Direct Numerical Simulation (DNS) : La Simulation Numérique Directe consiste à résoudre entièrement les équations de Navier-Stokes, sans introduire de modèle. Elle nécessite par conséquent une résolution très fine du maillage, si bien qu'il est impossible de l'appliquer pour des cas industriels. En effet, en 3D et en l'absence de paroi, il faut un nombre de mailles de l'ordre de $Re^{9/4}$ pour résoudre toutes les échelles [33, 35]. A titre d'exemple, pour un nombre de Reynolds de l'ordre de 10^6, il faudrait environ 3.6 10^{13} mailles. Son usage est aujourd'hui réservé à des configurations académiques (géométrie simple, conditions de

périodicité) très petites (de l'ordre de 1 mm^3) et pour des nombres de Reynolds assez faibles. La Simulation Numérique Directe permet entre autres d'étudier des aspects fondamentaux de la turbulence. Elle constitue une référence, au même titre qu'une expérience, pour valider des modèles sur des cas test.

Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations (RANS) : Les simulations RANS, par opposition à la DNS, ne résolvent pas la turbulence mais la modélisent. L'exigence en terme de résolution du maillage est beaucoup moins importante que pour la DNS, c'est pourquoi les industriels préfèrent les méthodes RANS. Cependant, la simulation est très dépendante du modèle choisi. Parmi les modèles existants, on peut citer les plus connus : k-ϵ, k-ω, Spalart-Allmaras, Reynolds Stress Averaged ... qui existent sous plusieurs variantes. Plus précisément, les méthodes RANS consistent à calculer l'état stationnaire d'un écoulement à partir de grandeurs moyennées $\bar{f}$ calculées sur un ensemble de réalisations de celui-ci. Le plus souvent, l'hypothèse d'ergodicité est appliquée, à savoir que la moyenne statistique est équivalente à la moyenne temporelle.

Large Eddy Simulation (LES) : La Simulation des Grandes Echelles se situe à mi-chemin entre la DNS et le RANS. Comme son nom l'indique, elle consiste à résoudre complètement les grandes structures, qui dépendent fortement de la géométrie, et à modéliser les petites échelles qui possèdent un comportement plus universel. Pour cela, les équations de Navier-Stokes sont filtrées spatialement et les échelles plus petites que la taille du filtre sont modélisées. L'avantage de la LES par rapport aux méthodes RANS est qu'elle permet une représentation dynamique de l'écoulement et des structures turbulentes instationnaires de grande échelle. Elle peut notamment être utilisée pour étudier les phénomènes transitoires ou encore l'acoustique si le code est compressible. En contrepartie, l'exigence en terme de résolution spatiale et temporelle est plus importante, d'où un coût CPU plus important qu'en RANS. Aujourd'hui, avec le développement des supercalculateurs, il est possible d'appliquer la LES sur des cas industriels très complexes.

3.2 Les équations de la SGE

Dans cette section, les équations de Navier-Stokes non réactives sont filtrées. La fermeture du problème ainsi obtenu est abordée et les différents modèles de sous-maille introduits. La démarche pour obtenir les équations de Navier-Stokes filtrées est traitée dans de nombreux ouvrages [32, 33]. Rappelons tout d'abord les équations de Navier-Stokes non réactives :

$$\begin{cases} (Masse) & \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \\ (Moment) & \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j}[P\delta_{ij} - \tau_{ij}] \\ (Energie) & \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial(\rho E u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j}[u_i(P\delta_{ij} - \tau_{ij}) + q_j] + Q_r \end{cases} \tag{3.2}$$

avec δ_{ij} le symbole de Kronecker, P la pression, u_i la composante de la vitesse dans la direction i, E l'énergie totale, ρ la masse volumique du fluide, μ la viscosité dynamique du fluide, q_j le flux de chaleur, Q_r le flux radiatif (négligé), τ_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses défini par :

$$\tau_{ij} = -\frac{2}{3}\mu\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\delta_{ij} + \mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \tag{3.3}$$

Le flux de chaleur q est exprimé via la loi de Fourier :

$$q = \lambda\frac{\partial T}{\partial x} \tag{3.4}$$

où λ est la conductivité thermique du milieu et T la température.

3.2.1 Principe - Filtrage des équations

Comme il a été mentionné précédemment, afin d'obtenir les équations de la LES, un filtre spatial G_Δ de taille caractéristique Δ est appliqué à toute grandeur instantanée f de la manière suivante :

$$\bar{f}(\mathbf{x}, t) = \int G_\Delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) f(y, t)\ \mathrm{d}\mathbf{y} \tag{3.5}$$

On obtient de cette façon la grandeur filtrée $\bar{f}$. C'est cette grandeur qui est résolue tandis que les grandeurs de sous-mailles f' définies par :

$$f' = f - \bar{f} \tag{3.6}$$

sont modélisées. La taille du filtre est généralement imposée par la résolution du maillage. C'est le cas dans AVBP. On parle alors de filtrage implicite.

Pour les écoulements à densité ρ variable, on introduit le filtrage pondéré par la masse volumique, noté $\widetilde{f}$, par analogie avec la moyenne de Favre :

$$\bar{\rho}\widetilde{f} = \overline{\rho f} \tag{3.7}$$

En appliquant ce filtre sur les équations de Navier-Stokes (Eq. 3.2), on obtient les équations de conservation pour la LES ou encore équations de Navier-Stokes filtrées :

$$\begin{cases} (Masse) & \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\widetilde{u_j})}{\partial x_j} = 0 \\ (Moment) & \frac{\partial \bar{\rho}\widetilde{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\widetilde{u}_i\widetilde{u}_j) + \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i}[\widetilde{\tau_{ij}} - \bar{\rho}(\widetilde{u_i u_j} - \widetilde{u}_i\widetilde{u}_j)] \\ (Energie) & \frac{\partial \bar{\rho}\widetilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\widetilde{E}\widetilde{u_j})}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j}[\widetilde{u}_i(\bar{P}\delta_{ij} - \widetilde{\tau_{ij}}) - \bar{\rho}(\widetilde{u_i E} - \widetilde{u}_i\widetilde{E}) + \widetilde{q}_j] \end{cases} \tag{3.8}$$

Le filtrage des équations de conservation fait apparaître des termes non fermés qu'il est nécessaire de modéliser. Pour cela, l'hypothèse de Boussinesq est utilisée : le terme non fermé est exprimé linéairement par rapport au taux de déformation et une viscosité turbulente ν_t est introduite :

$$(\widetilde{u_i u_j} - \widetilde{u}_i\widetilde{u}_j) = -\nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \tag{3.9}$$

Pour l'équation de l'énergie, le terme non fermé est exprimé en introduisant une conductivité thermique turbulente λ_t :

$$(\rho\widetilde{u_i E} - \widetilde{u}_i\widetilde{E}) = \lambda_t \frac{\partial T}{\partial x_i} \tag{3.10}$$

avec $\lambda_t = \frac{\rho \nu_t \overline{Cp}}{Pr_t}$ où Cp est la capacité calorifique du fluide et Pr_t est le nombre de Prandtl turbulent, qui représente le rapport de la diffusivité de quantité de mouvement turbulente ν_t sur la diffusivité thermique turbulente $\alpha_t = \frac{\lambda_t}{\rho Cp}$. La question est donc de déterminer la viscosité turbulente ν_t et la conductivité thermique turbulente λ_t.

3.2.2 Fermeture du problème - Modèles de sous-maille

Plusieurs modèles, appelés modèles de sous-maille, existent pour calculer cette viscosité turbulente. Seuls les principaux utilisés dans AVBP sont décrits dans la suite.

Modèle de Smagorinsky [36](1963) : C'est le modèle de sous-maille le plus connu et le plus ancien. Il consiste à exprimer la viscosité turbulente de la façon suivante :

$$\nu_t = (C_S \Delta)^2 \sqrt{\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}} \tag{3.11}$$

avec C_S la constante de Smagorinsky ($\simeq 0.18$) et Δ la taille du filtre (généralement $\Delta = (\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{1/3}$) avec Δ_x, Δ_y et Δ_z la taille de la plus petite maille dans chaque direction et $\bar{S}_{ij}$ le tenseur de taux déformation filtré défini par :

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \tag{3.12}$$

Ce modèle présente l'avantage d'être très robuste. Il reproduit correctement la dissipation d'énergie dans le cas d'une turbulence homogène isotrope. Par contre,

dès que l'écoulement devient anisotrope, il a tendance à être trop dissipatif. Ce modèle n'est pas adapté pour les écoulements pariétaux car la viscosité de sous-maille ne tend pas vers zéro à la paroi où les forces visqueuses sont prépondérantes. De plus, une seule constante est utilisée pour l'ensemble du domaine, ce qui ne permet pas de prendre en compte les différences locales dans les taux de turbulence présents dans le domaine. Pour remédier à ce problème, le modèle de Smagorinsky dynamique a été créé (Germano *et al.* [14]). Celui-ci permet d'évaluer localement la constante C_S de façon automatique pour ainsi adapter la viscosité de sous-maille à la dynamique de l'écoulement résolue.

Modèle WALE (Wall Adapting Local Eddy-viscosity) : Le modèle de sous-maille décrit précédemment se comportent très mal en présence de parois. Le modèle WALE (Nicoud et Ducros [30]) a été conçu dès le départ pour avoir le bon comportement au niveau de celles-ci, à savoir que la viscosité turbulente tend vers zéro à la paroi.

$$\nu_t = (C_w \Delta)^2 \frac{(S^d_{ij} S^d_{ij})^{3/2}}{(S_{ij} S_{ij})^{5/2} + (S^d_{ij} S^d_{ij})^{5/4}} \tag{3.13}$$

avec $S_{ij} = \frac{1}{2}(g_{ij} + g_{ji})$, $g_{ji} = \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}$, $S^d_{ij} = \frac{1}{2}(g_{ik} g_{kj} + g_{jk} g_{ki}) - \frac{1}{3} g_{ki} g_{ik} \delta_{ij}$ et $C_w = 0.4929$

Modèle de sous-maille pour la thermique : Les modèles précédemment décrits concernent la fermeture de l'équation dynamique. Ceux-ci sont beaucoup moins nombreux pour la thermique. Le plus souvent, on utilise un Prandtl turbulent Pr_t constant tel que $Pr_t = \frac{\nu_t}{\alpha_t}$ avec α_t la diffusivité thermique turbulente. Cela permet d'avoir la conductivité thermique turbulente λ_t et on peut on peut ainsi calculer les transferts thermiques de sous-maille avec l'Eq. 3.10. Le nombre de Prandtl turbulent est fixé à 0.5 dans la suite.

3.3 Le code AVBP

Cette partie a pour objectif de donner une brève présentation du code AVBP et de ses spécificités.

3.3.1 Généralités

Le développement d'AVBP a commencé en 1993. C'est un code CFD (Computational Fluids Dynamics) de type LES, qui résout les équations de Navier-Stokes compressibles réactives et dont les particularités sont sa forte modularité ainsi que sa grande capacité à être hautement parallèle. Il peut ainsi tourner efficacement sur des milliers de processeurs, permettant de résoudre des cas complexes industriels.

AVBP est un code non structuré/hybride, ce qui facilite la génération de maillages pour des géométries industrielles complexes. Il est écrit selon une approche cell-vertex, mieux adaptée pour le calcul parallèle car elle permet de minimiser l'échange d'informations entre les différentes partitions.

3.3.2 Schémas numériques

Les schémas numériques convectifs utilisés dans AVBP sont centrés de type volumes finis (Lax Wendroff, ordre 2 en espace et en temps) et éléments finis (TTGC et TTG4A, ordre 3 en espace et au moins 3 en temps). Bien que Lax-Wendroff soit très dissipatif, il est systématiquement utilisé dans un premier temps afin d'obtenir une solution initiale. Le schéma TTGC (ou TTG4A), qui possède un coût CPU environ 2,5 fois plus important que Lax-Wendroff, est ensuite utilisé pour obtenir des résultats plus précis. Pour voir comment sont construits ces schémas, on peut se référrer aux thèses de Lamarque [27] ou encore Kraushaar [23].

L'avancement temporel dans AVBP se fait de façon explicite. Le pas de temps est donc imposé par la taille de la plus petite maille. Pour des raisons de stabilité, le pas de temps est limité par la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) :

$$\Delta_t < C_{acoustique} \frac{min(\Delta_x)}{max(\mathbf{u}) + c} \tag{3.14}$$

avec $\mathbf{u}$ la vitesse de convection du fluide, c la vitesse du son et Δ_x la taille de maille. $C_{acoustique}$ correspond au nombre CFL. Celui-ci doit être inférieur à une certaine valeur selon le schéma numérique utilisé pour assurer la stabilité.

3.3.3 Viscosité artificielle

Les schémas numériques utilisés pour la discrétisation spatiale étant centrés, ils sont susceptibles de générer des oscillations hautes fréquences non physiques lorsque les gradients sont trop élevés, typiquement dans le cas d'un choc. Ces oscillations numériques peuvent entraîner la divergence des calculs. Pour faire face à ce problème, il est possible de rajouter de la viscosité artificielle là où ces oscillations apparaissent. Pour cela, AVBP utilise tout d'abord un senseur (Jameson *et al.* [21] ou Colin *et al.* [8]) qui détecte les zones où les gradients sont trop élevés. Ensuite, la viscosité artificielle est appliquée selon deux types : une viscosité artificielle d'ordre 2 similaire à une viscosité classique qui introduit de la dissipation et réduit les gradients ; une viscosité artificielle d'ordre 4 qui diminue les oscillations à très hautes fréquences de nature purement numérique (wiggles). Ces deux types de viscosité artificielle ainsi que leurs senseurs sont détaillés par exemple dans la thèse de N. Lamarque [27].

3.3.4 Conditions aux limites NSCBC

Les conditions aux limites sont un des points clés de la réussite d'une simulation numérique et leur importance est de premier ordre lorsque l'on fait de la LES compressible. D'abord développées pour les équations d'Euler [24, 12], Les conditions aux limites par décomposition en ondes caractéristiques ont été étendues pour les équations de Navier-Stokes (Navier Stokes Characteristic Boundary Conditions) [32]. Cette formulation des conditions aux limites a été introduite pour la LES car celle-ci s'intéresse au comportement instationnaire de l'écoulement. On souhaite donc préserver les ondes de nature acoustique ou entropique, c'est pourquoi la viscosité numérique est minimisée le plus possible. En contrepartie, cela nécessite un contrôle précis des ondes aux bords du domaine afin d'éviter des réflexions non physiques qui peuvent nuire à la simulation.

Le principe des NSCBC est de décomposer les équations de Navier-Stokes en ondes caractéristiques (convective, acoustique et entropique). Les ondes sortant du domaine sont calculées correctement puisqu'elles contiennent l'information provenant du domaine de calcul. Les ondes venant de l'extérieur du domaine ne sont pas calculées directement mais estimées à partir des ondes sortantes et d'un état de référence fourni par l'utilisateur.

Résumé du chapitre : Les trois grands concepts pour traiter la turbulence (RANS, LES et DNS) ont été abordés dans ce chapitre. L'approche utilisée dans cette étude, à savoir la formulation LES, a été particulièrement décrite, du filtrage des équations de Navier-Stokes à la fermeture du problème avec l'introduction des modèles de sous-maille. Pour effectuer les simulations présentées dans la suite, avec le code AVBP a été utilisé. Certaines des spécificités de ce code LES ont ainsi été abordées.

Chapitre 4

Dynamique de l'écoulement

Dans ce chapitre, la configuration ainsi que les différents maillages utilisés sont décrits. La topologie de l'écoulement simulé est présentée en détaillant plus particulièrement quelques phénomènes instationnaires. Enfin, une étude plus quantitative de la turbulence et du frottement à la paroi est effectuée. Les résultats sont comparés avec les expériences de Geers *et al.* [26] et Tummers *et al.* [38].

4.1 Configuration étudiée

La configuration étudiée est très proche de celles utilisées par Lodato *et al.* [29] et Hadziabdic [18] dans leurs simulations. Le domaine de calcul est constitué d'un cylindre de diamètre 7D connecté à une buse d'éjection de diamètre D. La distance buse/plaque est fixée à H = 2D. La longueur de la buse d'éjection a dans un premier temps été de 0.5D puis celle-ci a été allongée à 2D pour permettre à l'écoulement turbulent de se développer. La géométrie est schématisée en Fig. 4.1.

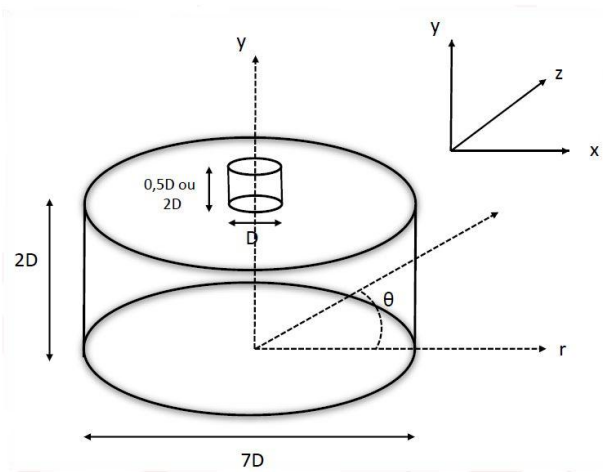


FIGURE 4.1 – *Domaine de calcul.*

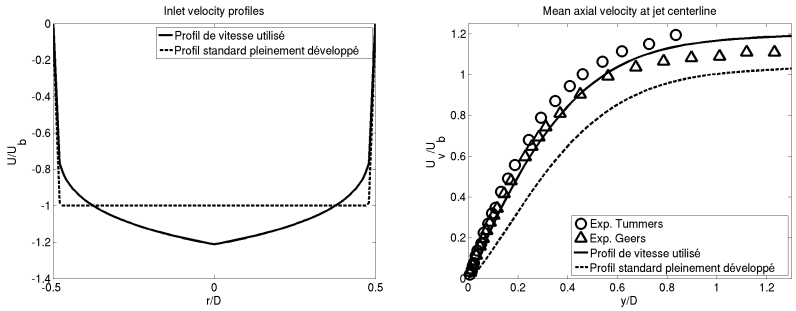
Le fluide considéré est de l'air pris à température $T_o = 300$ K et à pression atmosphérique. Celui-ci est injecté via la buse selon le profil de vitesse U(r) suivant (Fig. 4.2b) :

$$\frac{U(r)}{U_{centerline}} = \left(1 - \frac{2r}{D}\right)^{1/7.23} \tag{4.1}$$

similaire à celui imposé par Lodato *et al.* [29] avec la vitesse sur l'axe $U_{centerline}$ donnée par des corrélations expérimentales [9] :

$$\frac{U_{bulk}}{U_{centerline}} = 0.811 + 0.038[log(Re) - 4] \tag{4.2}$$

avec U_{bulk} la vitesse débitante du jet. Contrairement à un profil de vitesse dans un canal turbulent pleinement développé qui présente un déficit de vitesse de l'ordre de 20 % sur l'axe du jet en sortie de buse, on peut voir sur en Fig. 4.2a que le profil de vitesse proposé permet de retrouver les résultats expérimentaux de Tummers *et al.* [38] et Geers *et al.* [26]. Le nombre de Reynolds de l'écoulement est de 23 000. Pour reproduire les conditions turbulentes de l'entrée, des fluctuations isotropes d'intensité égale à 5 % de la vitesse débitante sont injectées [17].



(a) (b)

FIGURE 4.2 – *Comparaison du profil d'entrée imposé avec un profil de canal turbulent pleinement développé (a) et comparaison de la vitesse axiale moyenne sur l'axe du jet pour les deux profils d'entrée (b).*

Le jet est non confiné, c'est-à-dire que la limite supérieure du domaine n'est pas une paroi. Plutôt que d'imposer une condition de sortie ou un écoulement libre sur celle-ci, on impose un écoulement co-courant au jet pour permettre au fluide d'occuper tout le domaine considéré. Plusieurs intensités allant de 10 % de U_{bulk} à 2 % de U_{bulk} ont été testées pour l'écoulement co-courant afin de connaître la valeur maximale pour laquelle aucune influence sur le jet n'est observée. Finalement, l'intensité de l'écoulement co-courant est fixé à 5 % de U_{bulk}. Cette méthode a également été employée par Hadziabdic [18] qui a montré que l'écoulement co-courant n'a aucune influence sur le jet tant que son intensité reste faible par rapport à la vitesse du jet. Une condition de paroi adiabatique sans glissement est imposée

sur la plaque et une condition de sortie en pression est imposée sur les limites latérales du domaine. Un récapitulatif des conditions limites imposées est donné dans le tableau 4.1. Celles-ci sont également représentées sur une coupe du domaine en Fig. 4.3.

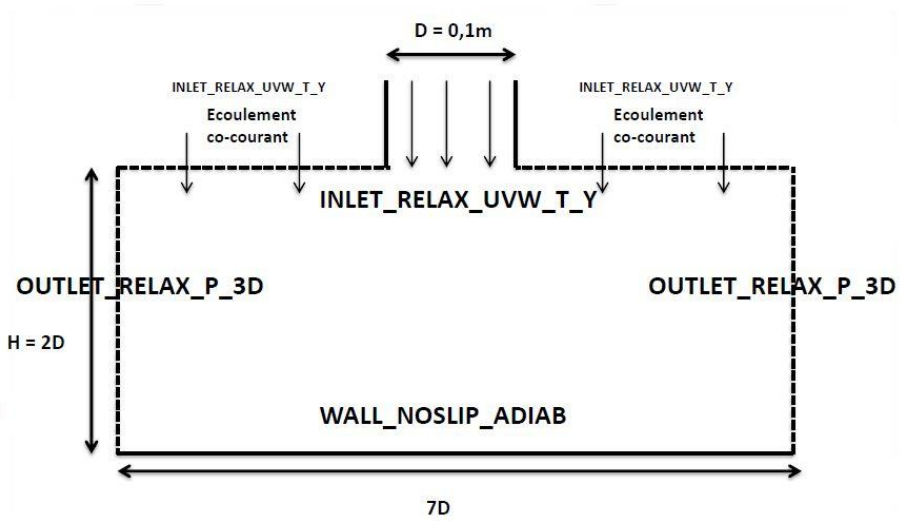


FIGURE 4.3 – *Conditions aux limites imposées sur une coupe du domaine.*

Conditions limites AVBP	**Description succinte**	**Paramètres**
INLET_RELAX_UVW_T_Y + profil de vitesse (Eq. 4.1)	NSCBC permettant d'imposer la vitesse, la température et la fraction massique à une entrée.	U_{bulk} = 34 m/s Relax u,v,w = 100 Relax T = 100 Relax Y = 500
OUTLET_RELAX_P_3D	NSCBC permettant d'imposer la pression statique à une sortie.	P = 101325 Pa Relax = 100
WALL_NOSLIP_ADIAB	Définit une paroi adiabatique sans glissement.	Aucun paramètre

TABLE 4.1 – Description des conditions limites.

4.2 Maillages

Afin d'évaluer la sensibilité des simulations à la résolution du maillage, des maillages de différentes tailles et de différents types ont été utilisés. Ceux-ci sont

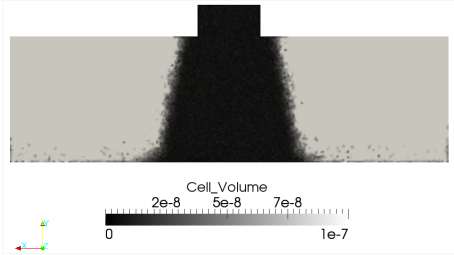
répertoriés dans le tableau 4.2. Lors de la générations des maillages, les principales contraintes, outre la minimisation du nombre de mailles, sont le raffinement des zones d'intérêt. Il est en effet nécessaire de raffiner la zone de jet où la turbulence amont est transportée depuis la buse et où la couche de cisaillement se forme. Le raffinement de la paroi où se produit l'impact et le développement du jet plaque est également primordial pour pouvoir résoudre la couche limite et capturer les échelles représentatives de l'écoulement pariétal qui sont très petites par rapport à l'écoulement externe (voir Annexe B et Chapitre 2 Section 2.3).

	M1	M2	M3
Nombre de mailles	5M	19M	21M
Volume minimum (m^3)	2.5 10^{-10}	5 10^{-12}	7 10^{-12}
Pas de temps (s)	0.1 10^{-5}	0.23 10^{-6}	0.31 10^{-6}
y^+	$\sim$ 7 - 40	$\sim$ 5 - 10	$\sim$ 2 - 5

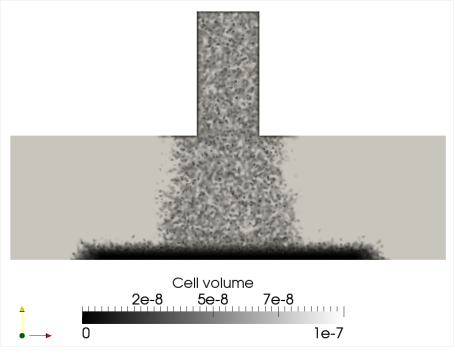
TABLE 4.2 – Caractéristiques des maillages.

La distribution de la taille des mailles est représentée pour les différents maillages en Fig. 4.4. Le premier maillage (**M1**) est un maillage relativement grossier qui a permis d'obtenir une vision générale de l'écoulement. Il comporte environ 5 millions de mailles et est uniquement composé de tétrahèdres. Il est raffiné dans la zone du jet comme on peut le voir sur la Fig. 4.4a. Le second maillage (**M2**) s'attache à mieux résoudre l'écoulement en proche paroi (Fig. 4.4b). Il comporte environ 19 millions de mailles, toujours composé uniquement de tétrahèdres. La taille des mailles en proche paroi est de l'ordre de 0,6 mm sur un rayon r = 2D. Il est à noter également que la longueur de la buse est allongée et passe de 0.5D à 2D. Enfin, le dernier maillage (**M3**) considéré dans ce rapport est un maillage hybride (Fig. 4.4a) dans lequel des couches de prismes sont placées sur la paroi. Ceux-ci possèdent un ratio hauteur/base compris entre 4 et 8. L'ajout de prismes à la paroi permet de diminuer le nombre de mailles par rapport à un maillage entièrement composé de tétrahèdres et ce, pour une même discrétisation normale à la paroi. En outre, comme les prismes possèdent un volume plus élevé que les tétrahèdres, le pas de temps de calcul est plus grand [4]. De plus, la résolution dans la zone du jet est située entre les deux précédents maillages. Au final, le maillage M3 compte environ 21 millions de mailles.

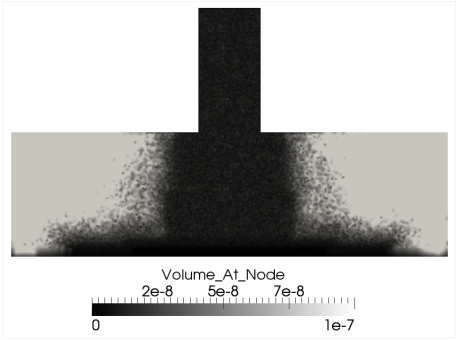
La figure 4.5 représente l'évolution du y^+ (définition en Annexe B) le long de la plaque pour chaque maillage. Le maillage M1 est celui qui possède la moins bonne résolution à la paroi avec un y^+ évoluant entre 7 et 40. Ensuite, vient le maillage M2 qui offre une nette amélioration de la résolution à la paroi ($y^+ < 10$ sur un rayon égal à 2 fois le diamètre de la buse). Le maillage M3 est le plus résolu à la paroi avec un y^+ toujours inférieur à 5. Même si ces valeurs de y^+ restent un peu



(a)



(b)



(c)

FIGURE 4.4 – *Distribution des mailles : (a) M1 ; (b) M2 ; (c) M3.*

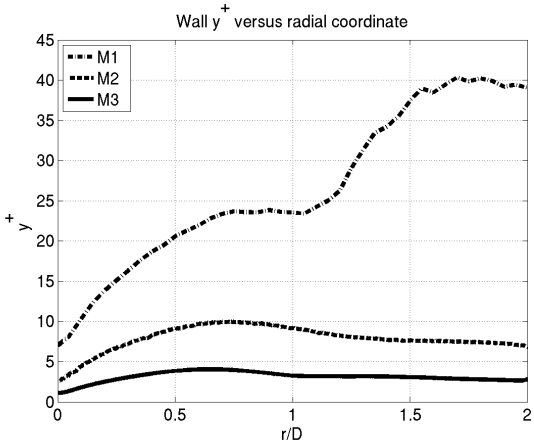


FIGURE 4.5 – *Distribution radiale du y^+.*

élevées pour résoudre l'écoulement à la paroi ainsi que les transferts thermiques associés, cette étude se restreint à ces trois niveaux de résolution de maillage.

4.3 Données de convergence

D'une manière générale, la méthodologie utilisée pour chaque simulation reste identique.

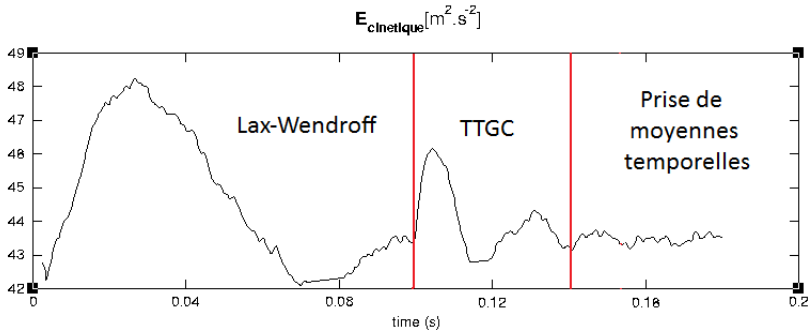


FIGURE 4.6 – *Exemple de convergence de l'énergie cinétique avec le maillage M2.*

Tout d'abord, le schéma numérique de Lax-Wendroff [27] est utilisé. Une fois l'écoulement établi, le schéma Lax-Wendroff est abandonné pour TTGC [27](ou TTG4A [27]). Une fois un état stationnaire atteint, des moyennes temporelles sont effectuées (Fig. 4.6). Enfin, on prend avantage de l'axisymétrie du problème pour effectuer des moyennes azimutales et ainsi améliorer la convergence des statistiques. Le modèle de sous-maille utilisé est le modèle WALE [30]. Dans le tableau 4.3 sont répertoriés quelques données de convergence pour chaque maillage dans le but de donner un ordre d'idée du coût de calcul. Le temps convectif τ=V/Q où V est le volume du domaine et Q le débit de fluide injecté, est pris dans le cas présent comme le temps de remplissage du domaine par le fluide.

	M1	M2	M3
Pas de temps Δ_t	1 μs	0.25 μs	0.3 μs
Temps de retour pour le calcul d'un temps convectif τ = 65 ms (TTGC)	$\sim$ 4.5h	$\sim$ 65h	$\sim$ 65h
Temps physique simulé pour les moyennes temporelles (TTGC)	$\sim 4.5\tau$	$\sim 1\tau$	$\sim 1\tau$

TABLE 4.3 – Données de convergence

4.4 Dynamique de l'écoulement

Dans cette partie, l'écoulement simulé est tout d'abord décrit de façon qualitative via des champs instantanés. La structure du jet impactant est décrite et une

attention particulière est consacrée à la dynamique instationnaire de l'écoulement. Des quantités moyennées temporellement et azimutalement sont ensuite présentées et les moments du 1er ordre (moyennes) et du 2nd ordre (moyennes quadratiques) de la vitesse ainsi que le frottement à la paroi sont quantifiés pour les différents maillages.

4.4.1 Topologie de l'écoulement

La structure globale du jet impactant est retrouvée avec tous les maillages. Seuls les résultats quantitatifs diffèrent, c'est pourquoi les images reportées ci-après ont été prises avec un seul maillage (M2) sur le plan central du domaine. La figure 4.7a montre une vue instantanée des lignes de vitesse, tandis que la figure 4.7b représente des isocontours de vitesse accompagnés du champ de pression sur la plaque. Les figures 4.7c et 4.7d représentent respectivement le champ de vitesse normale à la plaque et le champ de vitesse radiale. Ces différentes illustrations permettent de distinguer clairement les différentes zones du jet impactant décrites dans le chapitre 2.

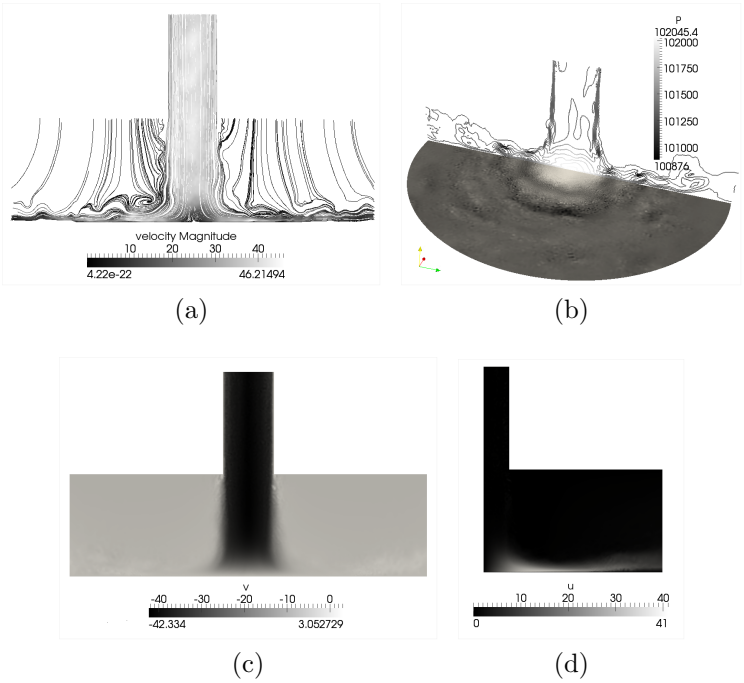


FIGURE 4.7 – *Topologie de l'écoulement : (a) Lignes de vitesse ; (b) Isocontours de vitesse et champ de pression sur la plaque ; (c) Champ de vitesse axiale (normale à la plaque) ; (d) Champ de vitesse radiale.*

L'écoulement sortant de la buse est essentiellement axial. On observe également une légère expansion radiale du jet. Le jet intéragit avec le milieu environnant au

repos par le biais d'une couche de cisaillement où se forment des instabilités de Kelvin-Helmholtz [40] (Fig. 4.8a). Des tourbillons sont ainsi générés et transportés périodiquement sur la couche de mélange. Enfin, comme la distance à la plaque est très faible, le cône potentiel ne se ferme pas avant que le jet ne touche la plaque.

L'impact du jet sur la paroi est caractérisé par une zone de surpression d'un diamètre environ égal au diamètre de la buse (Fig. 4.7b). Dans cette région, l'écoulement est dévié et subit une forte courbure pour devenir radial. Les instabilités de Kelvin-Helmholtz générées en amont impactent la plaque et suivent la courbure de l'écoulement tout en s'apparillant.

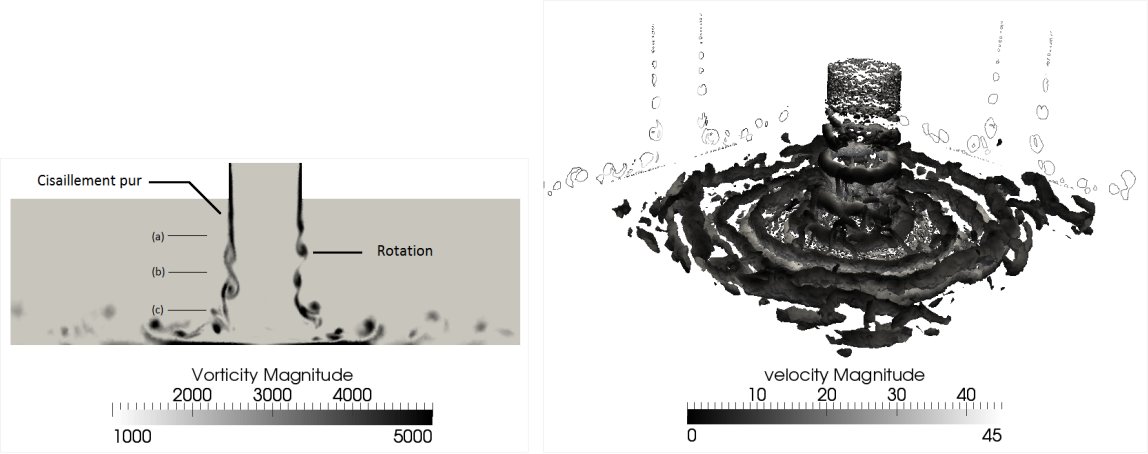
Juste après la déviation du jet, un jet plaque se développe. Le fluide subit une accélération à environ 0.5D de la plaque (environ 1.2 U_b) puis décélère à nouveau. Au bout d'une distance de 2D de l'axe du jet, l'écoulement est essentiellement radial et on assiste à une expansion du jet plaque (Fig. 4.7b) .

4.4.2 Structures cohérentes et autres phénomènes instationnaires

L'un des avantages de la LES réside dans son potentiel à capturer les grandes structures instationnaires de l'écoulement. Comme on l'a mentionné précédemment, des instabilités de Kelvin-Helmholtz se forment sur la couche de cisaillement instable du jet (Fig. 4.8a), qui est perturbée par la turbulence amont peu après la sortie de la buse et qui transitionne en formant des tourbillons ainsi que d'autres modes azimutaux. Du fait de l'axisymétrie du jet, on peut véritablement parler dans le cas présent de rouleaux de vorticité qui sont générés puis qui viennent s'écraser sur la plaque. La détection de vorticité n'indique pas nécessairement la présence d'un tourbillon (Fig. 4.8a), en particulier lorsque la valeur du cisaillement est comparable à la valeur de la vorticité. Pour détecter les structures tourbillonnaires, Hunt *et al.* [20] ont introduit le critère Q défini comme :

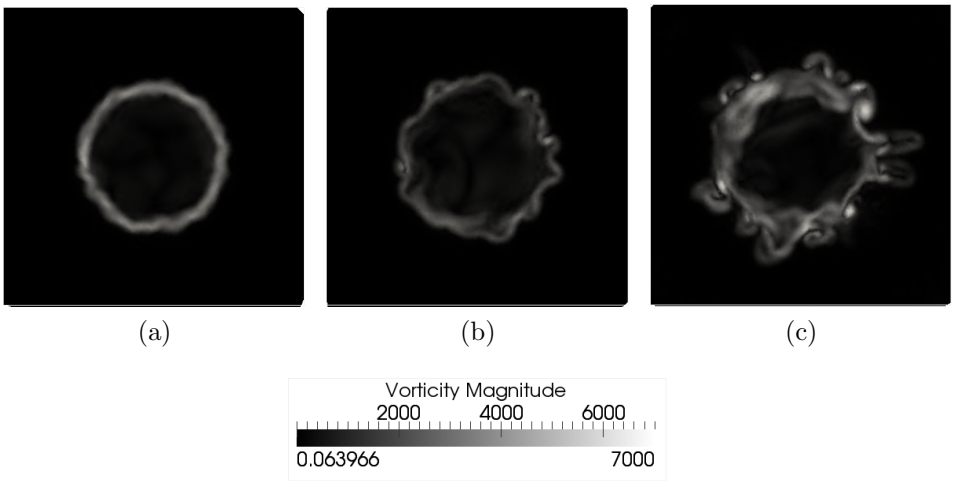
$$Q = -\frac{1}{2}\left(S_{ij}S_{ij} - \Omega_{ij}\Omega_{ij}\right) \tag{4.3}$$

où $S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$ est le tenseur de taux de déformation et $\Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$ le tenseur de rotation. Lorsque la valeur du critère Q est positive, c'est-à-dire lorsque le taux de rotation est supérieur au taux de déformation, cela indique la présence d'une structure tourbillonaire. La figure 4.8b montre un isocontour du critère Q mettant en évidence la présence de structures tourbillonaires de forme annulaire. Celles-ci se forment épisodiquement peu après la sortie de la buse et viennent impacter la plaque. Elles sont ensuite convectées, étirées et déformées radialement pour finalement se dissiper. Ces structures cohérentes tourbillonnaires ont également été observées par Hadziabdic [18] ou encore Lodato *et al.* [29].



(a) (b)

FIGURE 4.8 – *(a) Visualisation des instabilités de Kelvin-Helmholtz via un champ instantané de vorticité (a, b et c sont des repères pour la Fig. 4.9) et (b) isocontour de critère Q ($Q = 500000\ s^{-2}$) coloré par la norme de la vitesse.*



(a) (b) (c)

FIGURE 4.9 – *Champ de vorticité à différentes hauteurs de la plaque (repérées sur la Fig. 4.8a par (a), (b), (c)) : (a) Coupe $y = 1.5D$; (b) Coupe $y = 1D$; (c) Coupe $y = 0.5D$*

Enfin il est possible de mettre en évidence la présence d'instabilités azimutales au niveau du jet. Sur la figure 4.9, on peut voir des coupes du champ de vorticité à différentes distances de la plaque (repères (a), (b) et (c) en Fig. 4.8a). Lorsqu'on est proche de la buse, la zone de forte vorticité formée par la couche de cisaillement entre le jet et le milieu environnant forme un anneau relativement fin et régulier. Plus on s'approche de la plaque, plus l'anneau de vorticité s'épaissit et devient irrégulier. Des ondulations non uniformément réparties apparaissent sur la couche

de cisaillement. Des instabilités azimutales de ce type ont également été observées par Uddin *et. al* [39] et Hadziabdic [18].

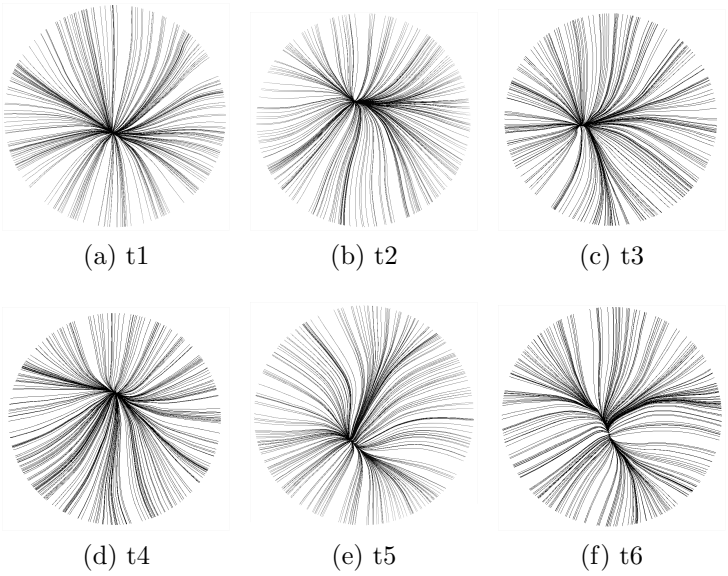


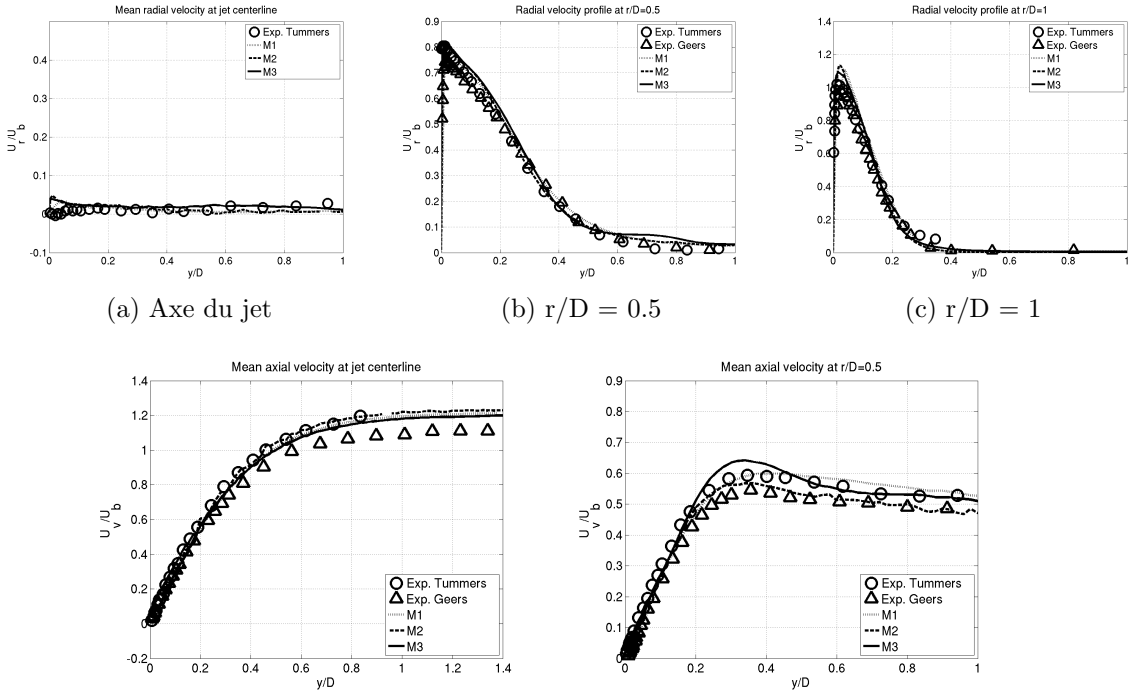
FIGURE 4.10 – *Point ou ligne de stagnation sur la plaque à l'impact à différents instants (Zones d'observation de diamètre 1D).*

Ces instabilités azimutales se retrouvent à l'impact. La figure 4.10 représente les lignes de frottement à l'impact sur la plaque et permet d'observer le point de stagnation à différents instants. On s'aperçoit que celui-ci change constamment d'endroits dans le temps. Il semble tout de même qu'il reste à l'intérieur d'un cercle de rayon 0.25D par rapport au centre. Ce point de stagnation peut également prendre la forme d'une ligne de stagnation dans certains cas (Fig. 4.10e). Le jet est donc soumis à un phénomène de précession dont une des causes est sûrement la présence d'instabilités azimutales en amont [18].

4.4.3 Analyse des champs moyens

Dans cette section, une description plus quantitative de l'écoulement turbulent est fournie. Les profils de champs de vitesse moyenne axiale et radiale sont tracés pour les différents maillages et sont comparés aux expériences de Geers *et al.* [26] et Tummers *et al.* [38].

Les profils de vitesse moyenne radiale et axiale en fonction de la hauteur à la plaque sont représentés en Fig. 4.11. On constate que les résultats des simulations sont quasiment superposés aux résultats expérimentaux. La résolution des maillages utilisés dans cette étude n'a presque aucune influence sur les profils de vitesse moyenne que ce soit dans le jet (par comparaison de M1 avec M2) ou en



(a) Axe du jet (b) r/D = 0.5 (c) r/D = 1

(d) Axe du jet (e) r/D = 0.5

FIGURE 4.11 – *Profils de vitesse moyenne radiale (haut) et axiale (bas)*

proche paroi (par comparaison de M1 avec M3). De façon plus détaillée, on vérifie bien que la vitesse radiale moyenne est nulle sur l'axe du jet (Fig.4.11a) car le jet est axisymétrique en moyenne. On retrouve également sur l'axe du jet le plateau de la vitesse axiale moyenne lié au cône potentiel du jet en sortie de buse puis une décroissance liée à la redirection de l'écoulement à l'approche de la plaque (Fig. 4.11d). La redirection de l'écoulement se fait dans le sens radial comme on peut le voir sur la Figure. 4.11b avec la formation du jet plaque. L'écoulement est alors accéléré dans la direction radiale (Fig. 4.11c). On observe à cet endroit un pic de vitesse radiale de l'ordre de 1.15 U_b.

La figure 4.12 représente une coupe du champ moyen d'énergie cinétique turbulente k_t définie par :

$$k_t = \frac{1}{2}(\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'}) \tag{4.4}$$

Les fluctuations de vitesse sont situées principalement sur la couche de cisaillement de jet, dans la zone de déviation du jet où l'écoulement subit une forte courbure et enfin au niveau de la paroi à environ 1D $\sim$ 1.5D de l'axe du jet, là où l'écoulement subit une forte accélération. D'un point de vue plus quantitatif, les profils de vitesse quadratique moyenne ou RMS (Root Mean Square) pour la vitesse radiale et axiale définies comme :

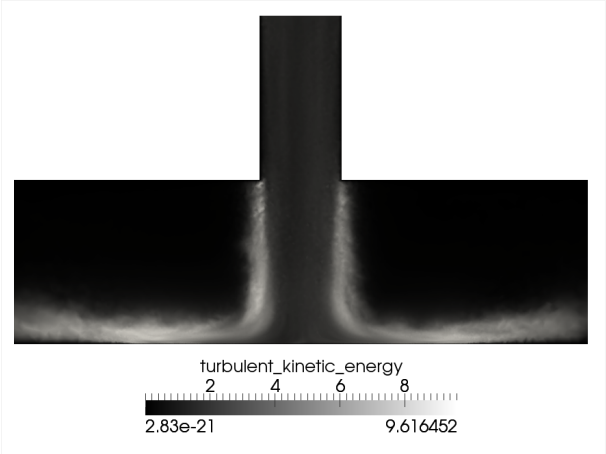


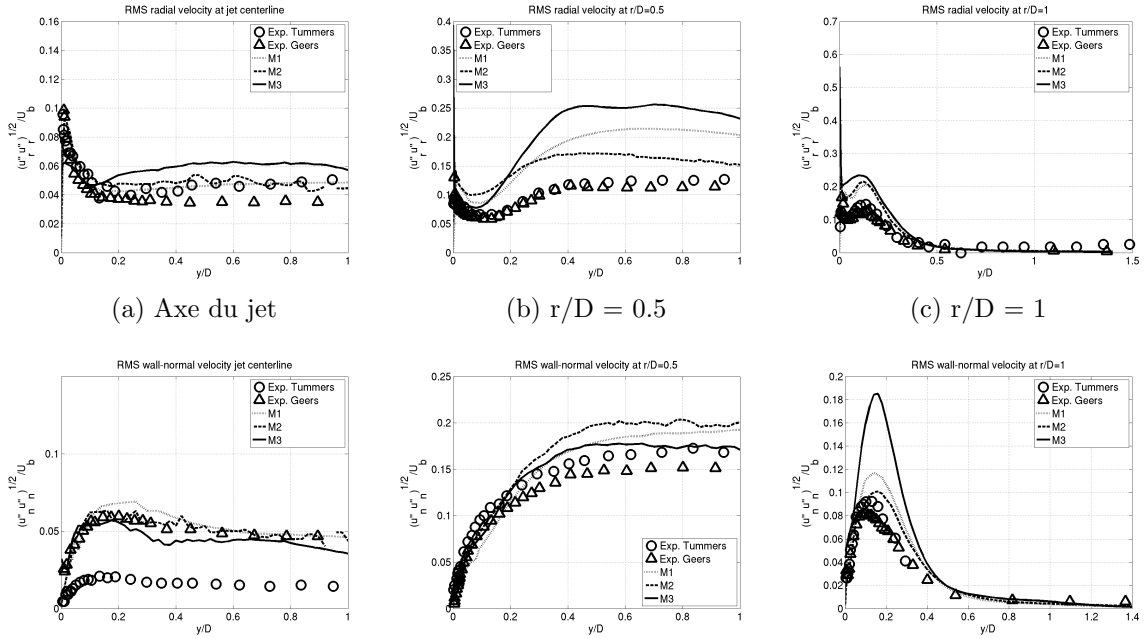
FIGURE 4.12 – *Champ moyen d'énergie cinétique turbulente sur le maillage M1.*

$$u_i^{RMS} = \sqrt{\overline{u_i'}^2} \tag{4.5}$$

avec les notations utilisées dans le chapitre 3, sont représentés en Fig. 4.13. D'une manière générale, les résultats obtenus avec les simulations possèdent la même allure que les courbes expérimentales. Néanmoins, les simulations ont toutes tendance à surestimer les taux de turbulence, surtout à partir de y=0.2D. Cette surestimation des niveaux de turbulence a également été observée par Lodato *et al.* [29] qui a suggéré que celle-ci était due aux modèles de sous-maille utilisés. En effet, les modèles de sous-maille considérés dans ce rapport (Smagorinsky [36], WALE [30]) ne prennent pas en compte le transfert d'énergie des petites échelles vers les grandes (energy backscatter). Or, il semble d'après les études de Lodato *et al.* [29] que ces transferts ne sont pas négligeables dans le cas de jets impactants, ce qui pourrait expliquer les écarts observés avec les expériences.

Concernant la sensibilité des résultats aux différents maillages utilisés, on note que tous conservent les 5 % d'intensité turbulente injectée en entrée (Fig.4.13a). On peut également remarquer que dans les expériences de Tummers *et. al* [38], la turbulence est anisotrope sur l'axe du jet (Fig. 4.13d). Les fluctuations de vitesse axiale sont en effet environ trois fois plus petites que les fluctuations de vitesse radiale. On constate que le maillage M2 est le plus proche des résultats expérimentaux. Bien que le maillage M3 reproduise le bon comportement en proche paroi, les écarts avec les expériences semblent plus importants dès que y > 0.1D. Cela laisse penser que ces écarts sont peut-être liés à la transition des prismes avec les tétrahèdres. Cette hypothèse doit encore être soumise à des investigations plus poussées.

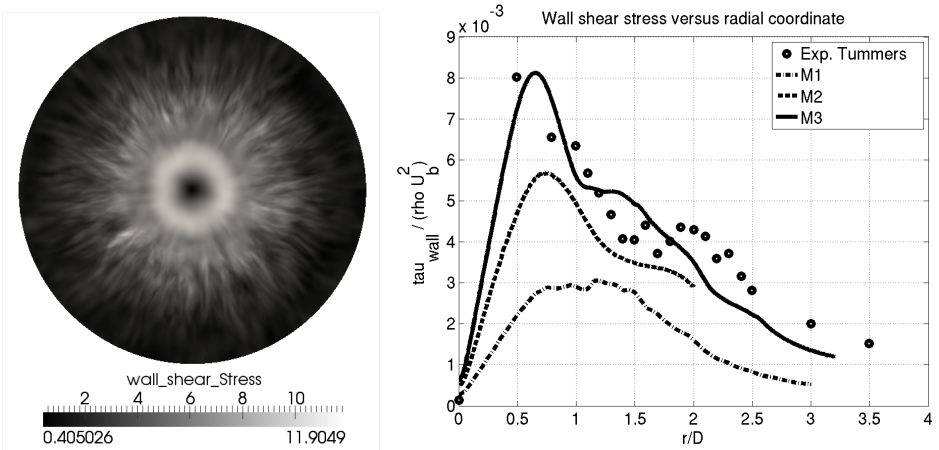
Une analyse plus fine de l'écoulement en proche paroi nécessite d'observer le



(a) Axe du jet (b) r/D = 0.5 (c) r/D = 1

(d) Axe du jet (e) r/D = 0.5 (f) r/D = 1

FIGURE 4.13 – *Vitesse RMS radiale (en haut) et axiale (en bas)*



(a) (b)

FIGURE 4.14 – *Champ moyen de frottement sur la plaque (a) et distribution du frottement selon la coordonnée radiale (b).*

frottement à la paroi (Annexe B). Celui-ci est tracé en fonction de r (Fig. 4.14). Il apparaît que la résolution du maillage à la paroi est primordiale pour capturer de manière correcte le frottement. En effet, avec le maillage M1, le frottement est largement sous-estimé comparé aux expériences de Tummers *et al.* [38]. Avec le maillage M2, la tendance est capturée, néanmoins le frottement est toujours

sous-estimé, surtout au niveau du premier pic qui n'est pas du tout capturé. C'est seulement avec le maillage M3 que le niveau du premier pic de frottement est bien capturé. La courbe suit globalement les résultats expérimentaux. On peut néanmoins remarquer que le palier observé dans la décroissance du frottement est légèrement surestimé par rapport aux expériences et intervient à r=1D au lieu de r=1.5D pour l'expérience.

4.5 Conclusion partielle

Ce chapitre a permis l'étude de la dynamique de jet impactant. Les résultats obtenus sont cohérents avec les expériences malgré une surestimation des niveaux de la turbulence due potentiellement au modèle de sous-maille. En comparant les résultats obtenus avec différents maillages, on a pu mettre en évidence l'importance de la résolution du maillage en proche paroi, notamment pour capturer le frottement. Enfin, des phénomènes instationnaires tels que les rouleaux de vorticité ou le phénomène de précession ont pu être mis en évidence. Dans la suite, il est intéressant d'essayer de les lier aux transferts thermiques existants entre fluide et structure.

Chapitre 5

Transferts thermiques

Ce dernier chapitre regroupe les résultats obtenus concernant les transferts thermiques entre le jet et la plaque. Tout d'abord, les paramètres des simulations sont énoncés ainsi que les différentes conditions limites thermiques considérées. Ensuite, les transferts thermiques sont quantifiés pour différents maillages. Un couplage entre fluide (AVBP) et structure (AVTP) est réalisé avec le coupleur OpenPalm [11] développé par le CERFACS et l'ONERA. Pour finir, une analyse spectrale des transferts thermiques est effectuée pour tenter d'établir un lien entre les transferts thermiques et la dynamique vorticielle de l'écoulement.

5.1 Paramètres et conditions limites thermiques

La géométrie et les maillages utilisés sont identiques à ce qui a été décrit précédemment. Seule la condition pour la plaque est modifiée dans cette partie. La température du jet reste à 300 K. On fixe la température de la plaque à 330 K, de sorte à ce que l'écart de température ne soit pas trop élevée et que la conductivité thermique λ et la capacité calorifique C_p soient quasiment constantes pour éviter qu'il y ait des effets thermiques sur la densité. Ainsi, les conditions sont propices pour que la loi de Newton (Eq. 5.1) soit vérifiée et que le coefficient d'échange thermique convectif h ne dépende que de l'aérodynamique et pas de la différence de température entre la paroi et le jet.

$$q = h(T_w - T_{ref}) \tag{5.1}$$

avec q le flux thermique ($W.m^{-2}$), h le coefficient d'échange thermique convectif ($W.m^{-2}.K^{-1}$), T_w la température de la plaque et T_{ref} une température de référence qui est fixée à la température du jet en sortie de la buse. On quantifie les échanges thermiques avec le nombre de Nusselt qui représente le rapport des échanges convectifs sur les échanges conductifs au sein du fluide :

$$Nu = \frac{hD}{\lambda} = \frac{qD}{(T_w - T_{ref})\lambda} \tag{5.2}$$

La conductivité thermique λ de l'air est calculée localement à partir du nombre de Prandtl Pr, de la viscosité de l'air μ et de sa capacité calorifique C_p avec $\lambda = \frac{\mu(T)Cp}{Pr}$. Le nombre de Prandtl pour l'air est fixé à 0.72. Enfin, la viscosité du fluide est calculée selon la loi de Sutherland (Eq. 5.3) :

$$\mu(T) = \mu_{ref} \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{3/2} \frac{T_{ref} + C}{T + C} \tag{5.3}$$

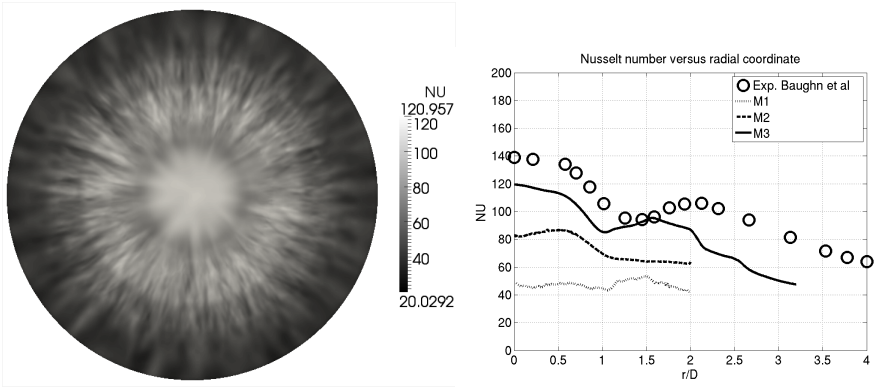
avec μ_{ref} la viscosité moléculaire de l'air à T_{ref} et C une constante fixée à 110.4 K.

Plusieurs types de conditions thermiques à la paroi sont disponibles dans AVBP : on peut soit imposer une température, soit imposer un flux constant. La condition de paroi non glissante isotherme (WALL_NOSLIP_ISOT) ainsi que la condition WALL_NOSLIP_LOSS qui consiste à définir une résistance thermique R_w pour la paroi ont été testées. Suivant la valeur donnée à la résistance, la paroi se comporte comme une paroi adiabatique ou isotherme. Après plusieurs tests, il a été observé qu'un comportement isotherme de la paroi était obtenu pour la valeur $R_w = 0.0005$.

5.2 Résultats

Les résultats présentés ici sont obtenus avec la condition de paroi isotherme. La figure 5.1a représente un champ moyen du nombre de Nusselt sur la plaque obtenu avec le maillage M3 tandis que la figure 5.1b compare la distribution radiale du nombre de Nusselt obtenue pour chaque maillage avec les expériences de Baughn et Shimizu [3]. Les profils de frottement et du nombre de Nusselt sont très similaires conformément à l'analogie de Reynolds ($\tau \propto$ Nu). Les transferts thermiques sont maximaux au point d'impact du jet. Le nombre de Nusselt est quasiment constant jusqu'à r/D = 0.5. Il est possible que ce plateau soit la conséquence du phénomène de précession observé précédemment et de l'évolution de la position du point de stagnation dans un cercle de rayon 0.25D à partir du centre. Néanmoins, cette hypothèse reste à vérifier. Le nombre de Nusselt décroît ensuite entre $0.5 <$ r/D < 1. Autour de 1.5D - 2D, on observe un second pic du nombre de Nusselt. Liu et Sullivan [28] observent également dans leurs expériences un second pic du nombre de Nusselt entre 1.5D et 1.8D. Une fois encore, la résolution du maillage à la paroi semble être capitale pour retrouver l'allure générale de la courbe expérimentale. En effet, avec le maillage M1, le nombre de Nusselt est largement sous-estimé comparé aux expériences de Baughn et Shimizu [3]. Le maillage M2 permet de retrouver très grossièrement les tendances mais c'est seulement avec le maillage M3 qu'on retrouve la bonne allure et les niveaux de flux thermique des expériences avec notamment le second pic du nombre de Nusselt. Les résultats obtenus sont globalement sous-estimés par rapport à ceux trouvés par Baughn et Shimizu [3]. Il est nécessaire de préciser que les expériences de Baughn et Shimizu [3] ont été effectuées pour un nombre de Reynolds légèrement plus élevé (Re

= 23750), ce qui pourrait constituer une des causes dans les écarts observés, en plus de la résolution de maillage encore insuffisante et des incertitudes inhérentes aux résultats expérimentaux.



(a) (b)

FIGURE 5.1 – *Champ moyen du nombre de Nusselt sur la plaque (a) et distribution du nombre de Nusselt selon la coordonnée radiale (b).*

5.3 Couplage fluide/structure

Jusqu'à présent, les calculs étaient effectués avec une plaque de température constante sans épaisseur. Cette section présente le cas d'un calcul couplé fluide/structure. Une coupe du domaine avec les conditions limites imposées est représentée en Fig. 5.2.

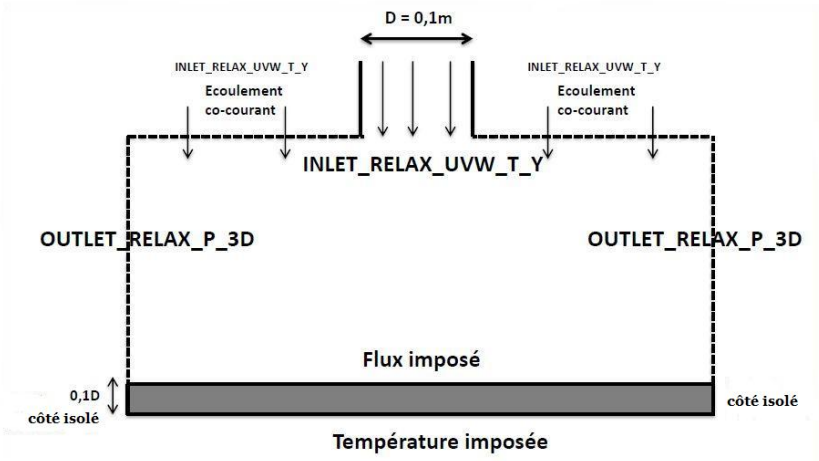


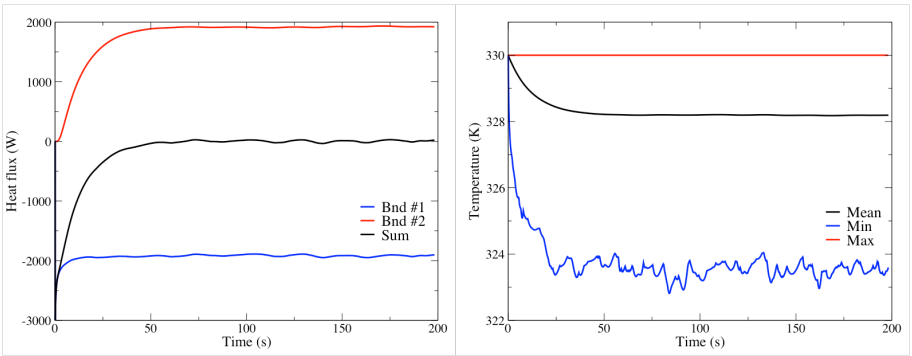
FIGURE 5.2 – *Conditions aux limites imposées pour le calcul couplé sur une coupe du domaine.*

La partie solide possède une épaisseur égale à 0.01D. Les parois latérales du solide sont adiabatiques. Le matériau utilisé pour le solide est ASTM 310. Quelques-unes de ses propritétés sont répertoriées dans le tableau5.1.

Densité ρ	7900 $kg.m^{-3}$
Capacité calorifique C_p	586.15 $J.K^{-1}$
Conductitvité thermique λ	6.811 + 0.020176T $W.m^{-1}.K^{-1}$

TABLE 5.1 – Propriétés du matériau ASTM 310

On impose une température fixe de 330 K à la partie extérieure de la plaque et un flux thermique à la paroi interne, en contact avec le jet. Il s'agit d'un couplage flux/température : le flux thermique est calculé par AVBP tandis que le solveur AVTP calcule la conduction thermique dans le solide et renvoie une température. Les informations sont échangées avec le solide via le coupleur OpenPalm [11]. A partir des nouvelles informations obtenues à chaque échange, les deux solveurs AVBP et AVTP recalculent respectivement le flux thermique à la paroi et la température de la paroi. Ce processus se déroule jusqu'à atteindre un état stationnaire à la fois dans le solide et le domaine fluide. Le calcul dans le solide part d'une température uniforme de plaque de 330 K tandis que le calcul fluide part d'une solution convergée avec une température de 330 K imposée sur la plaque. Les calculs couplés ont été effectués avec le maillage M3. La figure 5.3 montre la convergence des flux thermiques et de la température. On peut ainsi vérifier que la somme des flux est bien nulle.



(a) (b)

FIGURE 5.3 – *Convergence des flux thermiques (a) et convergence de la température (b).*

La figure 5.4 compare la distribution radiale du nombre de Nusselt moyen avec et sans couplage. Les résultats sont quasiment superposés. Cela tend à montrer que le coefficient d'échange thermique h ne dépend que de l'aérodynamique de l'écoulement la loi de Newton semble valide pour la configuration étudiée.

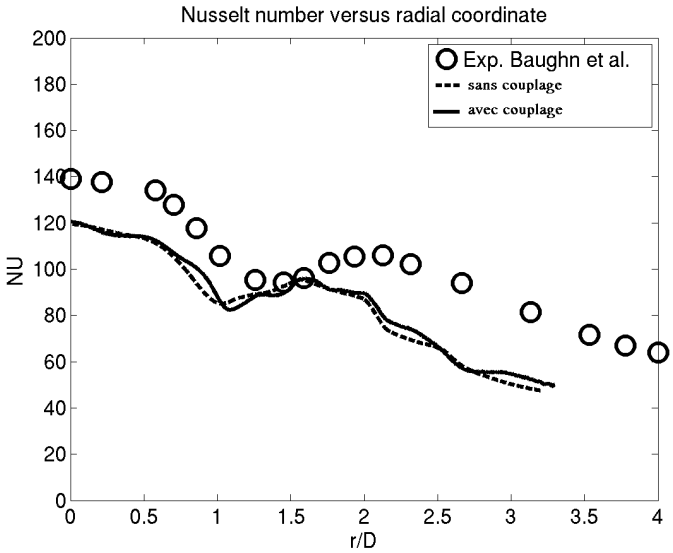
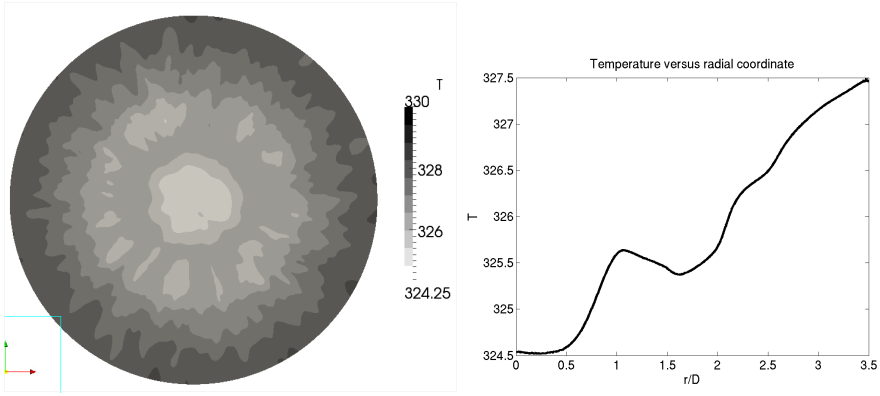


FIGURE 5.4 – *Comparaison des profils du nombre de Nusselt sur la plaque avec et sans couplage fluide/structure.*

Avec le calcul couplé, il est possible d'observer le champ de température sur la plaque en Fig. 5.5a. L'évolution de la température le long de la plaque est tracée en Fig. 5.5b.



(a) (b)

FIGURE 5.5 – *Champ moyen de température sur la plaque (a) et distribution de la température sur la plaque selon la coordonnée radiale (b).*

Naturellement, la température de la plaque est directment corrélée aux flux thermiques à la paroi : plus ceux-ci sont importants et plus la température de la plaque, initialement à 330 K, diminue. La plaque est refroidie au maximum dans la zone d'impact ($0 < r/D < 0.5$), puis la température de la plaque aug-

mente brusquement entre r/D = 0.5 et r/D = 1. On observe alors dans la zone 1 < r/D < 1.5 un point d'inflexion et la température de la plaque diminue à nouveau jusqu'à atteindre un minimum local à environ r/D=1.6. Passé ce minimum local, la température de la plaque augmente de nouveau jusqu'au bout de celle-ci. Le refroidissement maximal de la plaque représente environ 18 % de l'écart de température initial entre la plaque et le jet (soit environ 5.5 K). Il est à noter que le refroidissement maximal de la plaque s'effectue non pas au centre de la plaque mais juste autour (0.2 < r/D < 0.3). Cela peut potentiellement s'expliquer par le phénomène de précession observé dans le Chapitre 3 section 4.3.2 qui fait que le point de stagnation change constamment de position. On peut alors penser que celui-ci est le plus souvent légèrement décalé par rapport au centre de la plaque. Néanmoins, cette hypothèse reste à vérifier.

5.4 Analyse spectrale

Une analyse spectrale de l'écoulement permet potentiellement d'établir des corrélations entre différents phénomènes. Pour cela, des capteurs sont placés sur la plaque et sur la couche de cisaillement du jet (Fig. 5.6). Ces capteurs permettent d'enregistrer l'évolution temporelle des différentes variables à une position donnée. A partir de l'évolution temporelle des flux thermiques sur la plaque, on calcule les transformées de Fourier correspondantes pour passer dans le domaine fréquentiel. On peut ainsi constater qu'entre 0.5D et 2D, plusieurs fréquences se détachent dont celles de 80 Hz et 260-270 Hz (Fig. 5.7). On procède de la même façon avec la vitesse axiale sur la couche de cisaillement du jet pour déterminer la fréquence des tourbillons. Plusieurs fréquences se distinguent dont celles à 80 Hz et 270 Hz (Fig. 5.8).

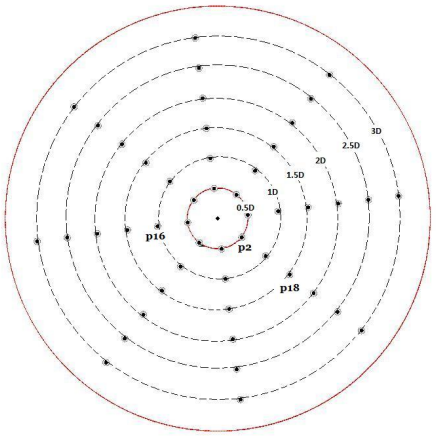
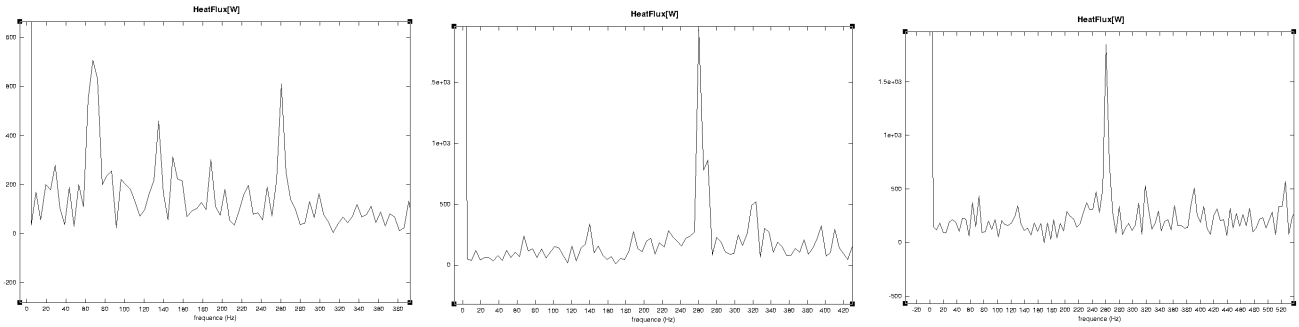


FIGURE 5.6 – *Position des capteurs sur la plaque.*



(a) (b) (c)

FIGURE 5.7 – *Transformée de Fourier du signal flux thermique normal à la paroi pour : (a) p2 ; (b) p16 ; (c) p18.*

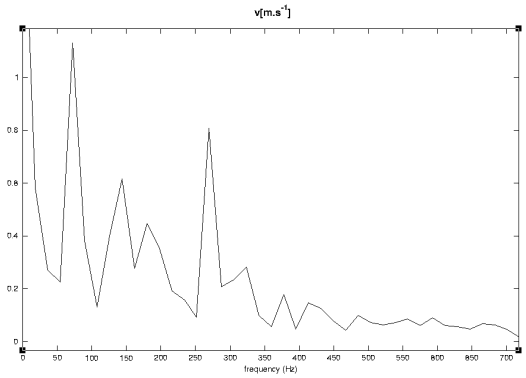
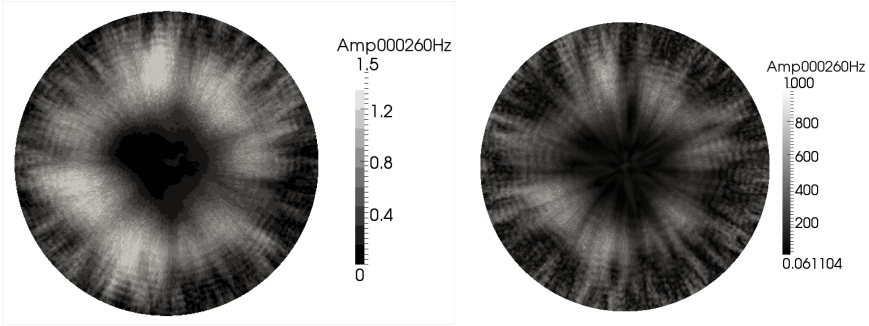


FIGURE 5.8 – *Transformée de Fourier du signal de vitesse axial sur la couche de cisaillement du jet à y = 0.5D.*

Pour aller plus loin, les DSP (Density Spectral Power) [25] pour le frottement et les transferts thermiques normaux à la paroi sont calculés et leur amplitude est représentée en Fig. 5.9 sur un diamètre de 2D. On constate ainsi clairement que le comportement de l'amplitude des signaux à 260 Hz est similaire pour les deux variables et on retrouve le caractère axisymétrique de l'écoulement moyen. L'amplitude est faible dans la zone de stagnation. A partir de 0.5D et jusqu'à 1.5D - 2D, celle-ci est plus élevée avec des valeurs maximales vers 1.5D. Ces régions coïncident avec les zones d'apparition du second pic de frottement et du nombre de Nusselt trouvé dans le chapitre précédent. Cela suggère que les tourbillons formés en amont, de fréquence proche de 260-270 Hz, influent le frottement et les transferts thermiques lorsqu'ils sont convectés proche de la plaque.



(a) (b)

FIGURE 5.9 – *Amplitude du signal pour le frottement à 260 Hz sur la plaque (a) et amplitude du signal pour le transfert thermique normal à la paroi à 260 Hz (b) (Diamètre représenté : 2D).*

Conclusion partielle : L'étude des transferts thermiques à la paroi a été effectuée dans ce chapitre. Les résultats obtenus sont en accord avec les données expérimentales. La convergence en maillage réalisée tend à montrer que les écarts observés avec les expériences peuvent être attribués à la résolution du maillage encore insuffisante. Il faut également prendre en compte les incertitudes liées aux données expérimentales. Un calcul couplé fluide/structure a également permis d'évaluer directement le refroidissement de la plaque. Les similitudes observées dans l'évolution pariétale du nombre de Nusselt avec et sans couplage tendent à confirmer que la relation de Newton est applicable dans la configuration utilisée. Enfin, une brève analyse spectrale semble suggérer un lien entre les transferts thermiques et les rouleaux de vorticité formés en amont du jet impactant.

Chapitre 6

Conclusion

Cette étude avait pour but d'investiguer une des méthodes utilisées actuellement pour refroidir les aubes de turbines des moteurs aéronautiques, à savoir l'impact de jets. Pour cela, une approche numérique de type LES a été effectuée pour tenter de mieux comprendre l'écoulement complexe que représente un jet impactant une plaque plane. Les résultats obtenus sont en accord avec les données expérimentales et ont permis de valider la capacité du code AVBP à gérer ce type d'écoulement. Ils ont également permis de mettre en évidence l'importance de la résolution du maillage en proche paroi pour capturer le frottement et les transferts thermiques. L'analyse de la dynamique instationnaire du jet impactant a permis de mettre en évidence la présence de rouleaux de vorticité s'écrasant sur la plaque, potentiellement à l'origine du phénomène de précession observé autour du point de stagnation. Des calculs associant la thermique, avec et sans couplage fluide/structure ont également été réalisés et permettent de retrouver le second pic du nombre de Nusselt.

L'étude des jets impactants est loin d'être terminée et les résultats obtenus ouvrent la voie vers de nouvelles interrogations. Il est clair que le frottement et les transferts thermiques sont liés, mais il serait intéressant de comprendre dans quelle mesure les rouleaux de vorticité influencent ceux-ci. Une analyse spectrale de l'écoulement peut permettre de lier les rouleaux de vorticité avec les transferts thermiques. Pour cela, des capteurs sont placés sur la plaque et dans la couche de cisaillement du jet. On observe alors une fréquence qui se détache à la fois pour les transferts thermiques et pour la formation des tourbillons (270 Hz). Bien que cette analyse spectrale doive être approfondie, l'hypothèse d'un lien entre les transferts thermiques et la dynamique vorticielle de l'écoulement est confortée. Les perspectives d'études ne s'arrêtent pas là. On peut imaginer étudier non plus un jet unique sur une plaque plane dans un référentiel statique mais des jets multiples sur une surface incurvée dans un référentiel qui tourne pour s'approcher petit à petit des configurations industrielles.

Bibliographie

[1] Asaithambi, A. Solution of the Falkner-Skan equation by recursive evaluation of Taylor coefficients.

[2] Bailly, C., and Comte-Bellot, G. *Turbulence*. CNRS Editions, 2003.

[3] Baughn, J., and Shimizu, S. Heat transfer measurements from a surface with uniform heat flux and an impinging jet. *J. Heat Transfer 111* (1989), 1096–1098.

[4] Boileau, M., Duchaine, F., Jouhaud, J.-C., and Sommerer, Y. Large eddy simulation of of heat transfer around a square cylinder using unstructured grids. *AIAA journal 51* (2013), 372–385.

[5] Burmeister, L. C. *Convective heat transfer*, 1993 ed. Wiley-Interscience, 1993.

[6] Chapman, D. R. Computational aerodynamics development and outlook. *AIAA Journal 17*, 12 (December 1979), 1293–1313.

[7] Chassaing, P. *Turbulence en mécanique des fluides, analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. Cépaduès-éditions, Toulouse, France, 2000.

[8] Colin, O., and Rudgyard, M. Development of high-order taylor-galerkin schemes for les. *Journal of Computationnal Physics 162* (2000), 338–371.

[9] Cooper, D., Jackson, D., Launder, B., and Liao, G. Impinging jet studies for turbulence model assessment. *International Journal of Heat and Mass Transfer 36* (1993), 2675.

[10] Dauptain, A., Cuenot, B., and Gicquel, L. Large Eddy Simulation of a stable supersonic jet impinging on a flat plate. *AIAA journal 48* (2010), 2325–2362.

[11] Duchaine, F., Jaure, S., Poitou, D., Quémerais, E., Staffelbach, G., Morel, T., and Gicquel, L. High performance conjugate heat transfer with the openpalm coupler. In *IV International Conference on Computational Methods for Coupled Problems in Science and Engineering - Coupled Problems 2013* (2013).

[12] Engquist, B., and Majda, A. Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves. *Math. Comput. 31*, 139 (1977), 629–651.

[13] Falkner, V., and Skan, S. *Philos. Mag.* (1931), 865–896.

[14] Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., and Cabot, W. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Phys. Fluids 3*, 7 (1991), 1760–1765.

[15] Goldstein, S. A note on the boundary layer equations. *Proc. Cambridge Philos. Soc.* (1939), 338–340.

[16] Guerra, D. R., Su, J., and Freire, A. P. S. The near wall behavior of an impinging jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer 48* (2005), 2829–2840.

[17] Guezennec, N., and Poinsot, T. Large eddy simulation and experimental study of a controlled coaxial liquid-air jet. *AIAA journal 48* (2010), 2593–2610.

[18] Hadziabdic, M., and Hanjalic, K. Vortical structures and heat transfer in a round impinging jet. *J. Fluid Mech. 596* (2008), 221–260.

[19] Han, Je-Chin, Dutta, Sandip, Ekkad, Srinath, Dutta, and Sandip, S. E. *Gas Turbine Heat Transfer and Cooling Technology.* Taylor & Francis Inc, Apr. 2001.

[20] Hunt, J. C. R., Wray, A. A., and Moin, P. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows. In *Proc. of the Summer Program* (1988), Center for Turbulence Research, NASA Ames/Stanford Univ., pp. 193–208.

[21] Jameson, A., Schmidt, W., and Turkel, E. Numerical solution of the euler equations by finite volume methods using runge-kutta time stepping schemes. In *14th Fluid and Plasma Dynamic Conference* (Palo Alto, 1981), A. p. 81-1259, Ed.

[22] Kolmogorov, A. N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. *C. R. Acad. Sci. , USSR 30* (1941), 301.

[23] Kraushaar, M. *Application of the compressible and low-mach number approaches to large-eddy simulation of turbulent flows in aero-engines.* PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2011.

[24] Kreiss, H.-O. Initial boundary value problems for hyperbolic systems. *Commun. Pure Appl. Math. 23* (1970), 277–298.

[25] Kunt, M. *Traitement numérique des signaux.* Presses polytechniques et universitaires romandes, 1996.

[26] L. Geers, M. Tummers, K. H. Experimental investigation of impinging jet arrays. *Exp. Fluids 36* (2004), 946.

[27] Lamarque, N. *Schémas numériques et conditions limites pour la simulation aux grandes échelles de la combustion diphasique dans les foyers d'hélicoptère.* PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2007.

[28] Liu, T., and Sullivan, J. Heat transfer and flow structures in an excited circular impinging jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer 39* (1996), 3695–3706.

[29] Lodato, G., Vervisch, L., and Domingo, P. A compressible wall-adapting similarity mixed model for large-eddy simulation of the impinging round jet. *Phys. Fluids 21*, 3 (March 2009), 035102.

[30] Nicoud, F., and Ducros, F. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient. *Flow, Turb. and Combustion 62*, 3 (1999), 183–200.

[31] Petot, B. Refroidissement des aubes de turbines de turboréacteurs. *In Congrès de la Société Française de Thermique* (1987).

[32] Poinsot, T., and Veynante, D. *Theoretical and Numerical Combustion.* R.T. Edwards, 2nd edition, 2005.

[33] Pope, S. B. *Turbulent flows.* Cambridge University Press, 2000.

[34] Puigt, G. Concepts basiques de mécanique des fluides pour la simulation numérique des écoulements turbulents modélisés par une approche RANS.

[35] Sagaut, P. *Introduction à la simulation des grandes échelles*, mathématiques & applications ed. Springer, 1998.

[36] Smagorinsky, J. General circulation experiments with the primitive equations : 1. the basic experiment. *Mon. Weather Rev. 91* (1963), 99–164.

[37] Tennekes, H., and Lumley, J. L. *A first course in turbulence.* M.I.T. Press, Cambridge, 1972.

[38] Tummers, M. J., Jacobse, J., and Voorbrood, S. G. Turbulent flow in the near field of a round impinging jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer 54* (2011), 4939–4948.

[39] Uddin, N., Neumann, S. O., and Weigand, B. 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* (2012), 356–368.

[40] von Helmoltz, H. On the discontinous movements of fluids. *Monthly Reports of the Royal Prussian Academy of Philosophy in Berlin 23* (1868), 215–228.

[41] Zhang, J., and Chen, B. An interative method for solving the Falkner-Skan equation.

Annexes

Annexe A

Présentation du CERFACS

Le CERFACS (Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique), est un centre de recherche fondé en 1987 et aujourd'hui internationalement reconnu dans le domaine du calcul scientifique à hautes performances. Son but est de développer des méthodes de simulation numérique avancées ainsi que des solutions algorithmiques pour la résolution de problèmes complexes aussi bien dans le domaine de la recherche publique que de l'industrie, comme en attestent ses 7 actionnaires : CNES, EADS, EDF, Météo-France, l'ONERA, SAFRAN et TOTAL.

Il comporte 5 équipes : climatologie, traitement du signal, électromagnétisme, algorithme et calcul parallèle et l'équipe CFD représentant au total plus d'une centaine de chercheurs, ingénieurs, doctorants et post-doctorants. L'équipe CFD est elle-même scindée en 2 équipes : aérodynamique et combustion, dernière dans laquelle j'ai effectué ce stage.

(Pour plus d'informations sur le CERFACS : `http://www.cerfacs.fr`)

FIGURE A.1 – *Site du CERFACS au sein du campus Météo-France.*

Annexe B

Rappel sur les caractéristiques des écoulements pariétaux

Le traitement des parois est crucial dans le cas des jets impactants. On introduit généralement des variables de paroi :

- le frottement : $\tau_w = \mu(\partial u/\partial y)_w$ où y est la direction normale à la paroi et u la vitesse parallèle à la paroi
- la vitesse de frottement : $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$
- la distance à la paroi normalisée : $y^+ = yu_\tau/\nu$
- la vitesse normalisée : $u^+ = u/u_\tau$

La couche visqueuse de la couche limite peut se décomposer en 3 sous-couches :

- $y^+ \leqslant 5$: une sous couche visqueuse avec $u^+ = y^+$
- $50 \leqslant y^+ \leqslant 120$: une région inertielle caractérisée par une loi logarithmique $u^+ = 1/\kappa\, ln(y^+) + C$ avec κ la constante de Karman (κ=0.41) et C une autre constante.
- entre ces deux zones, une région tampon qui correspond à la transition entre la loi linéaire de la sous-couche visqueuse et la loi logarithmique de la couche inertielle.

Deux possibilités existent pour traiter l'écoulement en proche paroi. On peut soit :

- tenter une approche résolue, c'est-à-dire mettre assez de mailles dans la sous-couche visqueuse pour capter les structures turbulentes présentes. La préconisation est de mettre 5 mailles dans la sous-couche visqueuse (soit un $y^+ \sim 1$) mais on se limite généralement à un $y^+ \leqslant 5$. Cette approche est très coûteuse et on préfère souvent utiliser la seconde méthode.
- utiliser une loi de paroi, ce qui revient à repousser le premier noeud à $y^+ \sim 50$ et à modéliser l'écoulement très proche de la paroi. Cela permet de diminuer les temps de calcul mais cela nécessite également une bonne connaissance de

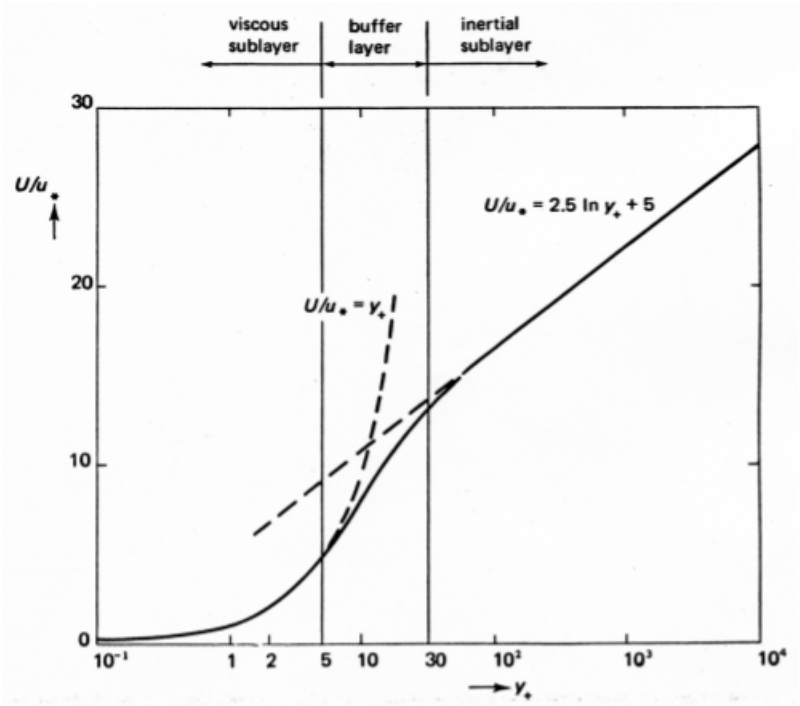


FIGURE B.1 – *Profil de vitesse en fonction de la distance à la paroi y^+ par [37].*

la dynamique de l'écoulement pariétal considéré.

Annexe C

Un cas théorique 2D

C.1 Configuration étudiée

On se propose dans cette partie d'étudier l'impact d'un écoulement infini uniforme sur une plaque [5] (Fig. C.1). Ce travail a été réalisé comme un exercice pour prendre en main le code AVBP. Cette configuration a été choisie car elle présente des similitudes avec le jet impactant. De plus, il existe une solution analytique pour cet écoulement.

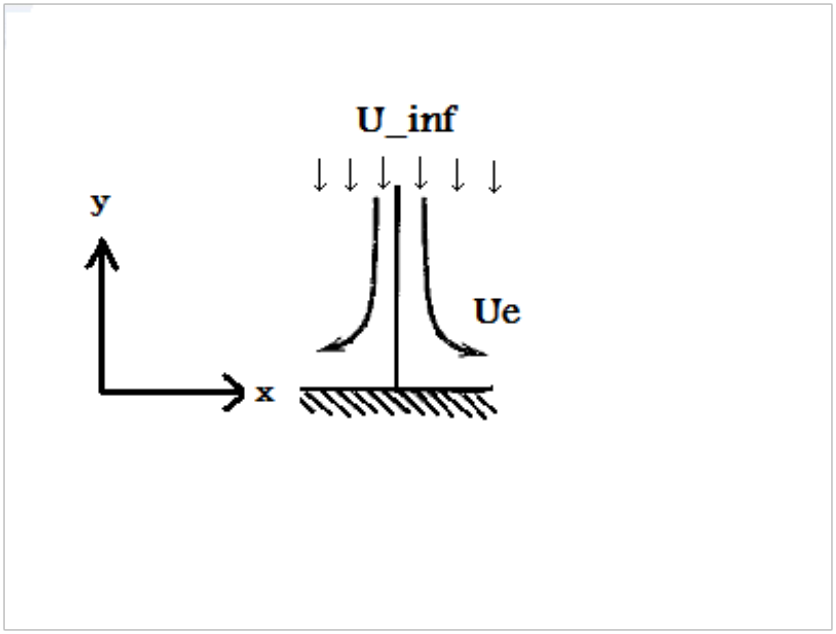


FIGURE C.1 – *Configuration étudiée.*

Le maillage utilisé est très simple. Il comporte environ 6000 triangles et est raffiné à la paroi (Fig. C.2). La vitesse est uniforme en entrée, une condition de non

glissement est imposée à la paroi et le fluide s'échappe par les côtés. L'écoulement est laminaire (Re = 50). Le schéma de Lax-Wendroff est utilisé.

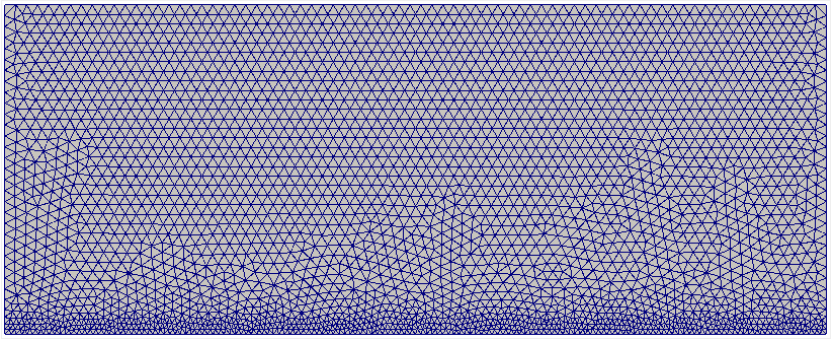


FIGURE C.2 – *Maillage.*

C.2 Théorie

La solution de ce problème repose sur la recherche d'une solution autosimilaire dont on connaît l'existence [15].

L'écoulement étudié est bidimensionnel, stationnaire et incompressible. Les équations de continuité et de quantité de mouvement pour la couche limite s'écrivent de la façon suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \\ u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = \underbrace{-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x}}_{U_e \frac{dU_e}{dx}} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \end{cases} \tag{C.1}$$

où le gradient de pression est déterminé via l'équation de quantité de mouvement loin de la paroi.

Les conditions aux limites imposées par la paroi et l'écoulement amont infini se traduisent par :

$$CL \begin{cases} u(y=0) = v(y=0) = 0 \\ u(y \to \infty) = U_e \end{cases} \tag{C.2}$$

On introduit la variable d'autosimilitude η.

$$\frac{u}{U_e} = F(\eta) \ avec \ \eta = \frac{y}{Re_x^{1/2}} \tag{C.3}$$

Une fonction de courant Ψ qui satisfait inconditionnellement l'équation de continuité est :

$$\Psi = (\nu U_e x)^{1/2} F(\eta) \tag{C.4}$$

Comme l'écoulement est incompressible, on a :

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial y} \; et \; v = \frac{\partial \Psi}{\partial x} \tag{C.5}$$

En utilisant Eq. C.4 et Eq. C.5, on obtient :

$$\begin{cases} u = \frac{\partial \Psi}{\partial y} = \frac{\partial \Psi}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial y} + \frac{\partial \Psi}{\partial \eta}\frac{\partial \eta}{\partial y} = UF' \\ \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial (UF')}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial y} + \frac{\partial (UF')}{\partial \eta}\frac{\partial \eta}{\partial y} = U\left(\frac{U}{\nu x}\right)^{1/2} F'' \\ \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{\partial (\partial u/\partial y)}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial y} + \frac{\partial (\partial u/\partial y)}{\partial \eta}\frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{U^2}{\nu x} F''' \\ -v = \frac{\partial \Psi}{\partial x} = \frac{\partial \Psi}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial x} + \frac{\partial \Psi}{\partial \eta}\frac{\partial \eta}{\partial x} = U\left(\frac{U}{\nu x}\right)^{-1/2} F \end{cases} \tag{C.6}$$

En substituant dans Eq. C.1, on obtient :

$$\begin{cases} F''' + FF'' - F'^2 + 1 = 0 \\ F(0) = F'(0) = 0 \\ F'(\infty) = 1 \end{cases} \tag{C.7}$$

L'équation C.7 est une équation différentielle non linéaire d'ordre 3 appelée équation de Falkner-Skan [13]. Elle a fait l'objet de nombreux papiers décrivant sa résolution numérique notamment par des méthodes de tir [41, 1].

C.3 Résultats

La Figure C.3 montre le champ de vitesse obtenu. On retrouve bien le point de stagnation et la déflection de l'écoulement. Après la déviation, l'écoulement subit une accélération et on retrouve bien le fait que la vitesse de l'écoulement libre est linéairement proportionnelle à la distance par rapport au centre du domaine (Fig. C.4a). On note également que la constante de proportionnalité est d'autant plus grande que la distance à la paroi est faible.

Pour vérifier l'autosimilarité de la solution, des profils de vitesse à différentes distances du centre du domaine ont été tracés en Fig. C.4b. Les courbes sont confondues et sont en accord avec la solution analytique.

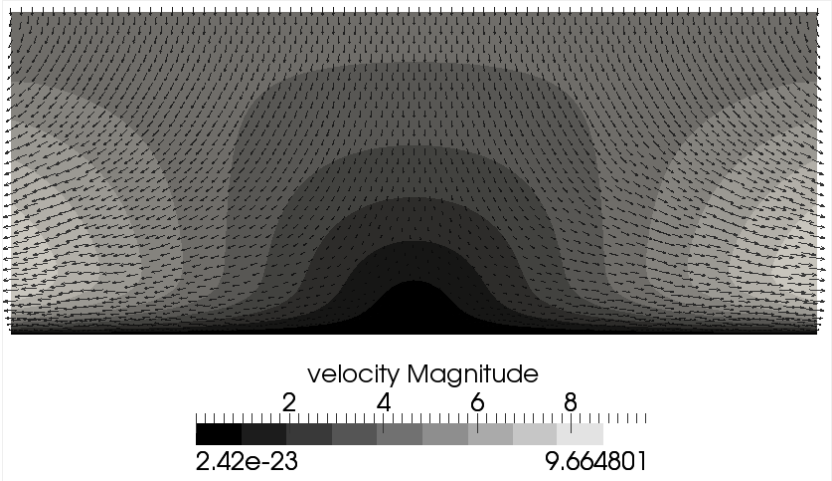
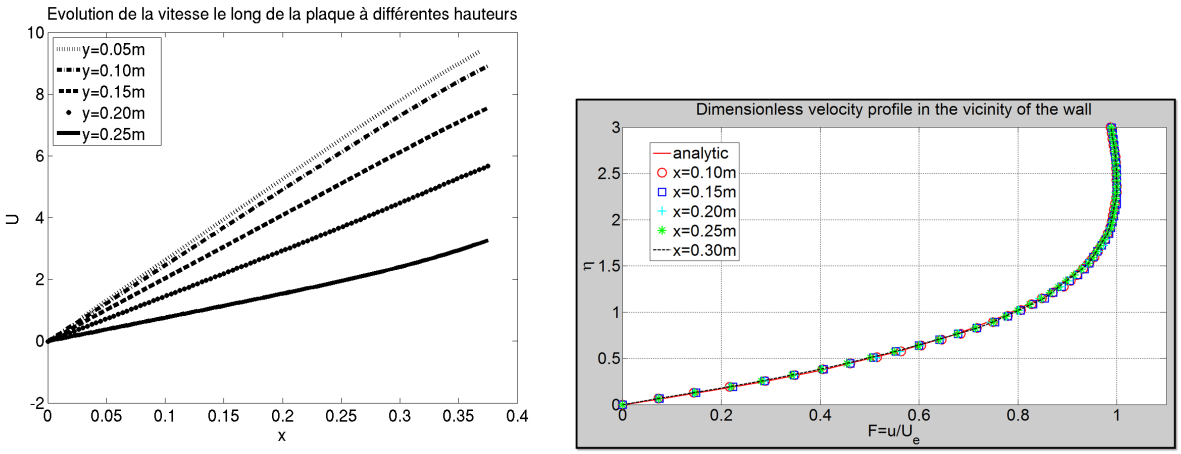


FIGURE C.3 – *Champ moyen de vitesse.*



(a) (b)

FIGURE C.4 – *Vitesse parallèle à la plaque à différentes hauteurs y par rapport à la plaque (a) Profils de vitesse à différentes distances du jet (b).*