

UNIVERSITE MONTPELLIER II
SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE MONTPELLIER II

Discipline : Mathématiques

Ecole doctorale : I2S (Information, Structures, Systèmes)

présentée et soutenue publiquement

par

M. Simon MENDEZ

le 26 Novembre 2007

**SIMULATION NUMERIQUE ET MODELISATION
DE L'ECOULEMENT AUTOUR DES PAROIS MULTI-PERFOREES**

JURY

O. METAIS	Professeur à l'INP Grenoble	Président
P. COMTE	Professeur à l'ENSMA Poitiers	Rapporteur
P. SAGAUT	Professeur à l'Université Pierre et Marie Curie Paris VI	Rapporteur
P. BRUEL	Chargé de Recherche à l'Université de Pau et des Pays de L'Adour	Examineur
N. SAVARY	Ingénieur à Turbomeca	Examineur
F. NICOUD	Professeur à l'Université de Montpellier II	Directeur de Thèse

Réf. CERFACS : TH/CFD/07/104

Résumé

La multi-perforation est un système de refroidissement couramment utilisé pour refroidir les parois des chambres de combustion des turbines à gaz aéronautiques. Le principe est de percer dans ces parois des milliers de petites perforations par lesquelles de l'air de refroidissement est injecté à l'intérieur de la chambre. Lors de simulations numériques de chambre de combustion, la résolution de l'écoulement près de ces parois multi-perforées est trop coûteuse en temps de calcul. C'est pourquoi l'objectif de cette thèse est de proposer un modèle prenant en compte l'effet de la multi-perforation sur l'écoulement dans la chambre de combustion et à l'extérieur, dans le contournement. En vue de la modélisation, des Simulations des Grandes Echelles ont été réalisées afin d'acquérir une connaissance approfondie de l'écoulement autour des parois multi-perforées. La configuration d'étude est celle d'une paroi perforée d'extension infinie, représentée par une unique perforation dans un domaine périodique incluant les deux côtés de la paroi. Une méthode spécifique pour générer l'écoulement à la fois dans la perforation et des deux côtés de la paroi a été développée dans le cas isotherme puis adaptée au cas anisotherme. Les données ainsi générées ont permis d'orienter le travail de modélisation vers les aspects les plus importants de l'écoulement de multi-perforation. Ce travail de thèse a abouti à l'écriture d'un modèle adiabatique de multi-perforation maintenant couramment utilisé dans l'équipe CFD-Combustion du CERFACS.

Mots clefs : Multi-perforation, Modélisation d'écoulement proche-paroi, Mécanique des fluides numérique, Simulations des Grandes Echelles.

Abstract

Effusion cooling is commonly used to cool the combustion chamber liners in aeronautical gas turbines. The principle is to drill in the liners thousands of perforations through which cooling air is injected inside the combustion chamber. In 3-D combustion chambers computations, the resolution of the flow near the perforated walls is too expensive in terms of computational cost. The objective of this work is to propose a practical model to account for effusion cooling in industrial computations of the flow inside and outside the combustion chamber. Large Eddy Simulations have been performed in order to get a deeper understanding of the flow around a multi-perforated plate. The configuration of interest is an infinite perforated plate, the computational domain being reduced to a box containing only one perforation and including both sides of the plate. A specific strategy to generate and maintain the flow in such a configuration has been developed for isothermal cases first, and then extended to non-isothermal cases. The data from these Large Eddy Simulations have been analyzed in order to focus the modeling effort on the most important phenomena for effusion cooling. This work has allowed the development of an adiabatic model now commonly used for combustion chambers computations at CERFACS, in the CFD-Combustion team.

Keywords : Effusion Cooling, Near-wall modeling, Computational Fluid Dynamics, Large Eddy Simulations.

Table des matières

Remerciements	7
Liste des symboles	9
Introduction générale	11
1 Contexte industriel et scientifique	13
1.1 Les turbines à gaz	13
1.2 La simulation numérique des écoulements turbulents. Application aux turbines à gaz . .	18
1.3 Objectifs et plan de la thèse	26
2 L'écoulement autour d'une paroi multi-perforée	29
2.1 Présentation de la configuration de multi-perforation	31
2.2 Perte de charge au passage d'une paroi multi-perforée	37
2.3 La multi-perforation : aspects thermiques	38
2.4 Caractérisation aérodynamique de l'écoulement	46
2.5 Modélisation de la multi-perforation : des données pertinentes ?	66
3 Simulations des grandes échelles. Le code AVBP	69
3.1 Les équations de Navier-Stokes pour un fluide compressible	69
3.2 Simulations des Grandes Echelles : principe et équations	71
3.3 Le code de calcul AVBP	72

TABLE DES MATIÈRES

4 Simulations numériques de l'écoulement dans les parois multi-perforées	79
4.1 Quelles simulations pour la modélisation des parois multi-perforées ?	80
4.2 Choix de la méthode de simulation	83
4.3 Sensibilité des simulations aux paramètres numériques	86
5 Simulations numériques isothermes	97
6 Un modèle adiabatique pour la multi-perforation	137
7 Simulations numériques anisothermes	167
Conclusion générale	177
Bibliographie	181
Annexes	195
A Artificial Viscosity Models	195
A.1 Introduction	195
A.2 The sensors	195
A.3 The operators	197
A.4 The 4 models implemented in AVBP	199

Remerciements

Cette thèse a été réalisée grâce à l'aide, au soutien et la présence de nombreuses personnes. La thèse a été pour moi une très bonne période, et je tiens à remercier celles et ceux qui m'ont permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions. Cette page leur est donc dédiée.

Mes premiers remerciements vont à Franck Nicoud, avec qui j'ai travaillé pendant trois et demi sur le sujet. Je mesure la chance que j'ai eue d'avoir pu faire ma thèse avec Franck. J'ai pu compter sur son soutien sans faille pendant toute la durée de ma thèse, et je le remercie pour avoir réussi à me guider tout en gardant le moral pour deux, malgré mes tentatives constantes pour casser l'ambiance.

Je voudrais également exprimer ma reconnaissance aux personnes qui ont accepté d'évaluer ce travail de thèse et de faire partie de mon jury. Merci à Pierre Comte et Pierre Sagaut, Olivier Métais, Pascal Bruel et Nicolas Savary. Je remercie également les personnes de Turbomeca qui ont suivi mon travail, en particulier Claude Bérat et Nicolas Savary.

Merci à également à Thierry Poinot de m'avoir accueilli dans son équipe au CERFACS. Je pense qu'il n'est pas étranger à l'excellente ambiance qui règne dans le groupe. Je le remercie d'avoir su créer cette atmosphère à la fois conviviale et motivante. Merci aussi pour sa très grande disponibilité.

Je profite de cette page pour remercier Laurent Gicquel, qui a dû affronter de nombreuses questions de ma part. En tant que spécialiste ès jets transverses, Laurent m'a vu débouler très souvent dans son bureau pour parler « physique ». Merci à lui de n'avoir jamais cherché à s'enfuir.

Mais Laurent n'est pas le seul à avoir connu ces assauts répétés. Je pense notamment à Nicolas Lamarque (numérique, LES...), à Gabriel Staffelbach (machine de calculs, logiciels...) ou à mes collègues successifs, Patrick Schmitt et Olivier Vermorel, notamment, qui eux ont eu à affronter les questions du tout venant comme les plus métaphysiques. Merci à Marie Labadens pour son soutien et sa bonne humeur. Je sais que sans elle l'équipe n'aurait pas le même visage.

Je voulais également remercier tous ceux qui ne font pas partie de l'équipe mais qui contribuent à l'excellente atmosphère du CERFACS. Merci à l'équipe CSG de m'avoir supporté. Je sais que je leur ai mené la vie dure mais j'espère qu'ils pourront me pardonner... Merci donc à Isabelle d'Ast, Gérard Dejean et Fabrice Fleury pour leur disponibilité, leur humour et leur efficacité. Merci aussi aux personnes de l'administration pour leur gentillesse et leur efficacité, et en particulier à Michèle Campassens, Chantal Nasri et Lydia Otero. Merci à Séverine Toulouse pour les nombreuses recherches que je lui ai fait faire. Je remercie aussi les valeureux soldats de la Kfet, Eric Maisonnave, Isabelle Moity et Nicolas Daget pour

REMERCIEMENTS

leur investissement.

Je tiens à remercier enfin ceux qui ont fait de mon séjour au CERFACS une période agréable. Je pense en particulier à Valérie Auffray, Alexandre Beer, Laurent Benoît, Matthieu Boileau, Alexis Giauque, Eléonore Riber et Michiel Willemse, mais aussi à tous les autres membres de l'équipe, stagiaires, doctorants, post-doctorants et permanents, les anciens comme les jeunots.

Merci à Anaïs

Liste des symboles

Lettres romaines

\mathcal{R}	constante universelle des gaz parfaits	T	température
Δ	taille du maillage et du filtre LES	T_0	température de référence
\vec{d}	vecteur orientation des perforations	TL	pour Turbulence Level : taux de turbulence
c	vitesse du son	U	vitesse longitudinale : V_1
C_p	capacité calorifique à pression constante	V	vitesse verticale : V_2
C_S	constante du modèle de Smagorinsky	V_i	ième composante du vecteur vitesse
C_v	capacité calorifique à volume constant	V_j	vitesse débitante dans la perforation
C_w	constante du modèle WALE	V_{maille}	volume de la cellule
D	coefficient de diffusion d'une espèce dans un mélange	W	vitesse transverse : V_3
d	diamètre des perforations	X	espacement longitudinal entre deux rangées de perforations
E	énergie par unité de masse	x	direction longitudinale : x_1
e	épaisseur de la paroi perforée	x_i	ième composante du vecteur coordonnées
E_k	énergie cinétique par unité de masse	y	direction verticale (normale à la paroi) : x_2
E_{int}	énergie interne par unité de masse	Z	espacement latéral entre deux perforations d'une même rangée
H	enthalpie	z	direction transverse : x_3
h	coefficient de transfert de chaleur	\mathcal{W}	masse molaire
L	longueur des perforations	Lettres grecques	
P	pression statique	α	angle de perforation par rapport à la paroi
q_i	ième composante du vecteur flux de chaleur	β	angle transverse de la perforation
S	surface	ΔP	saut de pression à travers la paroi perforée
$S_{(\rho U)}$	terme source sur la quantité de mouvement longitudinale	$\delta_{i,j}$	indice de Kronecker
$S_{i,j}$	tenseur des vitesses de déformation	γ	exposant polytropique
		λ	conductivité thermique

LISTE DES SYMBOLES

μ	viscosité dynamique
ν	viscosité cinématique
ν_t	viscosité turbulente de sous-maille
ρ	densité
σ	porosité de la paroi perforée
τ	temps de relaxation des termes sources
τ_1	taux de soufflage
τ_2	rapport de flux de quantité de mouvement
$\tau_{i,j}$	tenseur des contraintes

Nombres sans dimension

Le	nombre de Lewis
Pr	nombre de Prandtl
Re	nombre de Reynolds

Opérateurs de moyenne / filtrage

\bar{f}	grandeur f filtrée au sens de Reynolds
\tilde{f}	grandeur f filtrée au sens de Favre

Indices

1	grandeur relative à l'écoulement 1, représentant la chambre de combustion
2	grandeur relative à l'écoulement 2, représentant le contournement
ad	adiabatique
$cible$	valeur cible
eff	effective
h	relatif à la perforation
j	relatif au jet
$moyen$	valeur moyennée sur un canal
p	grandeur de paroi
s	relatif à la partie solide de la paroi
w	grandeur au mur (perforation + paroi solide)

rms fluctuations *Root Mean Square*

Exposants

+	unité de paroi
t	grandeur de sous-maille

Abréviations

BC	Boundary Conditions
CFD	Computational Fluid Dynamics
CST	Constant Source Terms
DNS	Direct Numerical Simulation
LDA	Anémométrie Laser Doppler
LES	Large Eddy Simulation
LW	Lax-Wendroff
NSCBC	Navier-Stokes Characteristic BC
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
SGE	Simulation aux Grandes Echelles
SND	Simulation Numérique Directe
THI	Turbulence Homogène Isotrope
TTGC	Two-step Taylor-Galerkin Colin

Introduction générale

La volonté d'améliorer les performances des turbines à gaz pousse les motoristes à augmenter le taux de compression des gaz entrant dans la chambre de combustion. La température des gaz brûlés est donc de plus en plus élevée et les parois des chambres de combustion, qui ne peuvent supporter ces contraintes thermiques, doivent être impérativement refroidies. Dans les turbines à gaz aéronautiques modernes, une façon très courante de refroidir les parois est d'utiliser la « multi-perforation ». Ce système de refroidissement consiste à percer la paroi de milliers de petites perforations qui permettent d'injecter dans la chambre l'air frais circulant à l'extérieur. La coalescence des jets d'air ainsi créés forme un film de protection qui isole efficacement la paroi des gaz chauds.

En plus de son influence sur la thermique, la multi-perforation modifie également de manière significative la dynamique et l'acoustique de l'écoulement dans la chambre de combustion. En particulier, les jets issus des perforations perturbent fortement l'écoulement en proche paroi et peuvent avoir une influence sur la position de la flamme. Les parois perforées sont également connues pour avoir un effet d'atténuation des ondes acoustiques dans la chambre de combustion. Elles sont d'ailleurs utilisées dans ce but en post-combustion. Ainsi les études thermo-acoustiques des instabilités de combustion dans les chambres devraient *a priori* tenir compte des effets de la multi-perforation sur l'acoustique.

Les motoristes sont actuellement confrontés au problème de la représentation de la multi-perforation dans les simulations numériques. En effet, le développement d'une nouvelle chambre de combustion se fait maintenant essentiellement via des simulations numériques de l'écoulement à l'intérieur de la chambre. Cependant, la résolution des milliers de jets issus de la multi-perforation serait très coûteuse en temps de calcul, alors que l'industrie exige des temps de restitution courts. Les constructeurs de turbines à gaz ont donc besoin de modéliser l'effet de l'écoulement de multi-perforation sur le problème considéré, qu'il soit acoustique, thermique ou dynamique. Ces trois problématiques sont actuellement étudiées au CERFACS.

L'objectif de cette thèse est de proposer un modèle simple reproduisant les flux au niveau d'une paroi multi-perforée afin de représenter les effets dynamiques et thermiques. En effet, un modèle représentatif de l'effet en proche paroi doit reproduire correctement les flux pariétaux. Avant de procéder à la modélisation, il est donc indispensable d'acquérir une connaissance précise de ces flux qui sont pour le moment mal connus. C'est pourquoi l'essentiel de ce travail a consisté à approfondir la connaissance de l'écoulement de multi-perforation afin de générer les données nécessaires à sa modélisation. Les contraintes liées aux dispositifs de mesure (taille des trous et température de fonctionnement) rendent difficile l'acquisition de ces données par des méthodes expérimentales. Nous avons donc retenu

l'approche numérique via la Simulation des Grandes Echelles résolue en proche paroi.

Dans cette étude, une stratégie originale pour la simulation de l'écoulement autour d'une paroi multi-perforée est proposée. Jusqu'à présent, les simulations numériques s'intéressaient au développement spatial du film de refroidissement, entraînant ainsi une dépendance des résultats vis-à-vis de la rangée de perforations considérée. Nous avons choisi de travailler dans un domaine périodique dans les directions tangentielles à la paroi afin de reproduire la géométrie d'une plaque perforée d'extension infinie et de proposer un modèle dépendant uniquement des conditions locales de l'écoulement. Le domaine de calcul comprend une partie proche paroi de la chambre de combustion, la perforation et une partie proche paroi de l'extérieur de la chambre. L'extérieur de la chambre est simulé pour deux raisons. D'une part, la paroi étant peu épaisse, l'écoulement à l'extérieur a un impact direct sur la forme des jets. D'autre part, la tendance industrielle actuelle est de simuler numériquement à la fois l'intérieur et l'extérieur de la chambre. Un modèle — et donc des données — sont nécessaires pour les deux côtés de la paroi.

Le développement de ces simulations de multi-perforation en domaine périodique a demandé un effort particulier de validation et de comparaison avec des résultats expérimentaux de référence. Ces résultats de référence sont disponibles uniquement pour des configurations expérimentales isothermes à échelle 10. C'est pourquoi une partie importante de ce travail est consacrée à la simulation périodique d'une configuration isotherme à grande échelle. La comparaison montre un très bon accord global entre expériences et simulations. La configuration périodique engendre cependant des différences inévitables avec les mesures car dans notre cas, l'écoulement proche paroi est pleinement développé alors qu'il évolue d'une rangée à l'autre dans les expériences.

L'analyse des résultats isothermes a permis de proposer un modèle de paroi homogène simple qui reproduit l'effet moyen de la paroi multi-perforée sur l'écoulement affleurant les deux côtés de la paroi. La performance de ce modèle est évaluée par comparaison directe avec les données des simulations. Les sources d'erreurs sont alors identifiées, ce qui permettra à l'avenir d'affiner le modèle proposé dans cette thèse. Des tests *a posteriori* sont également effectués afin de comparer des simulations utilisant le modèle et des résultats expérimentaux. La reproduction d'une expérience où deux canaux sont séparés par une paroi perforée montre la capacité du modèle à reproduire l'effet moyen de la multi-perforation.

L'extension des simulations périodiques à des configurations anisothermes a également été effectuée. L'analyse des résultats anisothermes permet de donner plusieurs recommandations pour la prise en compte des effets thermiques dans un modèle de multi-perforation. Il ne s'agit cependant que d'un travail préliminaire sur la modélisation des aspects thermiques. Notre étude confirme notamment la nécessité du couplage fluide-paroi afin de prendre en compte dans les simulations périodiques les variations spatiales de température à l'intérieur de la paroi, négligées ici.

Le document s'articule ainsi : les chapitres 1 et 2 sont consacrés respectivement au rappel du contexte industriel et scientifique et à l'étude bibliographique de l'écoulement de multi-perforation. Le code de calcul est ensuite présenté au chapitre 3. Le chapitre 4 décrit la configuration de simulation périodique et détaille les nombreux tests évaluant la dépendance des résultats d'une simulation isotherme aux paramètres numériques de l'étude. Les détails de l'écoulement dans ce cas isotherme sont présentés au chapitre 5. Enfin, les chapitres 6 et 7 sont dédiés respectivement à la modélisation isotherme et à l'extension de la méthode de simulation isotherme au cas anisotherme.

Chapitre 1

Contexte industriel et scientifique

1.1 Les turbines à gaz

1.1.1 Principe de fonctionnement des turbines à gaz

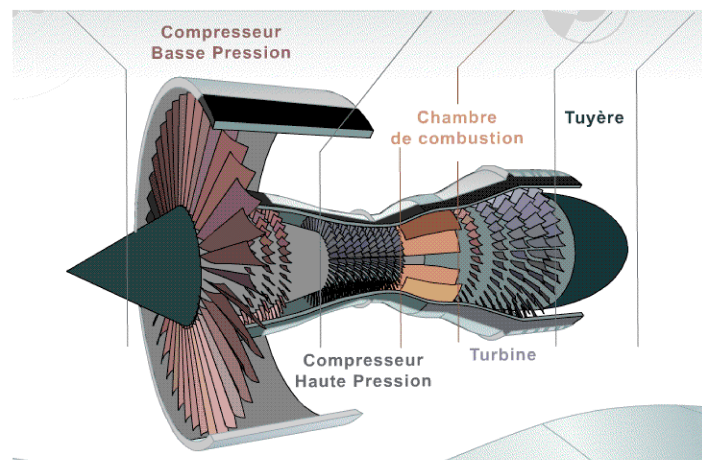


FIG. 1.1 - Schéma de fonctionnement d'une turbine à gaz aéronautique.

Une turbine à gaz est une machine tournante thermodynamique dont le rôle est de produire de l'énergie par combustion. Un schéma de turbine à gaz aéronautique est présenté sur la figure 1.1. Plusieurs éléments caractéristiques sont montés en série : le compresseur, la chambre de combustion et la turbine. Le compresseur et la turbine sont composés de parties fixes, les stators, et de parties tournantes, les rotors. La turbine à gaz possède un axe de rotation sur lequel sont fixées ces parties tournantes. Le compresseur et la turbine peuvent être composés de plusieurs étages : plusieurs rotors et stators sont alors placés en série. Le compresseur fait subir une compression au gaz qui le traverse ; un gaz passant dans une turbine subit une détente. Le principe de fonctionnement d'une turbine à gaz peut être résumé de la

façon suivante :

1. L'air extérieur est admis dans le compresseur. Il y subit une ou plusieurs compressions, selon le nombre d'étages (c'est le cas figure 1.1, où l'on sépare également compresseur basse pression et haute pression). Sa température et sa pression augmentent.
2. En sortie de compresseur, une partie de cet air entre dans la chambre de combustion. Le carburant y est également injecté et brûle avec l'air. A cause de la combustion, la température augmente.
3. Les gaz brûlés sortent ensuite de la chambre de combustion pour passer par la turbine. L'action des gaz brûlés sur les aubes de la turbine met en rotation l'arbre de la turbine à gaz. De la même façon que pour le compresseur, la figure 1.1 montre plusieurs étages pour la turbine. Le compresseur et la turbine haute pression sont les parties les plus proches de la chambre de combustion.
4. Les gaz d'échappement sont finalement expulsés. Suivant les applications, ils passent ou non par une tuyère, qui accélère les gaz brûlés.

Le travail issu de la combustion peut être récupéré de différentes façons, correspondant à des applications distinctes.

- Les turbines à gaz de grande puissance (supérieure au mégawatt) sont surtout utilisées pour entraîner un alternateur, via la rotation de l'arbre de la turbine à gaz, et produire de l'électricité.
- Dans le cas des turboréacteurs utilisés sur les avions, c'est la poussée induite par l'éjection des gaz en sortie de turbine qui est recherchée : une tuyère d'éjection est alors placée en aval des étages de turbines. Elle permet de transformer la pression des gaz en énergie cinétique, afin d'obtenir une poussée importante. Les turboréacteurs d'avion sont le plus souvent à double flux, comme sur la figure 1.1. Le premier étage du compresseur, appelé compresseur basse pression, sert à accélérer l'air pour récupérer la poussée. Seule une partie de l'air sortant du compresseur basse pression entre dans le compresseur haute pression.
- Le turbopropulseur est un réacteur dont la turbine entraîne à la fois un compresseur et une hélice. Ce système présente un rendement supérieur à celui des turboréacteurs pour des faibles vitesses. Dans les hélicoptères, les turboréacteurs entraînent une hélice horizontale.

Une description plus exhaustive des différentes turbines à gaz est proposée par [Lefebvre \(1999\)](#) et [Mattingly \(2005\)](#). Dans le cadre de ce manuscrit, nous nous intéresserons uniquement au cas des turbines à gaz aéronautiques (turbopropulseurs ou turboréacteurs).

1.1.2 Refroidissement des parties métalliques des turbines à gaz aéronautiques

Certaines parties métalliques de la turbine à gaz, en particulier les parois de la chambre de combustion et les aubes des turbines, sont exposées aux gaz brûlés. Les températures atteintes en fin de combustion ne peuvent être supportées par les matériaux utilisés : comme le précise [Lefebvre \(1999\)](#), les alliages à base de Nickel ou de Cobalt couramment utilisés pour les parties métalliques des turbines à gaz ne doivent pas subir des températures de fonctionnement supérieures à 1100 K, alors que les températures dans la chambre de combustion atteignent facilement les 2000 K. Les parties métalliques exposées doivent donc être impérativement protégées.

Dans les turbines à gaz aéronautiques, les contraintes en termes de légèreté et de compacité interdisent cependant l'utilisation de protections thermiques particulières, comme les céramiques utilisées

pour les turbines à gaz au sol. La protection des parois est alors assurée par refroidissement, en utilisant l'air présent autour de la chambre de combustion. Comme précisé plus haut, une partie seulement de l'air admis dans la turbine à gaz sert directement à la combustion. D'une part, dans les turboréacteurs d'avion comme celui représenté figure 1.1, seule une partie de l'air entraîné par le compresseur basse pression est destinée au compresseur haute pression. D'autre part, l'air issu du compresseur haute pression a trois destinations. Une partie est destinée à la chambre de combustion, comme expliqué précédemment. Une deuxième partie de l'air est employée pour la dilution des gaz brûlés, afin de réduire leur température avant leur passage dans la turbine. L'air restant sert à refroidir les parties solides soumises à des contraintes thermiques importantes : les parois de la chambre de combustion et les aubes de la turbine qui reçoit les gaz chauds en sortie de chambre de combustion.

Cependant, le détournement d'air à des fins de refroidissement constitue une perte de rendement pour la turbine à gaz, l'air utilisé pour refroidir les parois ne pouvant servir dans la zone primaire de combustion ou à la dilution des gaz brûlés. La proportion d'air dédiée au refroidissement atteint environ 40 à 50% de l'air total dans les turbines à gaz actuelles.

Les tendances actuelles dans le développement des turbines à gaz rend le refroidissement de plus en plus difficile à réaliser. Comme précisé par Lefebvre (1999), les exigences en terme de rendement, de production de polluants ou de durée de vie conduisent à réduire la quantité d'air utilisée pour le refroidissement, alors que les contraintes thermiques augmentent :

- Une amélioration du rendement est obtenue en augmentant le taux de compression de l'air extérieur. La consommation en carburant peut ainsi être réduite. En entrée de chambre, les température et pression sont plus élevées. Les températures atteintes en fin de combustion le sont également. Ceci entraîne deux effets néfastes pour le refroidissement : une augmentation des transferts thermiques par rayonnement et une diminution de l'efficacité du refroidissement, l'air de refroidissement étant plus chaud.
- L'évolution vers des normes de pollution de plus en plus drastiques ont poussé les industriels à modifier leurs chambres de combustion. Pour minimiser la production de polluants, la réduction de la température à laquelle se fait la combustion est primordiale. La famille des oxydes d'azote, les NO_x , se forme notamment dans les zones où l'oxygène et l'azote atteignent des températures élevées. D'importantes recherches sont actuellement menées, notamment grâce à de nombreux projets européens, pour mettre au point des systèmes efficaces permettant une combustion dite pauvre, synonyme de faibles niveaux de NO_x . Dans ces systèmes, la combustion se fait en présence d'une grande quantité d'air, ce qui réduit la proportion allouée au refroidissement. La réduction d'air de refroidissement permet également une réduction d'autres types de polluants, comme le monoxyde de carbone ou les imbrûlés, dont la production est due à une mauvaise combustion.
- Le Facteur Radial de Température (FRT) en sortie de chambre doit être le plus homogène possible pour préserver l'intégrité des aubes de la turbine située en aval de la chambre. Le FRT est obtenu par une moyenne azimutale du champ de température. On obtient un profil de température en fonction de la direction radiale. A température maximale de ce profil fixée, un FRT plus homogène sera synonyme d'une meilleure performance. En augmentant le rapport entre air de refroidissement et air dédié à la dilution des gaz chauds dans le coeur de la chambre de combustion, le profil de FRT devient de plus en plus inhomogène, la température proche paroi étant plus froide.
- La durée de vie exigée par les clients des constructeurs de turbines à gaz a singulièrement augmenté

au cours des années. Les composants doivent maintenant pouvoir rester en fonctionnement pour des milliers d'heures de vol. Pour garantir cette durée de vie, un refroidissement efficace des parties solides est indispensable.

Pour toutes ces raisons, les constructeurs de turbines à gaz aéronautiques cherchent à maximiser l'efficacité du refroidissement des parois de la chambre de combustion, c'est-à-dire en augmenter l'efficacité tout en utilisant le moins d'air possible.

1.1.3 Les systèmes de refroidissement par air

Les techniques de refroidissement par air ont évolué au cours de ces dernières décennies, mais le principe est resté inchangé : il s'agit d'utiliser l'air présent autour de la chambre, en l'injectant à l'intérieur. La température de cet air de refroidissement est de l'ordre de 600 à 900 K suivant les moteurs et les régimes de fonctionnement. L'air injecté forme à la paroi un film de protection aérodynamique qui isole la partie solide des gaz chauds. A l'origine, l'air de refroidissement était injecté par de simples fentes. Les évolutions technologiques ont consisté à rechercher des systèmes plus efficaces pour injecter cet air et maximiser les échanges entre l'air froid et la paroi.

Différents systèmes de refroidissement ont été mis au point par les constructeurs. La figure 1.2 présente les schémas de quelques-uns de ces systèmes. Le plus simple consiste à injecter l'air par une fente percée dans la paroi. Ce système est efficace en aval de la zone d'injection. La protection de la paroi est toutefois limitée, car le film de refroidissement ainsi créé se mélange très rapidement à l'écoulement principal. Le refroidissement par air injecté au travers d'une fente sera appelé par la suite refroidissement par film (figure 1.2a). Une autre version consiste à injecter l'air par une rangée de perforations plutôt que par une fente. Cette version du refroidissement par film est couramment utilisée pour refroidir les aubes de la turbine.

Le meilleur système de refroidissement est en réalité basé sur l'utilisation d'un matériau poreux qui laisse passer l'air frais partout où le refroidissement est nécessaire : c'est le refroidissement par transpiration (figure 1.2b). Malheureusement, ce système idéal est inutilisable en pratique dans les turbines à gaz aéronautiques pour des raisons économiques et technologiques : les matériaux poreux coûtent cher et leur résistance mécanique reste faible.

Le refroidissement par transpiration n'est donc pas utilisé mais son principe est à l'origine des systèmes de refroidissement par effusion discrète, c'est-à-dire en injectant de l'air par des petits orifices. C'est le principe de la multi-perforation (voir figure 1.2c) : la paroi est percée de perforations de petit diamètre (typiquement 0.5 mm), par lesquelles l'air est injecté. Les jets ainsi créés côté chambre de combustion coalescent et forment le film de protection à la paroi. La multi-perforation reprend le principe du refroidissement par transpiration à travers un poreux, puisqu'elle protège la zone dans laquelle elle est utilisée, et pas uniquement en aval, comme dans le cas du refroidissement par film. Ce système de refroidissement permet de combiner les effets de la convection côté contournement de la chambre de combustion (à l'extérieur), la convection interne à travers les perforations, et la formation d'un film de protection à la paroi côté chambre de combustion.

Divers systèmes plus complexes ont été imaginés, notamment pour combiner des effets de type im-

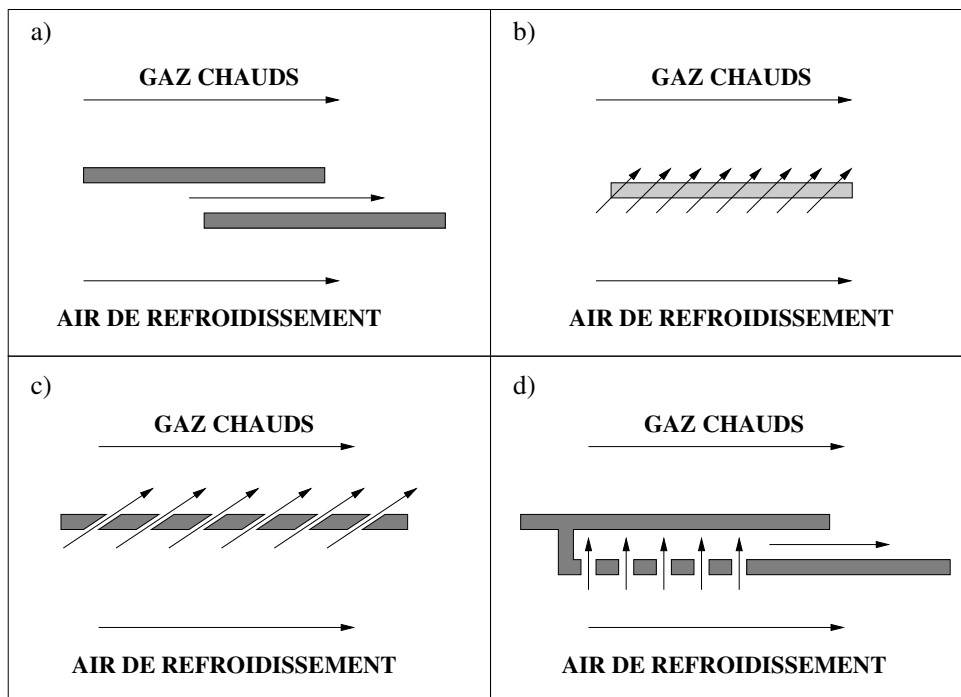


FIG. 1.2 - Exemples de systèmes de refroidissement. (a) Refroidissement par film (b) Refroidissement par transpiration à travers un matériau poreux (c) Refroidissement par multi-perforation (d) Refroidissement par impact et film.

impact de jets et film (Lakshminarayana, 1996; Lefebvre, 1999). Ces systèmes entraînent l'utilisation de plusieurs couches de paroi (voir figure 1.2d). Des jets créés au passage d'un premier niveau de perforations impactent la couche de la paroi exposée aux gaz chauds. L'air est ensuite injecté à l'intérieur de la chambre de combustion au travers d'une fente comme figure 1.2d, ou au travers d'une nouvelle série de perforations.

En pratique, la facilité de mise en oeuvre, le coût limité du perçage et son efficacité correcte permettent à la multi-perforation d'être le système le plus utilisé actuellement pour protéger les parois des chambres de combustion des moteurs aéronautiques modernes. Les chambres actuelles sont percées de milliers de perforations (de l'ordre de 10 000 pour les moteurs Turbomeca). Notons que localement, le refroidissement par film est utilisé, dans les zones les plus exposées ou en amont des zones multi-perforées, le maximum du refroidissement pour la multi-perforation seule n'étant atteint qu'après quelques rangées de perforations.

C'est la technique de multi-perforation qui constitue le sujet de ces travaux de thèse, et plus précisément sa représentation dans les simulations numériques d'écoulements à l'intérieur de la chambre de combustion.

1.2 La simulation numérique des écoulements turbulents. Application aux turbines à gaz

1.2.1 Les écoulements turbulents

Les écoulements rencontrés dans la nature ou dans les applications industrielles sont souvent dans un régime appelé turbulent. Les écoulements turbulents sont instationnaires et présentent de fortes variations spatiales. Les écoulements laminaires, par opposition à turbulents, sont des écoulements organisés, dont les particules fluides suivent des trajectoires parallèles (Chassaing, 2000). Un même écoulement peut être en régime laminaire ou turbulent, suivant les paramètres qui le caractérisent. La discrimination entre écoulements laminaires et turbulents est faite en utilisant un rapport appelé nombre de Reynolds et noté Re . Ce nombre adimensionnel compare les forces d'inertie aux forces de viscosité :

$$Re = \frac{U.L}{\nu} = \frac{\rho.U.L}{\mu}.$$

U et L sont respectivement une vitesse et une longueur caractéristiques de l'écoulement, ν est la viscosité cinématique du fluide. Une expression faisant intervenir la viscosité dynamique du fluide $\mu = \rho\nu$, avec ρ la masse volumique caractéristique, est aussi utilisée. Les écoulements laminaires sont donc caractérisés par de faibles nombres de Reynolds : les forces d'inertie sont insuffisantes pour déstabiliser l'organisation de l'écoulement maintenue par les forces de viscosité. Un écoulement laminaire dont on augmente le nombre de Reynolds (par exemple en augmentant la vitesse caractéristique) se déstabilise et devient turbulent. On parle alors de *transition* vers la turbulence. La limite entre régime laminaire et régime turbulent n'est pas fixe, car de nombreux paramètres peuvent influencer le seuil de la *transition* à la turbulence. A titre d'exemple, il est communément admis que pour un écoulement en canal, la limite se situe autour de $Re \approx 2000$.

Un exemple d'écoulement turbulent est montré en figure 1.3. Un jet débouche dans un écoulement incident venant de la gauche. Le jet se déstabilise, en formant des grosses structures appelées tourbillons de la couche cisailée. A partir d'une certaine distance de la paroi, le jet est complètement déstabilisé et devient turbulent. Les flèches montrent la présence de structures de grande taille de plus en plus perturbées par des petites structures, à mesure que le jet devient turbulent. La figure 1.3 montre ainsi la présence dans l'écoulement turbulent d'échelles spatiales de tailles très différentes. La plage d'échelles rencontrées dans les écoulements turbulents dépend du nombre de Reynolds : on dit que la séparation entre échelles (rapport entre la taille des plus grandes et des plus petites échelles) augmente avec le nombre de Reynolds. Les grandes échelles présentes dans un écoulement turbulent sont liées aux caractéristiques géométriques de l'écoulement. La taille des plus grandes structures d'un jet turbulent est du même ordre de grandeur que le diamètre du conduit d'amenée. De même les échelles de fluctuation de vitesse sont de l'ordre de la vitesse RMS (pour Root Mean Square, écart type à la vitesse moyenne) observée dans l'écoulement, qui a le même ordre de grandeur que la vitesse caractéristique U . La vitesse caractéristique de ces fluctuations est notée u_t . La plus grande échelle est appelée échelle intégrale et notée l_t . Le nombre de Reynolds turbulent, basé sur ces grandeurs (équation 1.1), est grand car de l'ordre du nombre de Reynolds de l'écoulement.

$$Re_t = \frac{u_t.l_t}{\nu}. \quad (1.1)$$



FIG. 1.3 - Jet transverse turbulent. Image obtenue par [Rivero et al. \(2001\)](#) par fluorescence induite par plan laser.

Les grandes échelles sont donc contrôlées par l'inertie et peu affectées par la viscosité. Les plus petites échelles de l'écoulement, quant à elles, sont d'autant plus petites que l'écoulement est turbulent. La plus petite échelle présente est appelée échelle de Kolmogorov et notée η_k .

Selon le concept de cascade d'énergie ([Richardson, 1922](#)), les grandes échelles sont instables et disparaissent en transférant de l'énergie aux échelles plus petites et ainsi de suite. Le processus de cascade se poursuit jusqu'à atteindre les échelles de taille minimale, qui sont dissipées par viscosité. [Kolmogorov \(1941\)](#) complète la description de la cascade d'énergie par plusieurs hypothèses qui permettent d'éclaircir les points laissés en suspens par [Richardson \(1922\)](#). Il découle des hypothèses de Kolmogorov que le flux d'énergie entre une échelle et la suivante est constant. Ce flux correspond au montant de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence. Pour une échelle donnée de taille d associée à une vitesse caractéristique u'_d , le taux de dissipation ϵ s'écrit

$$\epsilon = \frac{u'_d{}^3}{d}. \quad (1.2)$$

Le long de la cascade d'énergie, les échelles de vitesse et de longueur diminuent jusqu'à atteindre les valeurs u'_k et η_k , telles que

$$Re_k = \frac{u'_k \cdot \eta_k}{\nu} = 1. \quad (1.3)$$

A l'échelle de Kolmogorov, les forces de viscosité l'emportent sur les forces d'inertie et dissipent les structures turbulentes : des échelles plus petites ne peuvent être observées. La combinaison des équations

(1.2) et (1.3) permet d'estimer les grandeurs caractéristiques de l'échelle de Kolmogorov (taille, vitesse et temps τ_k) uniquement en fonction de la dissipation, directement pilotée par les grandes échelles, et de la viscosité :

$$\eta_k = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{4}}, \tag{1.4}$$

$$u_k = (\nu\epsilon)^{\frac{1}{4}}, \tag{1.5}$$

$$\tau_k = \frac{\eta_k}{u_k} = \left(\frac{\nu}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{1.6}$$

Il est possible également d'estimer la séparation des échelles en fonction du nombre de Reynolds turbulent :

$$\frac{l_t}{\eta_k} = Re_t^{3/4}. \tag{1.7}$$

Une représentation classique en turbulence consiste à tracer l'énergie cinétique turbulente contenue dans les échelles de turbulence de taille d , $E_d = \frac{1}{2}(u'_d)^2$, sous forme de spectre, en fonction du nombre d'onde $k = 2\pi/d$ associé à chaque échelle (figure 1.4).

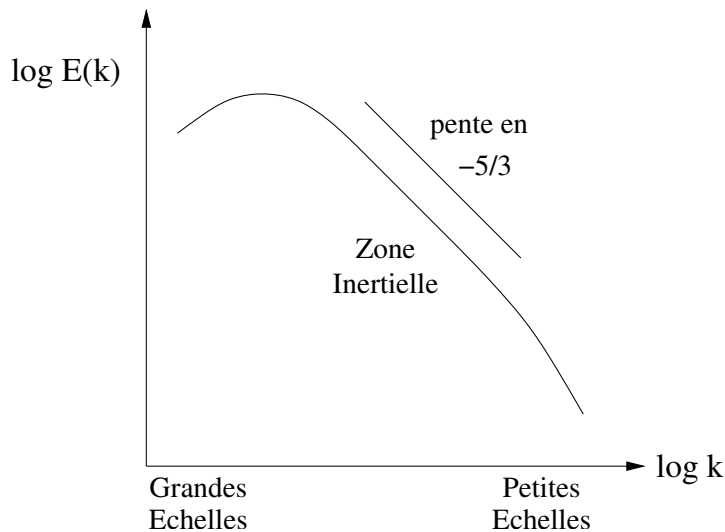


FIG. 1.4 - Spectre d'énergie cinétique turbulente.

On sépare classiquement le spectre d'énergie cinétique turbulente en trois zones. La première est celle des grandes échelles (petits nombres d'onde). L'énergie associée à ces grandes échelles est importante. C'est la plage d'échelles qui reçoit l'énergie du mouvement moyen. A l'opposé du spectre, les petites échelles (grands nombres d'onde) sont celles qui contiennent le moins d'énergie. Ce sont ces échelles qui sont dissipées par la viscosité. Au-delà d'un certain nombre d'onde (correspondant à l'échelle de Kolmogorov), l'énergie cinétique turbulente est nulle : il n'existe plus d'échelles associées à ces nombres

d'onde car elles ont été dissipées par la viscosité. Une zone intermédiaire est finalement définie : elle est appelée zone inertielle. Dans la zone inertielle, le comportement des échelles est dicté par le mécanisme de cascade d'énergie. Cette zone est d'autant plus large que le nombre de Reynolds est élevé (c'est la séparation des échelles). L'énergie cinétique turbulente présente, dans la zone inertielle, une variation en $k^{-5/3}$. Ce spectre va nous permettre de représenter schématiquement différents modes de simulation numérique des écoulements turbulents.

1.2.2 La simulation numérique des écoulements turbulents

Il existe plusieurs façons d'étudier les écoulements turbulents. La première, la plus naturelle, est expérimentale. Cette approche de mesure et d'observation des écoulements a longtemps été la seule à permettre l'étude de la mécanique des fluides dans des cas complexes. L'approche analytique permet également d'étudier la mécanique des fluides, mais elle est limitée à des configurations simples, pour lesquelles des simplifications des équations régissant le mouvement du fluide sont possibles. Ce système d'équations, appelé équations de Navier-Stokes, est en effet complexe et ne peut être résolu dans un cas quelconque. Avec l'essor du calcul scientifique est né un nouvel outil pour l'étude des écoulements turbulents : la simulation numérique. Elle consiste à discrétiser les équations de Navier-Stokes. Il existe plusieurs façons de réaliser des simulations numériques d'écoulements turbulents. Le choix de la méthode dépend du type d'informations recherchées et des ressources informatiques disponibles.

Simulation Numérique Directe

Le mouvement d'un fluide est bien décrit par les équations de Navier-Stokes. La discrétisation de ces équations permet donc la représentation d'un écoulement turbulent, sans modélisation supplémentaire. On effectue dans ce cas une Simulation Numérique Directe (SND ou DNS en anglais pour *Direct Numerical Simulation*). Comme spécifié dans le paragraphe précédent, les écoulements turbulents sont instationnaires et présentent une large plage de tailles caractéristiques. Une estimation du nombre de points nécessaires à une bonne résolution spatiale de l'écoulement est possible en considérant que l'on doit résoudre à la fois l'échelle intégrale l_t et l'échelle de Kolmogorov η_k . En trois dimensions, en utilisant la relation (1.7) le nombre N de points du maillage est donc tel que

$$N \propto Re_t^{9/4}. \quad (1.8)$$

Le nombre de points requis devient vite prohibitif, même pour des nombres de Reynolds de turbulence moyens. La taille du maillage dépend du problème considéré ainsi que de la précision du schéma numérique utilisé (Moin & Mahesh, 1998), mais on pourra retenir que multiplier Re_t par 2 nécessite environ 4.8 fois plus de points. C'est pourquoi cette approche est réservée aux activités de recherche fondamentale (Reynolds, 1989; Moin & Mahesh, 1998), les écoulements industriels étant souvent à des nombres de Reynolds turbulents élevés. Des solutions alternatives sont nécessaires pour les calculs en milieu industriel.

Résolution des Equations de Navier-Stokes moyennées

A l'opposé de la SND, il existe la simulation numérique des équations de Navier-Stokes moyennées (ou RANS en anglais pour Reynolds-Averaged Navier-Stokes). On résout alors les équations d'évolution des grandeurs moyennées. Sous les hypothèses d'ergodicité, la dépendance en temps des grandeurs moyennées disparaît et la simulation est stationnaire. Les équations moyennées diffèrent des équations de Navier-Stokes originelles par plusieurs aspects : les quantités recherchées sont des quantités moyennées et la turbulence est prise en compte par l'apparition de termes supplémentaires matérialisant son effet sur les grandeurs moyennes. Ces termes, qui mettent en jeu des corrélations entre quantités fluctuantes, doivent être fermés à l'aide de modèles spécifiques. L'avantage des méthodes RANS est incontestablement le gain de temps de calcul qu'il permet d'obtenir par rapport à la SND. Quand la SND nécessite un maillage fin pour représenter les plus petites échelles de la turbulence, les simulations RANS n'ont besoin que de représenter les gradients présents dans le champ moyen, le reste étant modélisé. Le principal désavantage de ces méthodes provient de la modélisation de la turbulence. La modélisation s'appuie souvent sur des simplifications qui ne sont vraies que sous certaines hypothèses (par exemple isotropie des fluctuations, grand nombre de Reynolds turbulent...). Ainsi, un modèle RANS adapté à une certaine configuration ne sera pas forcément performant pour résoudre un problème différent. Pour des problèmes présentant une fluctuation intrinsèque en temps, on utilise également la version instationnaire de la méthode RANS, le U-RANS : par exemple en aérodynamique (fluctuations de la position d'une aile) ou en turbomachine (interaction rotor-stator dans un compresseur). Grâce à leur coût limité en temps de calcul, les méthodes RANS sont encore aujourd'hui l'outil de simulation de prédilection en industrie. Pour plus de détails sur les méthodes RANS et la modélisation de la turbulence, on pourra se reporter à [Ferziger & Perić \(1997\)](#) et [Chassaing \(2000\)](#).

Simulation des Grands Echelles

Une autre méthode, souvent présentée comme intermédiaire entre le RANS et la SND, est la Simulation des Grandes Echelles (SGE ou LES pour Large-Eddy Simulation en anglais). En SGE, les contributions des plus grandes échelles de la turbulence sont calculées et seules les plus petites structures sont modélisées. Concernant les équations résolues, le principe est d'introduire un opérateur de moyenne spatiale filtrée dans les équations de Navier-Stokes. Les grandeurs résolues sont donc des grandeurs filtrées. Seules les structures de taille plus grande que la taille caractéristique du filtre sont résolues. L'effet des plus petites structures de la turbulence apparaît au travers de termes qui nécessitent une modélisation. L'intérêt de ces méthodes est de combiner résolution des aspects instationnaires de l'écoulement turbulent, accès à des nombres de Reynolds modérés voire élevés, tout en utilisant des modèles *a priori* moins empiriques qu'en RANS. Le fait de limiter la modélisation aux petites échelles permet d'utiliser des hypothèses plus universelles pour traiter leur influence, les grandes échelles dépendant plus fortement du cas traité. La SGE connaît un essor important ces dernières années, aussi bien dans des configurations académiques de type Turbulences Homogènes Isotropes ([Chasnov, 1991](#); [Métais & Lesieur, 1992](#)), canaux turbulents ([Deardorff, 1970](#); [Moin & Kim, 1982](#)), couches de mélange ([Lesieur *et al.*, 1988](#); [Vreman *et al.*, 1997](#)), couches limites ([Biringen & Reynolds, 1981](#); [Ducros *et al.*, 1996](#)), jets ([Akselvoll & Moin, 1996](#); [Yuan *et al.*, 1999](#)), que dans des configurations industrielles ([Moin & Apte, 2006](#); [Hah *et al.*, 2006](#); [Vermorel *et al.*, 2007](#); [Schmitt *et al.*, 2007](#); [Wang *et al.*, 2007](#)). C'est cette méthode qui sera utilisée

dans ces travaux. Une description plus détaillée de la SGE et du code utilisé est proposée au chapitre 3.

Résumé et comparaisons des méthodes de simulation

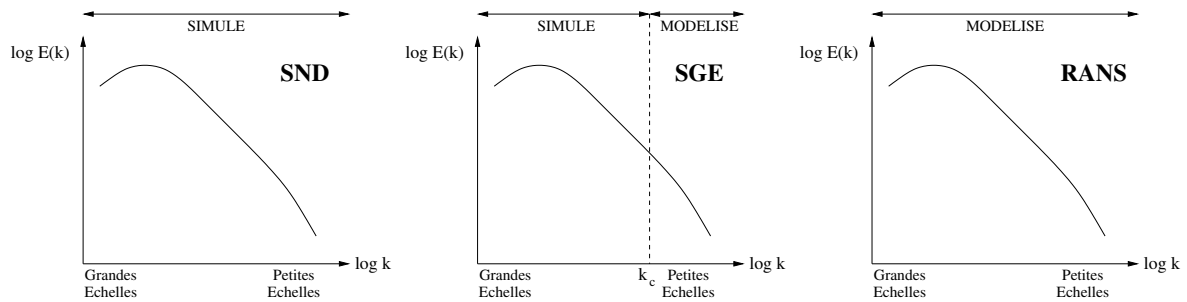


FIG. 1.5 - Spectre d'énergie cinétique turbulente et simulation numérique : comparaison des méthodes de SND, SGE et RANS.

Le principe des trois principales méthodes de simulation numérique peut être schématisé en utilisant le spectre d'énergie cinétique turbulente présenté figure 1.5. Dans l'approche SND, l'intégralité du spectre est résolu par la simulation, alors que dans les méthodes RANS, tout le spectre est modélisé. En SGE, un nombre d'onde de coupure k_c est introduit. Au-delà de ce nombre d'onde, les échelles de la turbulence sont modélisées. Les grandes échelles (ou petits nombres d'onde) sont résolues par la simulation. L'utilisation de ces trois méthodes de simulation numérique des écoulements turbulents dépend essentiellement du type de renseignements recherchés et de la puissance de calcul disponible.

1.2.3 Simulation numérique et turbines à gaz

Comme précisé précédemment, l'utilisation de la simulation numérique doit bien sûr s'adapter au type d'informations recherchées : nous allons détailler l'utilisation qu'il est possible de faire des différents types de simulations dans le contexte des turbines à gaz.

Ces dernières décennies, l'augmentation considérable des capacités informatiques a permis aux industriels de réduire fortement les coûts de développement des turbines à gaz : les tests expérimentaux sont extrêmement chers et peu à peu, la simulation des écoulements, moins coûteuse, a permis de réduire le nombre de tests sur banc d'essai. Idéalement des simulations préliminaires devraient permettre de ne tester au final qu'un nombre très restreint de prototypes sur banc d'essai. Les expérimentations restent néanmoins indispensables, pour la mise au point de parties spécifiques de la turbine à gaz ou pour le développement ou la validation de modèles numériques. Quoiqu'il en soit, l'industrie a besoin d'outils numériques performants, précis et rapides pour le développement des turbines à gaz.

Les écoulements dans les turbines à gaz sont des écoulements à haut nombre de Reynolds et les géométries sont complexes. Ces éléments rendent aujourd'hui encore l'utilisation de la SND impossible pour résoudre l'écoulement dans les turbines à gaz, que ce soit dans les parties tournantes (compos-

seurs, turbines) ou dans la chambre de combustion. Au contraire, du fait de leur caractère industriel, les écoulements dans les turbines à gaz sont le plus souvent résolus par des méthodes RANS, beaucoup moins coûteuses en temps de calcul : voir par exemple [Callot \(2002\)](#) et [Gourdain \(2005\)](#) pour les écoulements dans les machines tournantes, [Bogard & Thole \(2006\)](#) sur les thématiques de refroidissement ou encore [Eggels & Hassa \(2005\)](#) ou [Boudier *et al.* \(2007a\)](#) pour des résultats RANS et de SGE dans les chambres de combustion. Les codes de calcul RANS peuvent également être intégrés à des outils plus complexes, comme une chaîne d'optimisation dans la thèse de [Duchaine \(2007\)](#). Les outils numériques RANS sont bien implantés chez les industriels, qui les utilisent quotidiennement. Snecma et Turbomeca utilisent par exemple le code de calcul RANS N3S-Natur, qui est une copropriété Snecma, Turbomeca et EDF, dont la maîtrise d'œuvre est assurée par la société INCKA-Simulog ([Martin, 2006a,b](#)).

La SND n'est pas sans intérêt pour les turbines à gaz, mais n'y est pas utilisée spécifiquement. Elle permet le développement de modèles potentiellement utilisables dans le contexte des turbines à gaz. Parmi les SND ayant vocation à traiter des problèmes pour les turbines à gaz, citons par exemple [Muldoon & Acharya \(2006\)](#), qui effectuent une SND de jet incliné de refroidissement d'aubes de turbines afin de proposer une adaptation du modèle RANS $k-\epsilon$ dans le cas des jets transverses inclinés. Un autre exemple est celui des SND de flammes prémélangées ([Colin *et al.*, 2000](#)) en vue du développement du modèle de combustion dit modèle de flamme épaissie ([Poinsot & Veynante, 2001](#)).

La SGE est à présent utilisée pour la simulation des écoulements dans les chambres de combustion des turbines à gaz. Des groupes comme ceux du CERFACS ([Roux *et al.*, 2005](#); [Boudier *et al.*, 2007a](#); [Sengissen *et al.*, 2007](#); [Schmitt *et al.*, 2007](#)), du Center of Turbulence Research de l'université de Stanford ([Mahesh *et al.*, 2001](#); [Ham *et al.*, 2003](#); [Moin, 2004](#); [Moin & Apte, 2006](#)), du Georgia Institute of Technology ([Kim *et al.*, 1999](#); [Sankaran & Menon, 2002](#); [Menon & N., 2006](#); [El-Asrag & Menon, 2007](#)), de l'Institute of Energy and Power Plant Technology à Darmstadt ([Janus *et al.*, 2007](#); [Freitag & Janicka, 2007](#)), ou encore de l'Université Pennsylvania State ([Lieuwen & Yang, 2005](#); [Huang *et al.*, 2006](#); [Wang *et al.*, 2007](#)) ont fortement contribué à développer ce type d'approches dans les laboratoires de recherche. Les simulations les plus récentes ont montré la capacité de la SGE à résoudre l'écoulement dans des configurations industrielles typiques de plus en plus réalistes.

En résumé, les méthodes RANS sont très largement utilisées et bien maîtrisées pour les simulations d'écoulements dans les turbines à gaz. Leur utilisation est surtout réservée aux industriels. Cependant, les contraintes actuelles de développement poussent les motoristes vers des configurations dites prémélangées pauvres, qui sont sensibles aux instabilités de combustion ([Lieuwen & Yang, 2005](#)). Les méthodes RANS ne sont pas adaptées pour étudier ce type de phénomènes. En conséquence, les méthodes de SGE ont été de plus en plus appliquées dans les turbines à gaz. La SND, quant à elle, conserve un rôle de développement de modèles.

Dans ce paragraphe, l'accent a été mis sur l'utilisation des méthodes numériques pour le développement des turbines à gaz. Cela ne veut en aucun cas signifier que les expériences n'ont pas d'utilité dans ce contexte. Outre les tests des moteurs complets, des parties tournantes sur banc, les travaux expérimentaux sont indispensables aussi bien au développement des turbines à gaz que des outils numériques : des travaux expérimentaux sont menés en permanence pour le compte des constructeurs de turbines à gaz, afin d'approfondir la connaissance de phénomènes complexes tels que la combustion diphasique, l'atomisation de spray, la combustion turbulente ou encore la dynamique de nappes liquides

sur une paroi, et permettre la validation des outils numériques en développement.

1.2.4 Simulation numérique et multi-perforation

Comme détaillé en section 1.1.3, les parois des chambres de combustion récentes sont percées de milliers de petites perforations, de diamètre de l'ordre de 0.5 mm. Les jets qui sortent de ces perforations induisent la présence d'échelles extrêmement petites (de l'ordre de la dizaine de micromètres) près des parois de la chambre de combustion, aussi bien dans l'écoulement moyen que dans l'écoulement instationnaire turbulent. D'autre part, les plus grandes échelles de l'écoulement dans la chambre de combustion sont de l'ordre de 0.1 m. La séparation des échelles est donc très importante. La présence de ces petits jets, qui sont de surcroît très nombreux, pose problème au niveau de la résolution spatiale nécessaire à la simulation de l'écoulement dans la chambre de combustion d'une turbine à gaz refroidie par multi-perforation, aussi bien en RANS qu'en LES. La résolution de l'ensemble des jets issus des perçages engendrerait des maillages très lourds, incompatibles avec les délais courts imposés par les contraintes industrielles. Cependant, les débits passant par les parois multi-perforées dans les chambres de combustion des turbines à gaz aéronautiques modernes sont très importants : il n'est donc pas question de négliger la multi-perforation.

En conséquence, un modèle reproduisant l'effet des parois multi-perforées sur un maillage « grossier » est indispensable pour réaliser un calcul réaliste de l'écoulement dans une chambre de combustion. Ceci est également vrai à l'extérieur de la paroi, dans la zone appelée contournement, où les perforations aspirent l'air de refroidissement. Les simulations numériques de chambre de combustion incluent de plus en plus la partie contournement, notamment dans un souci de réalisme pour les études d'instabilité de combustion (Boudier *et al.*, 2007b; Staffelbach *et al.*, 2007; Sensiau *et al.*, 2007) ou pour résoudre l'écoulement dans les vrilles de l'injecteur et ainsi repousser au maximum la position des conditions limites pour réduire leur influence sur le calcul.

La modélisation, sur des maillages grossiers, des écoulements en proche paroi est une problématique classique de la simulation numérique : la condition d'adhérence aux parois impose de très forts gradients sur le champ moyen et, même pour les calculs RANS, l'utilisation d'un maillage fin est nécessaire afin de résoudre les gradients à la paroi. Une alternative à la résolution des écoulements proche paroi consiste à associer à un maillage grossier un modèle qui permet de reproduire l'effet macroscopique de la paroi sur l'écoulement affleurant. C'est la distinction entre les approches dites Bas Reynolds, dans laquelle l'écoulement près des parois solides est résolu, et Haut Reynolds, dans laquelle un modèle dit loi de paroi (von Karman, 1934; Schlichting & Gersten, 2000) est utilisé pour estimer les flux pariétaux (frottement et flux de chaleur pour des parois imperméables). Cette loi permet de relier le comportement moyen à la paroi au comportement moyen de l'écoulement dans la zone pleinement turbulente.

L'approche Haut Reynolds est extrêmement séduisante, puisqu'elle permet une prise en compte des effets de la paroi sans pour autant nécessiter la résolution fine de l'écoulement. Toutefois, elle est basée sur un certain nombre d'hypothèses qui en limitent *a priori* la portée (Schlichting & Gersten, 2000). De nombreux travaux ont été menés ces dernières années pour en élargir le champ d'application (présence de gradient de densité, aspects instationnaires) ou pour traiter des problèmes plus complexes tels que les parois rugueuses, les décollements ou les réactions chimiques avec la paroi. Dernièrement, les industriels

ont manifesté le besoin d'avoir un modèle de paroi pour la multi-perforation. Des études ont été menées ces dix dernières années dans ce sens. Toutefois, aucune n'a abouti à la modélisation de l'écoulement autour d'une paroi multi-perforée.

1.3 Objectifs et plan de la thèse

Ce travail de thèse se situe dans la continuation de plusieurs autres études lancées ces dernières années sous l'impulsion de Snecma et Turbomeca. On peut recenser plusieurs travaux ayant eu lieu dans les laboratoires CNRS de Poitiers, le Laboratoire de Combustion et Détonique et le Laboratoire d'Etudes Thermiques (Champion, 1997; Foulon, 1999; Rouvreau, 2001; Petre, 2001; Messaadi, 2003; Nguyen-Phu, 2006) et à l'Université de Pau (Emidio, 1998; Miron, 2005), tous consacrés à l'écoulement autour d'une paroi multi-perforée. Tous ces travaux ont permis d'améliorer les connaissances sur les écoulements autour de parois multi-perforées, soit dans des cas très proches de ceux rencontrés en fonctionnement dans les moteurs, soit dans des configurations mieux adaptées aux mesures fines de l'écoulement. D'autres thèses sont également en cours à Turbomeca (Aurélien Most, 2007, encadré par Pascal Bruel) et à l'ONERA Toulouse, en collaboration avec l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (Brice Michel, 2008, encadré par Azeddine Kourta et Pierre Gajan).

Dans ce manuscrit, nous allons présenter une démarche différente de celles proposées jusqu'à présent. Cette démarche, basée sur la Simulation des Grandes Echelles raffinée à la paroi, permet d'obtenir des données fines de l'écoulement autour et à l'intérieur de la paroi perforée. A partir des résultats de ces simulations, un modèle est proposé, ainsi qu'une estimation des erreurs associées. Toute cette démarche a été effectuée en lien étroit avec Snecma et surtout Turbomeca, au travers du projet européen INTELLECT-DM (EU Project AST3-CT-2003-502961, www.intellect-dm.org). Ce programme de 4 ans (2004-2007) fait partie du Framework Program 6. INTELLECT-DM a pour objectif global de proposer une méthode de conception pour les chambres de combustion de turbines à gaz à faibles émissions. Cette méthodologie requiert des connaissances scientifiques précises sur de nombreuses technologies utilisées dans les brûleurs des turbines à gaz. L'étude de la multi-perforation fait partie des travaux sur le refroidissement menés dans le cadre de ce projet. Un résumé des travaux effectués dans le cadre d'INTELLECT-DM a été présenté à la première European Air and Space Conference, 10-13 septembre 2007 à Berlin (Von Der Bank *et al.*, 2007).

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous nous intéresserons à la question suivante : comment modéliser l'effet de l'injection/aspiration à travers une paroi multi-perforée sur un maillage grossier, incapable de reproduire la structure fine de l'écoulement près de la paroi ? Après ce chapitre introductif, nous nous pencherons en chapitre 2 sur les données disponibles en établissant quels types d'informations sont nécessaires à la construction d'un modèle adapté à la multi-perforation dans les turbines à gaz aéronautiques. Etant donné les insuffisances des données disponibles, il a été décidé de générer les résultats numériques qui doivent servir de base à la dérivation du modèle. Dans le chapitre 3, l'outil numérique est présenté. Dans un premier temps, une configuration isotherme est étudiée. Les tests établissant la sensibilité des résultats à divers paramètres numériques sont détaillés en chapitre 4. L'analyse physique des résultats est détaillée grâce à l'inclusion en chapitre 5 d'un article accepté dans le Journal of Fluid Mechanics. A partir de l'analyse des résultats obtenus en chapitre 5, le chapitre 6 présente

une première proposition de modèle pour le cas isotherme. Des tests *a posteriori* sont analysés dans un article en préparation pour l'AIAA Journal, inclus dans le document : il s'agit de la simulation d'une expérience à l'échelle 10, dans laquelle la paroi perforée expérimentale est remplacée par le modèle de paroi. Le chapitre 7 permet de décrire l'extension de la méthode à des cas anisothermes. Les résultats d'une simulation anisotherme sont détaillés dans un article accepté dans la conférence TSFP5 et présenté en août 2007 à Munich. Nous étudierons également comment étendre le modèle isotherme à des cas anisothermes.

Chapitre 2

L'écoulement autour d'une paroi multi-perforée

Ce chapitre a pour but de faire le point sur la connaissance de l'écoulement autour d'une paroi multi-perforée. Cet écoulement est complexe et de nombreux aspects différents peuvent être abordés. La structure du chapitre est la suivante. En introduction, nous ferons un bref historique de la recherche sur le refroidissement des parois par injection d'air. Puis, dans une première partie (2.1), l'écoulement autour d'une paroi perforée est présenté. Les paramètres géométriques et aérodynamiques qui contrôlent cet écoulement sont définis. Avant de détailler les études existantes sur la multi-perforation, nous préciserons quelles données sont fondamentales pour la modélisation de la multi-perforation.

On peut regrouper les études de multi-perforation, et plus généralement de refroidissement par air, en trois catégories, suivant le sujet d'investigation :

- Pertes de charge à travers la paroi
- Thermique de la paroi
- Dynamique de l'écoulement

Ces trois groupes vont constituer nos axes d'études pour ce chapitre consacré à la synthèse des travaux existants : à chacun de ces trois thèmes est consacrée une partie de ce chapitre (2.2 à 2.4). La dernière partie du chapitre (2.5) est une synthèse de cette étude bibliographique qui nous permettra de répondre à la question suivante : les données nécessaires à la construction d'un modèle pour la multi-perforation existent-elles dans la littérature ?

*

Le refroidissement d'une paroi par injection d'air est une technique qui a suscité de nombreuses études au cours des dernières décennies. Le sujet de ces travaux a bien entendu évolué avec les technologies employées : parois poreuses, injection par fentes ou par perforations, soit isolées soit regroupées en un petit nombre de rangées, ou encore multi-perforation.

Le refroidissement par effusion d'air à travers une paroi poreuse est reconnu comme étant le système le plus efficace pour protéger une paroi : le refroidissement obtenu est homogène et est utilisé de façon

locale, uniquement dans les zones à refroidir. Les taux de soufflage (rapports de quantité de mouvement entre fluide injecté et écoulement principal) nécessaires à un bon refroidissement sont faibles dans le cas d'effusion par une paroi poreuse (Moffat & Kays, 1968; Goldstein, 1971; Bellettre *et al.*, 2000; Brillant, 2004). L'injection étant faible, la structure de la couche limite est peu modifiée. Des lois de parois pour une couche limite se développant sur une paroi avec soufflage faible sont ainsi disponibles (Simpson, 1970; Silva-Freire *et al.*, 1995). Le refroidissement par effusion à travers une paroi poreuse allie donc grande efficacité de refroidissement et facilité de représentation dans les codes numériques. Ce serait le système idéal s'il n'était limité par des contraintes technologiques qui empêchent son utilisation dans les turbines à gaz, du moins à l'heure actuelle : les pores se bouchent facilement et les résistances mécaniques qu'offrent ces matériaux sont trop faibles. Ainsi, des systèmes alternatifs ont dû être mis au point.

Les premiers systèmes de refroidissement sont très simples et correspondent à une injection d'air au travers d'une fente. Dans les années 1950 et 1960, c'est ce type d'injection qui est le plus étudié. Le caractère bi-dimensionnel de cette configuration permet de limiter le nombre de paramètres d'étude. Parmi ces études, de nombreuses s'intéressent à des injections tangentielles à la paroi à refroidir, avec des géométries très variables. Le lecteur pourra se reporter au chapitre de Goldstein (1971) traitant de *Film Cooling*, dans *Advances in Heat Transfer*. Dans ce chapitre, Goldstein récapitule les travaux expérimentaux sur le refroidissement par injection d'air, essentiellement par fente. Les études de refroidissement par film assuré par des perforations isolées ou des rangées de perforations sont plus récentes. L'équipe de R. J. Goldstein, à l'Université du Minnesota et en collaboration avec la National Aeronautics and Space Administration (NASA) va produire de nombreux travaux (Goldstein *et al.*, 1968, 1969; Erikson, 1971; Erikson & Goldstein, 1974a,b) ayant trait aux transferts de chaleur en aval d'un jet débouchant de trous cylindriques dans une couche limite de température différente. En ce qui concerne le refroidissement, le transfert de chaleur à la paroi présente également des variations dans la direction transverse à l'écoulement. Toutes les configurations de refroidissement par fentes ou par perforations isolées ont un principe différent du refroidissement par transpiration : l'air injecté sert à protéger la zone située en aval de l'injection.

Les premières études concernant plusieurs rangées de perforations sont menées dans les années 70 (LeBrocq *et al.*, 1973; Metzger *et al.*, 1973). Ces études expérimentales permettent d'estimer la dépendance de l'efficacité de refroidissement à de nombreux paramètres géométriques et aérodynamiques. Des règles de conception émergent et des modèles de calcul d'efficacité sont proposés (Metzger *et al.*, 1973; Mayle & Camarata, 1975). La multi-perforation se rapproche plus du refroidissement par transpiration que la fente : elle permet de refroidir la paroi à la fois dans la zone d'injection et en aval (Mayle & Camarata, 1975). Cependant, les travaux sur la multi-perforation restent peu nombreux devant le nombre d'études concernant une perforation ou une rangée de perforations, car l'essentiel des études est consacré au refroidissement des aubes de turbines (où la multi-perforation n'est que rarement utilisée) plutôt qu'à celui des parois des chambres de combustion. Pour plus de détails sur le refroidissement des aubes des turbines, le lecteur pourra se reporter à l'article de revue de Bogard & Thole (2006) qui lui est consacré.

Toutefois, au début des années 1980, des études expérimentales importantes sont menées à l'Université de Stanford par le groupe de Kays et Moffat (Crawford *et al.*, 1980a,b; Yavuzkurt *et al.*, 1980a,b). Les études par Yavuzkurt *et al.* (1980a,b) sont les premières à vraiment traiter le comportement aérodynamique de l'écoulement au-dessus d'une plaque multi-perforée : les études menées auparavant

ne caractérisent que les transferts de chaleur, alors que l'étude de [Yavuzkurt et al. \(1980a,b\)](#) marque le début d'une tentative de compréhension profonde de la structure de l'écoulement. Cette compréhension est en fait primordiale en vue d'une possible dérivation d'une loi permettant de déterminer les flux à la paroi à partir des grandeurs mesurées à l'extérieur, comme pour la loi de paroi classique logarithmique dans le cas d'une paroi imperméable ([von Karman, 1934](#); [Schlichting & Gersten, 2000](#)).

Ces dernières années sont marquées par l'utilisation massive de la multi-perforation pour refroidir les parois de chambre de combustion, par de nombreux acteurs industriels. L'orientation des études s'en ressent. Il s'agit maintenant de caractériser les imperfections dues au mode de perçage ([Jovanovic et al., 2006](#); [Most, 2007](#); [Most & Bruel, 2007](#)), de mesurer directement l'efficacité de refroidissement sur des échantillons réels ([Champion, 1997](#); [Rouveau, 2001](#)), ou d'obtenir des informations sur l'écoulement suffisamment précises et détaillées pour aboutir à la modélisation de la multi-perforation ([Gustafsson, 2001](#); [Miron, 2005](#); [Scrittore et al., 2007](#)).

2.1 Présentation de la configuration de multi-perforation

2.1.1 Description générale

La multi-perforation est donc un système de refroidissement des parois des chambres de combustion. L'image 2.1 permet de voir une paroi de chambre de combustion multi-perforée. De petites perforations (de diamètre environ 0.5 mm), ont été percées dans la paroi de cette chambre de combustion Turbomeca. On compte une trentaine de rangées de perforations disposées en quinconce. L'air qui circule à l'extérieur entre dans la chambre de combustion par ces perforations. Les trous peuvent être percés dans la paroi par différentes techniques, comme le laser ou le faisceau d'électrons.

Sur les bancs expérimentaux, on représente le plus souvent la configuration de multi-perforation de la façon suivante : deux écoulements en canal, l'un chaud, l'autre froid, sont séparés par une paroi. Sur une certaine portion, la paroi est perforée. Des canaux droits sont généralement utilisés, la courbure de la paroi étant alors négligée. Les canaux sont fermés dans la direction transverse par des parois placées le plus loin possible de la zone de mesure. Cette situation est schématisée figure 2.2.

L'écoulement principal chaud représente l'écoulement dans la chambre de combustion. Les grandeurs relatives à cet écoulement seront indicées 1. L'écoulement principal froid représente l'air circulant à l'extérieur de la chambre de combustion. Les grandeurs associées sont indicées 2. Une partie du gaz de l'écoulement 2 traverse la paroi perforée et forme les jets de la multi-perforation, côté écoulement chaud. Un écoulement de canal n'est pas toujours utilisé pour représenter l'extérieur de la chambre de combustion. De nombreuses études sont réalisées avec un *plenum* : tout l'air qui y est injecté passe par les perforations. La vitesse de cet écoulement est donc très proche de zéro. Cette configuration n'est cependant pas représentative du refroidissement des murs de la chambre de combustion, pour lesquelles un écoulement est présent à l'extérieur de la chambre.

La portion perforée de la plaque est le plus souvent placée loin des entrées d'air des canaux. L'écoulement incident est alors pleinement développé à l'arrivée sur les premières rangées de perfora-

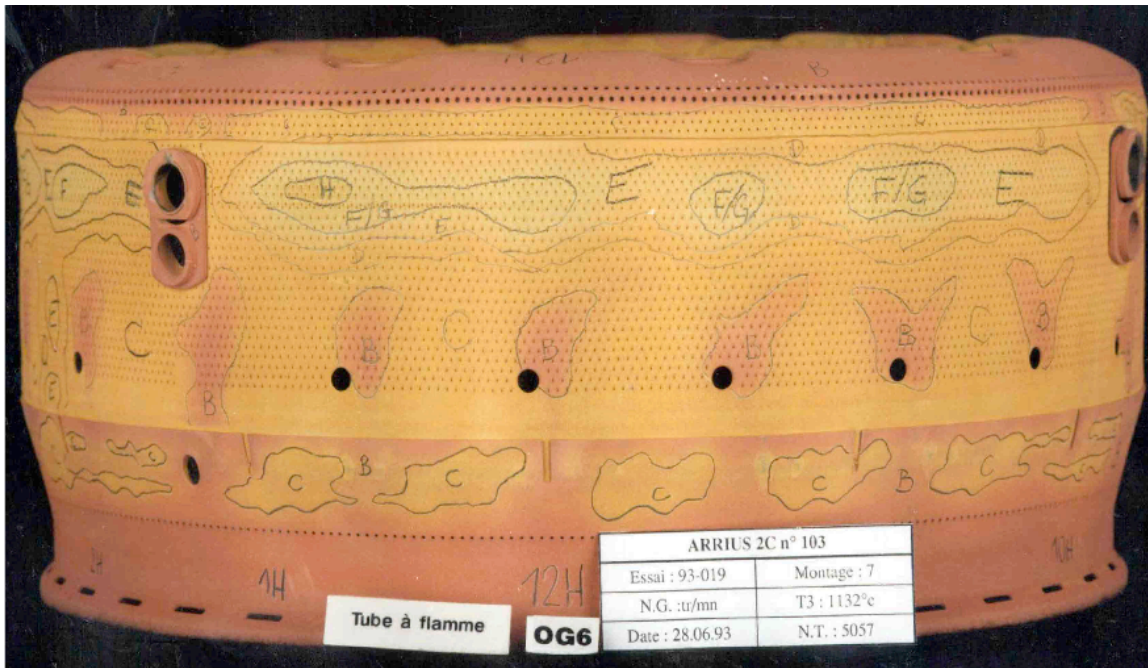


FIG. 2.1 - Vue de l'extérieur d'une chambre de combustion annulaire Turbomeca. La paroi extérieure est multi-perforée.

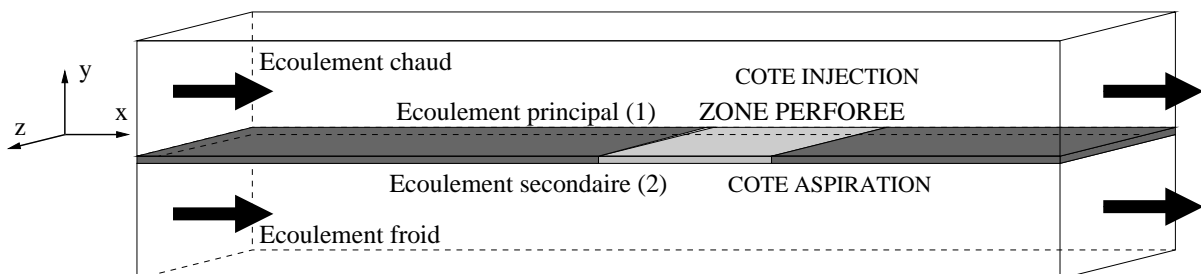


FIG. 2.2 - Schéma d'une configuration expérimentale typique pour l'étude de l'écoulement autour d'une paroi multi-perforée.

tions. La zone située en aval des perforations peut également être étudiée car le refroidissement y est encore efficace. La distance entre la fin de la zone perforée et les sorties est alors suffisamment grande pour éviter une influence importante des sorties. Notons enfin que dans le cas d'un écoulement en canal côté froid, il est nécessaire de créer une surpression pour faire passer le fluide du côté chaud. Différents systèmes sont utilisés : par exemple une grille pour obstruer une partie du canal chez [Miron \(2005\)](#) ou une vanne qui contrôle le débit dans les études menées récemment sur le banc THALIE au Laboratoire de Combustion et Détonique de Poitiers ([Coron, 2001](#); [Champion et al., 2005](#)). Ces dispositifs sont placés suffisamment en aval pour ne pas perturber l'écoulement affleurant les perforations.

Dans ce manuscrit, certaines conventions seront respectées : l'écoulement 2 nourrissant les perforations sera toujours situé en dessous de la paroi perforée. Il sera indifféremment désigné par les termes écoulement froid ou écoulement secondaire. Ce côté de la paroi sera appelé côté aspiration : les trous aspirent l'air de ce côté pour l'injecter de l'autre. L'autre côté de la paroi, représentant le côté chambre de combustion, sera donc appelé côté injection. L'écoulement 1 dans lequel débouchent les jets de la multi-perforation pourra être désigné par les termes écoulement chaud ou écoulement principal. Une partie de l'étude se faisant dans une situation isotherme, nous ne pourrons pas toujours utiliser les termes chaud ou froid pour désigner chaque partie de l'écoulement : nous utiliserons alors les termes écoulement principal et écoulement secondaire. Les conventions de repère utilisées seront toujours les mêmes : x est la direction principale des écoulements principal et secondaire, y la direction normale à la paroi et z la direction transverse. Une rangée de perforations est percée à x constant (voir plus loin figure 2.5).

2.1.2 Structure globale du film de refroidissement

Le film de refroidissement qui se développe le long d'une paroi multi-perforée peut être divisé en plusieurs parties, dans la direction longitudinale, comme le montre la figure 2.3 :

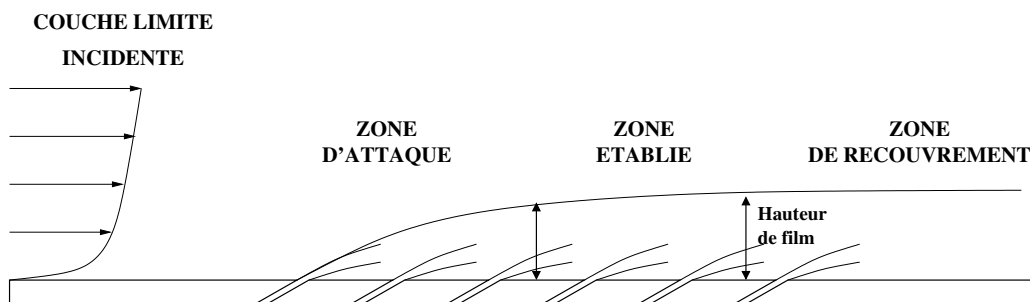


FIG. 2.3 - Schéma du développement spatial d'un film de refroidissement créé par une paroi multi-perforée.

- La zone d'attaque du film est constituée par les premières rangées. Dans cette portion du film, l'écoulement est encore très dépendant des caractéristiques de l'écoulement principal en amont de la zone perforée. Les jets se mélangent à cet écoulement pour commencer à former le film de refroidissement. Au bout de quelques rangées, typiquement 5-7, la structure du film s'établit. Le nombre de rangées nécessaires à l'établissement de l'écoulement dépend du taux de soufflage considéré. Pour des taux de soufflage forts (typiquement supérieurs à 3), [Scrittore, Thole & Burd \(2007\)](#) montrent que l'écoulement ne s'établit qu'après la quinzième rangée.
- Dans la zone dite établie, les variations spatiales sont moins importantes. Les zones d'inhomogénéité sont limitées aux sillages des jets. D'une rangée à la suivante, l'écoulement proche paroi varie peu ([Scrittore et al., 2007](#)). En réalité, aucune étude n'a permis de montrer qu'au bout d'un certain nombre de rangées, l'écoulement est complètement stabilisé, et qu'il n'y a plus de différence entre une rangée et la suivante. Comme nous le verrons plus tard dans ce chapitre, même dans la zone dite « établie », l'écoulement évolue encore légèrement d'une rangée à l'autre.
- Le film persiste après la zone perforée. Dans cette partie, appelée zone de recouvrement, le film

se mélange peu à peu avec l'écoulement principal. [Mayle & Camarata \(1975\)](#) ont montré que la persistance du film en aval de la zone perforée dépendait fortement du taux de soufflage : un taux de soufflage élevé génère un film plus robuste, capable de résister plus loin en aval de la zone perforée. Le film de refroidissement est souvent défini à l'aide d'une hauteur appelée épaisseur de film. Selon les mesures effectuées, cette épaisseur de film est définie comme étant la distance à la plaque où la concentration en fluide de refroidissement s'annule, ou la distance à laquelle le profil de vitesse moyen rejoint celui d'une couche limite sans injection. Une image d'un film de refroidissement créé par multi-perforation est présentée figure 2.4. La visualisation par fumée permet de voir la hauteur de film



FIG. 2.4 - Image d'un film de refroidissement. Visualisation par fumée issue de la thèse de [Rouvreau \(2001\)](#).

2.1.3 Paramètres caractéristiques de l'écoulement de multi-perforation

Du fait de sa complexité, l'écoulement autour d'une plaque multi-perforée est contrôlé par de nombreux paramètres, que l'on divisera en deux catégories : aérodynamiques et géométriques.

Paramètres géométriques

Nous allons maintenant définir les paramètres géométriques de la plaque multi-perforée (figure 2.5). Dans le cadre de cette étude, nous nous restreignons à considérer des perforations cylindriques, la question de la forme des trous constituant un champ d'investigation à part entière. Quelques éléments seront donnés au lecteur en fin de § 2.3.2. Les perforations sont donc cylindriques, de diamètre d , et régulièrement espacées. L'espacement entre deux rangées, adimensionné par le diamètre des perforations, est noté X/d , et l'espacement transverse entre deux perforations d'une même rangée est noté Z/d . Deux types d'arrangement sont considérés : en ligne, ou en quinconce où les perforations d'une rangée n sont placées à mi-distance transverse par rapport aux rangées $n-1$ et $n+1$, comme représenté figure 2.5. La direction des perforations est notée \vec{d} . Les trous peuvent être percés normalement à la paroi (dans ce cas $\vec{d} = \vec{y}$), mais le plus souvent, ils sont inclinés dans le plan longitudinal et/ou dans le plan transverse. L'inclinaison par rapport à la paroi est notée α : α est l'angle entre le vecteur \vec{d} et le plan xz . L'inclinaison transverse (*compound angle* en anglais) est notée β : β est l'angle entre le vecteur \vec{x} et le vecteur \vec{d} dans le plan xz . Une perforation normale est donc percée à $\alpha = 90^\circ$ (β quelconque). Notons que les caractéristiques géométriques sont les mêmes des deux côtés de la paroi. L'épaisseur de la plaque est notée e et la longueur des perforations, L . Le rapport L/d est une caractéristique importante : il détermine si la longueur du trou est suffisante pour que l'écoulement atteigne un état pleinement développé avant la

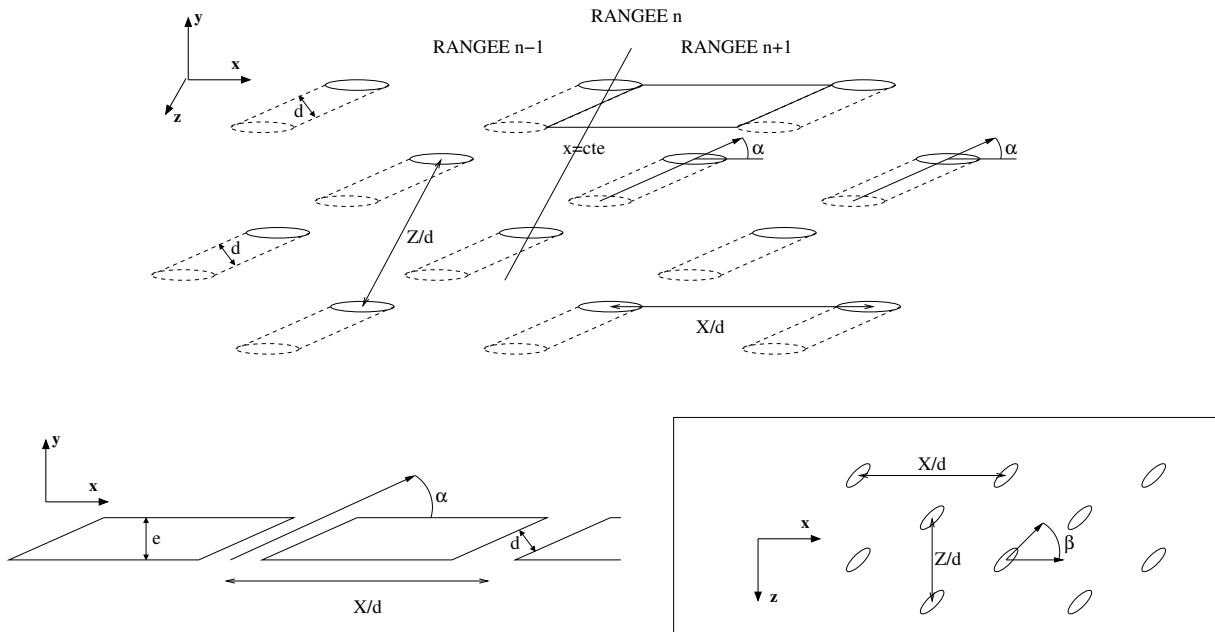


FIG. 2.5 - Caractéristiques géométriques d'une paroi multi-perforée. Encadré : cas des perforations avec inclinaison transverse β .

sortie de la perforation. L'état de l'écoulement en sortie est alors connu, et indépendant de l'écoulement en entrée de la perforation. Sinon, l'écoulement en sortie dépend fortement de l'entrée et de l'écoulement côté aspiration.

Un autre paramètre important pour une plaque multi-perforée est sa porosité σ . La porosité est le rapport entre le volume perforé de la plaque par rapport à son volume total. En termes de surface, σ est le rapport entre la surface perforée dans le plan de la paroi et la surface totale : dans le cas de perforations en quinconce, on a :

$$\sigma = \frac{\Pi \cos(\alpha)}{2(X/d)(Z/d)} \quad (2.1)$$

La porosité est parfois définie avec la surface débitante. Elle vaut alors $\sigma = \Pi/(2(X/d)(Z/d))$, qui est indépendante de l'angle de la perforation. Dans ce manuscrit, nous utiliserons la définition de l'équation (2.1).

Paramètres aérodynamiques

Les paramètres aérodynamiques sont également nombreux. Dans le cas d'un jet isolé, les paramètres contrôlant l'écoulement sont les rapports de flux de masse, aussi appelé taux de soufflage et noté τ_1 et le

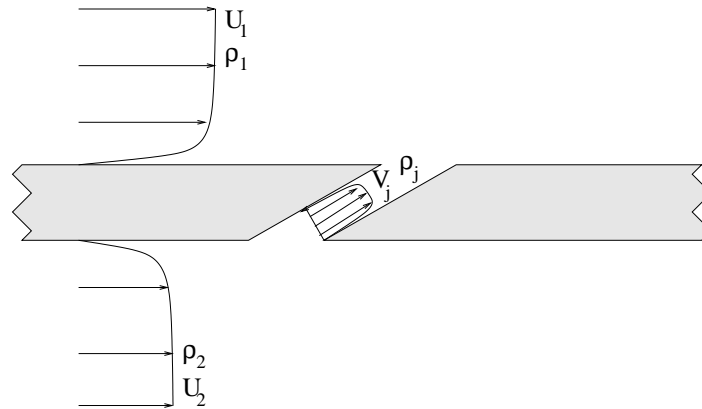


FIG. 2.6 - Définition des vitesses et masses volumiques caractéristiques de l'écoulement.

rapport de flux de quantité de mouvement noté τ_2 :

$$\tau_1 = \frac{\rho_j V_j}{\rho_1 U_1} \quad (2.2)$$

$$\tau_2 = \frac{\rho_j V_j^2}{\rho_1 U_1^2} \quad (2.3)$$

où les vitesses U_1 , U_2 et V_j sont des vitesses débitantes, ρ la masse volumique moyenne. Les quantités indicées j se rapportent au jet (voir la figure 2.6). Ces rapports sont parfois remplacés par le rapport de vitesses $\frac{V_j}{U_1}$ et le rapport de densité $\frac{\rho_j}{\rho_1}$. Notons que suivant les auteurs, les vitesses de référence sont parfois des vitesses maximales. On peut ajouter à ces paramètres de soufflage les caractéristiques de chaque écoulement (nombre de Reynolds, nombre de Mach, épaisseur de quantité de mouvement, taux de turbulence ou encore gradient de pression longitudinal) ou encore des paramètres d'aspiration (rapports entre quantités caractéristiques de jet et quantités caractéristiques de l'écoulement secondaire).

2.1.4 Un modèle pour la multi-perforation

Avant d'entamer la revue des travaux existants sur la multi-perforation, il semble indispensable de préciser quels types d'informations sont utilisables pour la modélisation que l'on souhaite effectuer. On veut remplacer, dans les calculs de chambre de combustion (et de chambre de combustion avec contournement), la paroi multi-perforée par un modèle. Un travail de modélisation doit donc être réalisé pour chacun des deux côtés de la paroi perforée pour permettre d'effectuer des simulations incluant le contournement. L'objectif de la modélisation est double. Il s'agit premièrement de remplacer une paroi composée de parties solides et des zones perforées par une paroi homogène, dont l'effet serait la combinaison des deux. La plaque multi-perforée doit donc être homogénéisée. Cette homogénéisation permet de s'affranchir des contraintes de tailles des perforations pour le maillage proche paroi. L'autre aspect du travail est la modélisation pure de l'écoulement. Pour mieux comprendre ce besoin de modélisation, on peut s'appuyer sur l'exemple de la paroi imperméable classique. Dans le cas d'une

simple paroi solide, la paroi est homogène, ce qui ôte une difficulté par rapport à la paroi perforée. La condition physique de non-glissement au mur se traduit par une condition de vitesse nulle. Sur un maillage grossier, incapable de représenter finement l'écoulement proche paroi, la condition de non-glissement impose un gradient normal de vitesse à la paroi faux, comme schématisé sur la figure 2.7.

Par exemple, l'utilisation d'un maillage trop grossier dans la direction normale à la paroi dans un écoulement en conduite mènerait à sous-estimer complètement la perte de charge. Pour résoudre ce problème, on utilise un modèle qui permet de mimer le véritable effet de la paroi sur l'écoulement : la condition de non-glissement peut alors être abandonnée et remplacée par une condition de frottement imposé à la paroi. L'estimation de ce frottement est possible grâce à la connaissance de la structure de l'écoulement près de la paroi (von Karman, 1934; Schlichting & Gersten, 2000). C'est la loi de paroi qui permet de déterminer le frottement pariétal à partir de la connaissance de l'écoulement au premier point au-dessus de la paroi.

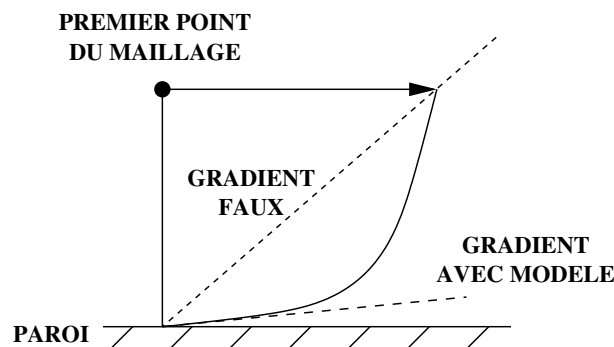


FIG. 2.7 - Schéma d'une simulation mal résolue à la paroi. Estimation du gradient avec ou sans modèle.

Le raisonnement est le même pour la multi-perforation. Une idée simple pour homogénéiser la multi-perforation consiste à utiliser une condition en vitesse qui serait la moyenne pondérée des parties solides et perforées. σ est la porosité de la paroi, définie par l'équation 2.1. La condition de vitesse homogénéisée impose alors $\vec{V} = \vec{V}_j \cdot \sigma$, où \vec{V}_j est le vecteur vitesse caractéristique de l'écoulement dans les perforations. Comme nous le verrons en chapitre 6, cette condition n'est pas représentative de l'écoulement proche paroi. Notamment, elle ne reproduit pas du tout les flux pariétaux, qui vont caractériser l'effet de la paroi perforée sur son environnement. Il convient donc de savoir le plus précisément possible ce que sont ces flux à la paroi perforée, et d'être capable ensuite de les modéliser. Les informations les plus pertinentes pour la modélisation sont donc : la connaissance des flux à la paroi perforée et les moyens de les estimer. Cela vaut pour les deux côtés de la paroi.

2.2 Perte de charge au passage d'une paroi multi-perforée

En passant au travers d'une paroi perforée (d'une fente ou de perforations cylindriques par exemple), l'air de refroidissement subit une importante perte de charge. Cette perte de charge va déterminer quelle

quantité d'air peut passer par les perforations pour une différence de pression donnée de part et d'autre de la paroi. Dans le cas des perforations d'un rapport L/d relativement petit, ce qui est le plus courant dans les turbines à gaz, la perte de charge linéaire le long de la perforation ne joue qu'un rôle secondaire : la perte de charge est essentiellement singulière, comme le souligne [Champion \(1997\)](#).

Il existe une littérature abondante consacrée aux pertes de charge dans les perforations. Ces travaux ont fait l'objet d'une revue par [Hay & Lampard \(1998\)](#). Les auteurs rassemblent les résultats existants et étudient l'influence de nombreux paramètres géométriques et aérodynamiques sur le coefficient de perte de charge à travers des perforations. [Gritsch, Schultz & Wittig \(2001\)](#) s'intéressent plus particulièrement à l'effet des écoulements principaux sur le coefficient de perte de charge, pour des perforations différemment inclinées. Il en ressort que la perte de charge augmente lorsque les angles α et β augmentent. [Gritsch et al. \(2001\)](#) montrent également que l'écoulement principal côté aspiration a une grande influence sur la perte de charge, contrairement à l'écoulement principal côté injection. Ces résultats sont obtenus pour des perforations de diamètre trois fois inférieur à l'épaisseur de plaque. Le constat est le même chez [Champion, Di Martino & Coron \(2005\)](#), qui proposent une corrélation pour le coefficient de décharge à travers une paroi multi-perforée. Cette corrélation, basée sur des mesures expérimentales sur une plaque de 17 rangées de perforations inclinées à $\alpha = 18.5^\circ$, ne dépend que des nombres de Reynolds des écoulements dans le trou et côté aspiration.

Dans les configurations de multi-perforation, la perte de charge est contrôlée par les paramètres géométriques du trou et les caractéristiques de l'écoulement côté aspiration. De nombreuses corrélations empiriques existent pour déterminer la perte de charge, en fonction des paramètres étudiés. Dans un cas général, elle est difficile à prévoir.

2.3 La multi-perforation : aspects thermiques

L'étude thermique de la paroi multi-perforée est la motivation essentielle pour de nombreux travaux concernant la multi-perforation. Les transferts thermiques ont été étudiés presque uniquement du côté de la paroi exposé aux gaz chauds. Dans cette partie, nous rappelons des notions simples de thermique avant de détailler les études de transferts thermiques des deux côtés de la paroi et à l'intérieur des perforations. La revue des travaux existants permet de comprendre comment les parois multi-perforées sont dimensionnées, et met en évidence les conditions de fonctionnement optimales pour la multi-perforation.

La thermique de la paroi perforée est contrôlée par des modes de transferts divers : l'évaluation de la température de la paroi requiert la connaissance des transferts conductifs à l'intérieur de la paroi, des transferts radiatifs avec les gaz environnants des deux côtés de la paroi et des transferts convectifs des côtés aspiration et injection de la paroi et dans les perforations. C'est ce qui est représenté figure 2.8. En général, la paroi de la chambre de combustion est peu épaisse. Elle est considérée comme étant à température uniforme dans la direction normale à la paroi. A une position donnée, la différence de température entre les deux côtés de la paroi sera donc nulle. En réalité, elle est de quelques degrés, mais cette différence est généralement négligée. Les transferts conductifs dans les directions tangentiels à la paroi dépendent du gradient tangentiel de température et de la conductivité thermique du métal. Pour une évaluation des transferts radiatifs, on pourra se reporter à [Lefebvre \(1999\)](#). En revanche, les transferts

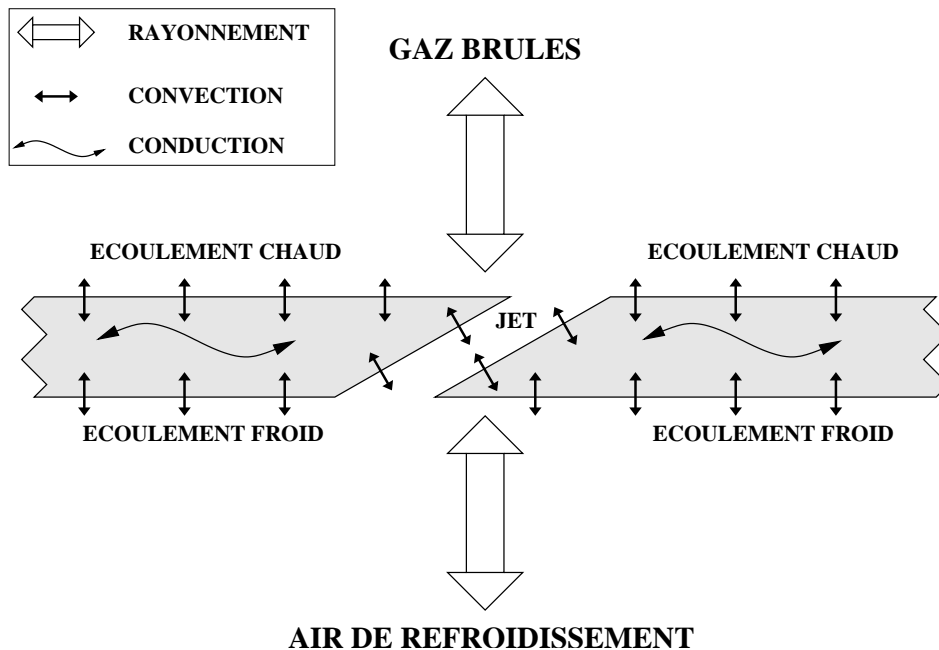


FIG. 2.8 - Schéma des transferts thermiques pariétaux pour une paroi multi-perforée.

convectifs le long de la paroi sont difficiles à évaluer. Comme nous le verrons, la présence des jets modifie complètement la structure de la couche limite du côté aspiration et du côté injection. De même, la structure de l'écoulement à l'intérieur de la perforation est complexe. De très nombreux travaux ont consisté à déterminer les transferts convectifs à la paroi, en particulier du côté chaud, où elle est protégée par les jets.

Le flux de chaleur pariétal est généralement défini comme suit :

$$q = h (T_p - T_{ref}) \quad (2.4)$$

où h est appelé le coefficient de transfert de chaleur, T_p est la température de la paroi et T_{ref} une température de référence. Dans les couches limites par exemple, la température de référence est la température à l'infini et le coefficient de transfert de chaleur évolue dans la direction longitudinale (Taine & Petit, 1995). Dans le cas de la multi-perforation, les difficultés changent suivant la zone considérée.

- Côté froid : à l'extérieur de la chambre de combustion, on peut considérer que la paroi échange de la chaleur avec l'air s'écoulant dans le contournement. La température de référence est donc celle de l'air en sortie de compresseur. En revanche le coefficient de transfert de chaleur est *a priori* inconnu, la structure de la couche limite étant *a priori* différente de celle se développant sur une plaque non perforée.
- Perforations : les parois étant de faible épaisseur, l'écoulement dans les perforations n'a pas le temps de s'établir. Ainsi, la structure de l'écoulement est complexe et l'utilisation de corrélations adaptées à des écoulements pleinement développés en conduite (Taine & Petit, 1995) paraît risquée. Comme du côté froid, on peut considérer que la température de référence pour le fluide est celle

de l'air en sortie de compresseur. Cependant, comme nous le verrons dans les simulations anisothermes, le fluide présent dans la perforation a déjà été réchauffé par la plaque. Il faut donc à la fois évaluer la température du fluide entrant dans les perforations et déterminer comment se comporte le coefficient de transfert de chaleur.

- Côté chaud : du côté de la paroi exposé aux gaz brûlés également, la difficulté est double. D'une part, le coefficient de transfert de chaleur n'est pas connu *a priori*, les jets modifiant fortement l'écoulement par rapport à un cas sans jet. D'autre part, la température avec laquelle la paroi échange de la chaleur n'est pas connue. Elle est le résultat du processus complexe de mélange entre l'air de refroidissement injecté et les gaz chauds présents dans la chambre de combustion. Cette double difficulté a donné lieu à deux approches pour l'estimation des transferts thermiques côté chaud : l'approche adiabatique et l'approche effective (voir § 2.3.2).

L'écoulement autour et à l'intérieur d'une paroi multi-perforée est complexe et diffère des écoulements pour lesquels les transferts de chaleur sont bien connus (couche limite sur plaque plane, écoulements pleinement développés en canaux ou conduites...). De plus, l'écoulement côté chaud et celui dans la perforation présentent une difficulté supplémentaire : la température des gaz qui échangent de la chaleur avec la paroi est inconnue.

2.3.1 Transferts thermiques côté aspiration et à l'intérieur des perforations

En pratique, les transferts de chaleur côté froid et dans les perforations ont été peu étudiés. Les transferts de chaleur côté froid ne sont intéressants que dans le cas de la multi-perforation pour les murs de la chambre de combustion. La majorité des études concernant, même pour la multi-perforation, les aubes de turbine, ce mode de transfert n'est que très peu étudié. Pour des études de transfert de chaleur sans écoulement tangentiel, le lecteur pourra se reporter à [Sparrow & Gurdal \(1981\)](#), [Sparrow & Carranco Ortiz \(1982\)](#) ou [Dorignac et al. \(2005\)](#). Dans les perforations, les mesures de transferts de chaleur sont extrêmement difficiles et constituent un défi pratique pour les expérimentateurs. A tel point qu'en 1995, [Cho & Goldstein \(1995a\)](#) disent qu'ils sont les premiers à effectuer ce type de mesures à l'intérieur d'une perforation, percée perpendiculairement à la paroi. [Cho & Goldstein \(1995a\)](#) étudient les transferts de chaleur par analogie avec le transfert de masse, en revêtant les parois côté froid et dans les perforations par un film de naphthalène qui est partiellement sublimé au cours de l'expérience. Ils obtiennent ainsi une estimation locale des transferts de chaleur dans ces zones peu étudiées auparavant. Notons également les travaux de [Foulon \(1999\)](#), pour la caractérisation des échanges à l'intérieur des perforations. [Foulon \(1999\)](#) présente dans son mémoire de thèse de nombreux résultats et corrélations pour des perforations normales à la paroi.

Les transferts thermiques du côté aspiration de la paroi et dans les perforations ont été peu étudiés. Ils sont connus dans des cas simplifiés, par exemple sans écoulement côté aspiration ou pour des perforations longues, dans lesquelles l'écoulement est pleinement développé. Notons que la mesure des transferts pariétaux est extrêmement difficile, en particulier pour des perforations de petites tailles, la technique de l'analogie avec le transfert de masse impliquant un grand nombre de difficultés et d'approximation (voir [Foulon, 1999](#)) : la sublimation du revêtement de naphthalène dépend fortement des conditions expérimentales, qui peuvent varier au cours du temps ; de plus, l'application d'une couche de naphthalène s'avère tout simplement impossible pour l'étude de perforations de petites tailles.

2.3.2 Transferts thermiques côté injection : influence des paramètres de multi-perforation

Les transferts convectifs du côté chaud de la plaque ont été beaucoup plus étudiés. Les études traitant de multi-perforation ont en effet été consacrées avant tout à l'évaluation des transferts côté chaud. Comme spécifié plus tôt, deux approches ont été utilisées pour caractériser les transferts thermiques pariétaux : l'approche adiabatique et l'approche effective. Dans l'approche adiabatique, la température de référence pour les transferts thermiques est celle des gaz proche paroi. Cette température est notée T_{pad} . C'est la température à laquelle serait la plaque si elle était adiabatique. On a alors :

$$q = h (T_p - T_{pad}) \quad (2.5)$$

Dans cette approche, l'efficacité de refroidissement associée est l'efficacité adiabatique η_{ad} , qui est une température adimensionnée à l'aide de T_1 et T_2 , respectivement les températures des gaz chauds et de l'air de refroidissement :

$$\eta_{ad} = \frac{T_{pad} - T_1}{T_2 - T_1} \quad (2.6)$$

Cette approche a été très largement utilisée (Goldstein, 1971; Metzger *et al.*, 1973; Eriksen & Goldstein, 1974a,b; Mayle & Camarata, 1975; Bazdidi-Tehrani & Andrews, 1994). Elle possède plusieurs caractéristiques intéressantes. D'une part, il était considéré que le coefficient de transfert de chaleur dans ce cas-là était relativement peu influencé par la présence du jet et que toute son influence était prise en compte dans l'estimation de la température adiabatique de paroi, qui devient la seule inconnue. La température adiabatique de paroi peut être ramenée à une concentration en fluide de refroidissement à la paroi dans le cas d'un nombre de Lewis unité ($Le = \frac{\lambda}{\rho C_p D} = 1$, avec λ la conductivité thermique du fluide, C_p la chaleur massique à pression constante, ρ et D la masse volumique et le coefficient de diffusion de l'espèce mesurée) : l'estimation de T_{pad} est alors effectuée à partir d'une simple mesure de concentration. Quand il a été clair que cette approximation n'était pas parfaitement vraie, les auteurs ont cherché à caractériser également h . L'autre avantage de cette approche est que le coefficient de transfert de chaleur mesuré ne dépend pas de la différence de température (Cho & Goldstein, 1995a).

Dans l'approche effective, la température de référence pour les transferts thermiques est celle des gaz chauds. On a alors :

$$q = h' (T_p - T_1) \quad (2.7)$$

Cette façon de représenter les transferts de chaleur a également été très largement utilisée (Crawford *et al.*, 1980a,b; Ammari *et al.*, 1990; Bazdidi-Tehrani & Andrews, 1994; Rouvreau, 2001; Messaadi, 2003, ...). On associe à cette définition du transfert de chaleur la notion d'efficacité effective :

$$\eta_{eff} = \frac{T_p - T_1}{T_2 - T_1} \quad (2.8)$$

Dans l'approche effective, le coefficient de transfert de chaleur dépend linéairement de l'inverse de l'efficacité effective. Pour estimer h' , deux séries de mesures sont effectuées, l'une à $T_2 = T_1$ et l'autre à $T_2 = T_p$.

Les deux approches ne sont que deux façons de mesurer la même chose. En pratique, quelle que soit l'approche, les résultats sont le plus souvent présentés en termes d'efficacité de refroidissement plutôt qu'en termes de flux de chaleur : il est en effet plus aisé d'avoir accès à des températures plutôt qu'à des flux. Les études sur la multi-perforation cherchent donc à faire ressortir quels sont les paramètres ou les comportements qui maximisent l'efficacité de refroidissement, qu'elle soit adiabatique ou effective. Dans la suite de cette partie, nous allons détailler l'influence des nombreux paramètres qui caractérisent la multi-perforation sur la qualité du refroidissement. Nous utiliserons la notion d'efficacité en général, sans distinction pour les approches adiabatique ou effective.

L'efficacité du refroidissement est contrôlée par de nombreux paramètres, géométriques et aérodynamiques. Même sans connaître dans le détail les influences de chaque paramètre sur l'efficacité de refroidissement, quelques idées simples permettent de concevoir *a priori* un système de refroidissement qui fonctionnerait de manière satisfaisante :

- 1. Le refroidissement doit être le plus homogène possible. Cette contrainte n'est pas facile à satisfaire, la multi-perforation étant par principe discrète donc non-homogène,
- 2. Les jets issus des perforations ne doivent pas se mélanger avec l'écoulement chaud incident. Tout ce qui va dans le sens d'une plus grande pénétration des jets dans la chambre de combustion détériore la qualité du refroidissement,
- 3. Les contraintes mécaniques sont limitantes,
- 4. La perte de charge à travers les perforations ne doit pas être trop importante,

Dans cette partie, nous allons établir la dépendance de la qualité du refroidissement induit par la multi-perforation aux différents paramètres qui la caractérisent. Comme précisé plus haut, ces paramètres sont de deux types : les paramètres géométriques et les paramètres aérodynamiques (voir figures 2.5 et 2.6).

Influence des paramètres géométriques sur la qualité du refroidissement par multi-perforation

Les premières études sur le refroidissement par multi-perforation ont lieu au début des années 1970. Elles permettent de comprendre l'influence des paramètres caractéristiques de la multi-perforation sur son efficacité. Tout d'abord, l'efficacité augmente avec le nombre de rangées. Ce résultat sera visible dans toutes les études.

Metzger, Takeuchi & Kuenstler (1973) s'intéressent à l'effet de l'arrangement des perforations sur l'efficacité de refroidissement et sur les coefficients de transferts de chaleur à la paroi, pour une plaque où $X/d = 4.8$ et $Z/d = 4.8$. Plusieurs conclusions peuvent être tirées de cette étude : tout d'abord, l'approche consistant à utiliser les coefficients de transfert de chaleur d'une plaque sans injection pour caractériser les transferts en présence d'injection semble mise à mal. L'injection d'air a une influence directe sur les transferts de chaleur à la paroi, et pas seulement sur la température du fluide avec lequel la paroi échange de la chaleur. D'autre part, une répartition des dix rangées de perforations considérées en quinconce plutôt qu'en ligne permet d'augmenter sensiblement l'efficacité moyenne de refroidissement, au moins pour les faibles rapports de vitesse étudiés (0.1 et 0.2). En utilisant un modèle simple de superposition, ils utilisent les résultats de refroidissement obtenus pour une perforation par Goldstein *et al.* (1968), en attribuant à chaque perforation une zone d'influence. Ils montrent ainsi que la zone d'influence des perforations est plus petite en ligne, ce qui limite leur effet en aval. LeBrocq, Laun-

der & Priddin (1973) étudient également l'influence de l'arrangement sur la qualité du refroidissement, avec les mêmes conclusions que Metzger *et al.* (1973) : l'arrangement en quinconce permet un meilleur refroidissement de la paroi, toutes choses égales par ailleurs.

Un autre résultat simple et rapidement mis en évidence est l'influence de l'angle d'injection α . LeBrocq *et al.* (1973), en plus de l'influence de l'arrangement géométrique des perforations, ont étudié celle de l'angle d'injection, du rapport des densités et du taux de soufflage sur l'efficacité de refroidissement. Leur conclusion pour l'angle d'injection est que des perforations inclinées permettent un meilleur refroidissement que des perforations percées perpendiculairement à la paroi. Ce résultat a ensuite été retrouvé à plusieurs reprises, notamment par Crawford, Kays & Moffat (1980a), Hale *et al.* (2000a) ou Gustafsson (2001). Il est assez intuitif et peut être facilement relié au comportement aérodynamique du jet : en injection inclinée, le jet froid reste près de la paroi et la protège plus efficacement. Toutefois, des perforations inclinées sont plus difficiles à percer et présentent des rapports L/d importants, ce qui augmente la perte de charge dans les perforations. La résistance mécanique de la paroi est également d'autant plus affaiblie que la perforation est inclinée. Un bon compromis pour α semble se situer autour de 30° . Plus rarement, des valeurs de α jusqu'à 18° peuvent être rencontrées, comme chez le constructeur italien AVIO par exemple (Champion, Di Martino & Coron, 2005).

L'espacement transverse entre les perforations est étudié. Il apparaît rapidement que cet espacement ne doit pas être trop important. Mayle & Camarata (1975) montrent par exemple que les espacements $Z/d = 8$ et $Z/d = 10$ donnent des refroidissements satisfaisants, alors qu'un motif à $Z/d = 14$ fait chuter fortement la qualité du refroidissement. LeBrocq *et al.* (1973); Crawford *et al.* (1980a); Andrews *et al.* (1985); Emidio (1998) trouvent les mêmes résultats que Mayle & Camarata. Au final, un consensus semble émerger pour situer les valeurs optimales de Z/d entre 5 et 8, pour assurer une bonne homogénéité du refroidissement tout en préservant l'intégrité du matériau.

L'influence de l'espacement longitudinal entre les rangées a moins été étudiée. Il est toutefois évident que l'on privilégiera un espacement longitudinal X/d petit, ce que confirme Gustafsson (2001). Encore une fois c'est la solidité mécanique de la paroi qui limite l'utilisation de valeurs trop petites de X/d .

L'augmentation de la densité des perforations (nombre de perforations par unité de surface) permet de former un film plus homogène et plus efficace. Bazdidi-Tehrani & Andrews (1994) montrent que l'augmentation du nombre de trous (dans le cas de perforations normales à la paroi et disposées en lignes), à surface débitante constante, permet d'améliorer sensiblement l'efficacité de refroidissement. Dans cette étude, la perte de charge, l'espacement entre les perforations, les vitesses dans les trous sont conservées. Bazdidi-Tehrani & Andrews (1994) ont donc montré qu'il fallait privilégier l'utilisation de perforations de petite taille, notamment pour obtenir un refroidissement plus homogène. Les perforations dans les chambres de combustion SNECMA ou Turbomeca sont de petites tailles, typiquement moins d'un millimètre de diamètre. Cependant, des perforations trop petites sont susceptibles d'être bouchées par des résidus de combustion. Comme signalé plus haut, les perforations peuvent avoir une orientation transverse par rapport à la paroi. Les jets issus de perforations inclinées transversalement par rapport à l'écoulement semblent moins pénétrer dans l'écoulement et donnent une efficacité de refroidissement supérieure. Dans leur étude sur différentes inclinaisons, Crawford *et al.* (1980a) montrent que des perforations à $\alpha = 30^\circ$ et $\beta = 45^\circ$ permettent une meilleure protection de la paroi que celles à $\alpha = 30^\circ$ et $\beta = 0^\circ$. Ce type de résultats est retrouvé par Ligrani *et al.* (1994) pour deux rangées de perforations ou

McGovern & Leylek (2000) pour une rangée. Notons également que l'efficacité du refroidissement n'est pas la seule raison pour laquelle les perforations avec angle β sont utilisées. Les motoristes se servent parfois de cette inclinaison pour donner un mouvement giratoire à l'écoulement et ainsi augmenter le mélange à l'intérieur de la chambre de combustion.

La dépendance de l'efficacité de refroidissement aux paramètres géométriques permet de dégager un certain consensus autour de la géométrie d'une paroi multi-perforée. Ces tendances sont résumées dans le tableau 2.1, qui répertorie les consignes déduites des résultats présentés plus haut, et les problèmes limitant l'optimisation des paramètres géométriques.

Paramètre	Consignes	Facteurs limitants	Pratique
Nombre de rangées	Le plus élevé possible	Solidité mécanique	Dépend de la place disponible
Arrangement	Quinconce		Quinconce
Diamètre	Faible	Difficulté de perçage Trous pouvant se boucher Perte de charge	$d \approx 0.5 \text{ mm}$
Espacement longitudinal	Faible	Solidité mécanique	$5 \leq X/d \leq 8$
Espacement transverse	Faible	Solidité mécanique	$5 \leq X/d \leq 8$
Angle α	Le plus faible possible	Solidité mécanique Perte de charge	$\alpha \approx 30^\circ$
Angle β	Dépend de la configuration		$0^\circ < \beta < 90^\circ$ ou suivant les cas

TAB. 2.1 - Règles de conception déduites des études sur l'efficacité de refroidissement (consignes). Rappel des facteurs limitant l'application des consignes. Valeurs rencontrées dans les chambres de combustion aéronautiques (Pratique).

Avant de détailler l'influence des paramètres aérodynamiques sur l'efficacité du refroidissement, il convient de donner quelques éléments sur l'influence de la forme des perforations. Les études sur la forme des perforations sont relativement nombreuses, en particulier en ce qui concerne le refroidissement des aubes de turbine, pour lesquelles la taille des perforations, plus importante, laisse plus de marge de manoeuvre pour la conception. De manière générale, il a été constaté que des perforations évasées à la sortie permettent de diminuer la pénétration du jet et d'augmenter son expansion latérale (Hyams & Leylek, 2000; Renze *et al.*, 2007). La vitesse étant diminuée à la sortie des perforations, le taux de soufflage et le rapport de flux de quantité de mouvement sont plus faibles que pour des perforations cylindriques. Bogard & Thole (2006) répertorient plusieurs travaux consacrés aux perforations évasées en sortie. Toutefois, le coût de fabrication de telles perforations est élevé et les constructeurs se contentent souvent de trous cylindriques. Dans le cadre du refroidissement des parois de la chambre de combustion, le contexte est différent : à cause du mode de perçage (effectué actuellement par une technique de laser), les perforations sont plutôt coniques que cylindriques, et très irrégulières. L'effet de la forme réelle des perforations sur le refroidissement est inconnu, mais les études sur le sujet commencent à voir le jour (Jovanovic *et al.*, 2006). C'est aussi ce qui a motivé récemment des études de refroidissement sur des échantillons réels directement fournis par SNECMA, comme dans la thèse de Rouvreau (2001), ou sur

l'effet de la conicité, comme dans celle de [Most \(2007\)](#) à Turbomeca (voir l'étude de l'influence de la conicité sur la trajectoire des jets par [Most & Bruel, 2007](#)). Dans notre étude, les perforations sont considérées comme étant parfaitement cylindriques.

Influence des paramètres aérodynamiques sur la qualité du refroidissement par multi-perforation

Les paramètres les plus caractéristiques de l'écoulement côté chaud sont les paramètres d'injection : le taux de soufflage τ_1 (équation 2.2) et le rapport des flux de quantité de mouvement τ_2 (équation 2.3). Dans tous les travaux consacrés à la multi-perforation ou au refroidissement par film, la dépendance du refroidissement à ces paramètres d'injection, et surtout au taux de soufflage, est étudiée. Tous les auteurs constatent l'existence d'un taux de soufflage optimal, qui dépend de la configuration. Ainsi, pour un petit nombre de rangées (typiquement, moins de 7), c'est plutôt un taux de soufflage faible, de l'ordre de 0.5, qui donne un refroidissement optimal ([Martiny et al., 1995](#)). C'est ce que constatent aussi [Goldstein et al. \(1968\)](#) pour un trou isolé. Les différents auteurs constatent une amélioration de la qualité du refroidissement jusqu'à $\tau_1 = 0.5$, puis une chute au-delà. Ils interprètent ce résultat comme étant dû au décollement du jet à la sortie des perforations : au-delà de $\tau_1 = 0.5$, les jets sont trop forts pour rester attachés à la paroi. Ils pénètrent plus dans l'écoulement principal, où ils sont mélangés sans parvenir à refroidir la paroi. Toutefois, ce résultat n'est pas universel. Dans une configuration avec plus de rangées, [Mayle & Camarata \(1975\)](#) constatent que le refroidissement optimal est obtenu pour un taux de soufflage d'environ 1.5 après une quinzaine de rangées. Alors que l'efficacité de refroidissement stagne avec le nombre de rangées pour $\tau_1 = 0.5$, elle continue d'augmenter pour des taux de soufflage plus importants. A des taux de soufflage faibles, le film de protection à la paroi n'est que l'empilement de jets successifs, ce qui explique la stagnation d'efficacité observée après quelques rangées. Des taux de soufflage importants semblent former des films de refroidissement plus robustes. Ainsi, les résultats de [Mayle & Camarata \(1975\)](#) montrent que la différence entre l'efficacité de refroidissement à la fin de la zone perforée et $70d$ en aval est beaucoup moins importante à $\tau_1 = 2$ qu'à $\tau_1 = 1.5$. De manière générale, on constate que la valeur du taux de soufflage optimal augmente avec le nombre de rangées. Ainsi, pour son échantillon de 34 rangées, [Rouvreau \(2001\)](#) constate de très bonnes efficacités de refroidissement pour des taux de soufflage élevés, jusqu'à 5.5.

L'influence du rapport des flux de quantité de mouvement τ_2 a rarement été étudiée indépendamment de τ_1 . [Rouvreau \(2001\)](#) montre que pour une plaque de 34 rangées, à τ_1 constant, l'efficacité de refroidissement diminue quand τ_2 augmente. Ce résultat peut être également interprété en termes de rapport de densité puisque :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\tau_1^2}{\tau_2} \quad (2.9)$$

[Rouvreau \(2001\)](#) retrouve ainsi les tendances observées pour une rangée de perforations par [Sinha, Bogard & Crawford \(1991\)](#), qui montrent qu'à taux de soufflage égal à 1, l'efficacité de refroidissement augmente avec le rapport des densités. Au final, les données disponibles dans la littérature tendent à prouver qu'il n'y a pas de paramètre aérodynamique d'injection qui permette de décrire complètement l'écoulement indépendamment des autres, dans toutes les situations.

L'influence des autres caractéristiques de l'écoulement principal chaud sur le refroidissement a aussi

été étudiée. Dans les études disponibles, le nombre de Reynolds de l'écoulement chaud incident ne paraît pas être déterminant. C'est ce que montre [Champion \(1997\)](#) pour une vraie plaque multi-perforée. Le peu d'influence du nombre de Reynolds est également montré par [Eriksen & Goldstein \(1974a\)](#) dans le cas d'une rangée de perforation : pour un nombre de Reynolds deux fois plus élevé, l'efficacité de refroidissement n'augmente que très peu. L'intensité de turbulence de l'écoulement principal joue sur l'efficacité de refroidissement à travers deux phénomènes : l'augmentation du mélange des jets avec l'écoulement et l'augmentation des vitesses près de la paroi. [Kadotami & Goldstein \(1979\)](#) constatent, pour une rangée de perforations et des soufflages faibles, que l'efficacité de refroidissement est plus faible quand l'intensité de turbulence est grande, alors qu'elle augmente avec l'intensité de turbulence pour des soufflages forts. Des résultats similaires sont retrouvés par [Bons *et al.* \(1994\)](#). Dans le premier cas, c'est l'effet de mélange qui nuit à la qualité du refroidissement. Dans le cas à fort taux de soufflage, c'est l'effet des fortes vitesses de l'écoulement incident près de la paroi qui est invoqué pour expliquer le meilleur refroidissement pour des taux de turbulence importants. Toutefois, il est probable que le véritable paramètre dans ce cas soit l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite incidente plutôt que son intensité de turbulence. Il est à noter que les caractéristiques de l'écoulement incident vont avoir d'autant plus d'influence sur le refroidissement que l'on a un petit nombre de rangées de perforations. Dans le cas de la multi-perforation, au bout de quelques rangées, l'écoulement principal est un mélange de la couche limite en amont des perforations et des jets précédents. Ainsi l'essentiel des études de leur effet porte sur des configurations à une ou deux rangées de perforations. [Bogard & Thole \(2006\)](#) ont répertorié l'effet de nombreux autres paramètres, comme l'accélération ou l'effet du nombre de Mach.

Plus rares sont les études qui prennent en compte les caractéristiques de l'écoulement froid à l'extérieur de la chambre de combustion. A notre connaissance, elles visent essentiellement à caractériser l'aérodynamique ([Plesniak, 2006](#)), plus que le refroidissement. [Hale *et al.* \(2000a\)](#) montre qu'en changeant de sens l'écoulement principal froid pour une rangée de perforations courtes ($L/d \leq 3$) normales à la paroi ou inclinées à $\alpha = 35^\circ$, l'efficacité de refroidissement est modifiée. Ils relient ce résultat à la trajectoire des jets, plus ou moins éloignée de la paroi. Toutefois, des conclusions générales semblent extrêmement difficiles à établir, tant la sensibilité des jets à l'écoulement froid dépend de la configuration (longueur des perforations, angles).

2.4 Caractérisation aérodynamique de l'écoulement

L'exposé des travaux sur l'efficacité de refroidissement montre que l'analyse des résultats thermiques est indissociable de la compréhension et de la connaissance de la dynamique de l'écoulement autour de la paroi. La trajectoire du jet, sa pénétration dans l'écoulement principal, son expansion latérale, le mélange du jet avec l'écoulement principal, ou encore le décollement du jet en sortie de perforations, sont autant de caractéristiques aérodynamiques qui se répercutent directement sur la température de paroi. Aussi, il semble important de faire le point sur la connaissance de la structure dynamique de l'écoulement autour d'une plaque multi-perforée. En outre, la construction d'un modèle pour tenir compte de la multi-perforation dans des simulations industrielles passe par la connaissance fine de l'écoulement.

En 1980, [Yavuzkurt *et al.*](#) soulignent que les études concernant le refroidissement par multi-

perforation et plus généralement par film d'air sont essentiellement consacrées à la caractérisation thermique de la paroi. Pourtant, les travaux visant à la détermination de modèles pour l'efficacité de refroidissement s'appuient en partie sur la connaissance de la dynamique de l'écoulement, comme dans [Crawford *et al.* \(1980b\)](#), ou expliquent les limites des corrélations proposées par la non prise en compte de certains phénomènes (interaction entre jets, décollement des jets en sortie de perforation). Sous l'impulsion des motoristes, de nouvelles campagnes de mesures ont été lancées plus récemment. Des mesures d'écoulement sur des échantillons réels sont réalisées ([Champion, 1997](#); [Rouvreau, 2001](#)) ou à l'échelle 10, à froid, ([Gustafsson, 2001](#); [Miron, 2005](#); [Most, 2007](#); [Most *et al.*, 2007](#); [Scrittore *et al.*, 2007](#)). Les mesures dites à l'échelle 10 sont effectuées sur des plaques perforées dont le diamètre des trous est 10 fois le diamètre réel (typiquement 5 mm au lieu de 0.5). Dans ce type d'expériences, le nombre de Reynolds dans le trou est conservé en divisant les vitesses par 10. Ces mesures permettent une caractérisation plus fine de l'écoulement qui, à taille réelle n'est pas accessible avec les moyens de mesures disponibles. C'est de ce type de travaux que proviennent les mesures qui ont permis de connaître la structure aérodynamique de l'écoulement ([Yavuzkurt *et al.*, 1980a](#); [Gustafsson, 2001](#); [Miron, 2005](#); [Scrittore *et al.*, 2007](#)). L'écoulement est alors isotherme (les jets débouchent dans un écoulement à même température) ou très faiblement anisothermes ([Scrittore *et al.*, 2007](#)). Des visualisations du film ou des mesures de concentration sont également disponibles dans [LeBrocq *et al.* \(1973\)](#); [Martiny *et al.* \(1995\)](#); [Champion \(1997\)](#); [Rouvreau \(2001\)](#); [Champion & Rouvreau \(2002\)](#).

Les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement dépendent fortement des paramètres étudiés. Nous allons ici nous focaliser sur la configuration de film par multi-perforation dont les caractéristiques correspondent à celles utilisées pour le refroidissement des parois des chambres de combustion (tableau 2.1) :

- La paroi est perforée de nombreuses rangées comportant de nombreuses perforations, disposées en quinconce,
- Les perforations sont inclinées par rapport à la paroi avec un angle de $\alpha = 30^\circ$ environ et $\beta = 0^\circ$ (nous ne traitons pas de la dilution giratoire ; pour des études traitant de ce sujet, voir [Kaszeta \(1998\)](#) ou [Michel *et al.* \(2007\)](#)),
- Les espacements entre perforations correspondent aux recommandations énoncées plus haut (typiquement inférieurs à 7-8 diamètres),
- Les taux de soufflage sont importants (au moins 1), ce qui provoque un décollement des jets à leur sortie des perforations,
- L'épaisseur de plaque est petite (de l'ordre de 1 ou 2 diamètres),
- Un écoulement côté froid existe, contrairement au refroidissement d'aubes de turbines dans lequel les perforations aspirent de l'air dans un écoulement au repos. Notons que seul [Miron \(2005\)](#) donne des mesures aérodynamique de l'écoulement de multi-perforation en présence d'un écoulement côté froid. Toutefois, seul le côté injection est considéré pour les mesures.

Notons d'ores et déjà qu'étant donné le manque d'études correspondant parfaitement à la description ci-dessus, nous utiliserons également des études proches, pour lesquelles de nombreuses caractéristiques seront communes.

Les caractéristiques très générales du film de refroidissement ont déjà été décrites. Dans cette partie, nous nous attacherons à détailler la structure fine de l'écoulement autour d'une paroi perforée. Nous commencerons par le côté injection de la plaque.

2.4.1 Structure aérodynamique de l'écoulement côté injection

Dynamique générale

Du côté chaud de la plaque, de l'air de refroidissement est injecté au travers de petites perforations régulièrement disposées en quinconce. Les données disponibles sur la structure fine de l'écoulement proviennent essentiellement d'expériences isothermes. Pour décrire la structure de cet écoulement, nous baserons tout d'abord sur les résultats de thèse de [Miron \(2005\)](#). [Miron](#) a cherché à se situer dans une configuration la plus réaliste possible en termes de géométrie et d'écoulement pour effectuer des mesures de vitesse longitudinale et verticale par Anémométrie Laser Doppler (LDA), du côté injection de la paroi. Pour effectuer des mesures précises de vitesse, le dispositif expérimental a été construit à l'échelle 10 par rapport à la géométrie typique dans les moteurs : la paroi fait 10 mm d'épaisseur au lieu de 1, les perforations 5 mm de diamètre au lieu de 0.5. La plaque est constituée de 12 rangées de 11 ou 12 trous en quinconce, inclinés à $\alpha = 30^\circ$ avec l'écoulement, sans composante transverse ($\beta = 0^\circ$). L'espacement entre deux rangées consécutives est de $X/d = 5.84$. La distance transverse entre deux trous d'une même rangée est de $Z/d = 6.74$. La plaque sépare deux canaux de $24d$ de haut. Deux écoulements principaux sont établis dans ces canaux. Une grille bouche en partie le côté aspiration pour faire monter la pression et injecter du fluide côté injection à travers la paroi. Les mesures de vitesse effectuées sur ce dispositif expérimental vont permettre de décrire l'écoulement côté injection. La description sera faite pour un point de fonctionnement particulier dont les caractéristiques sont les suivantes : U_i est la vitesse moyenne au centre de chaque canal $i = 1, 2$ et le nombre de Reynolds Re_i est basé sur U_i et la demi-hauteur du canal. Côté injection (canal 1), on a $U_1 = 4.5 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_1 = 17700$. Côté aspiration (canal 2), on a $U_2 = 2.26 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_2 = 8900$. La différence de pression entre les deux canaux est $\Delta P = P_2 - P_1 = 42 \text{ Pa}$. Aucune mesure de débit n'est disponible. Aussi, les caractéristiques du jet ont été basées sur le maximum de module vitesse mesuré juste au-dessus de la perforation. Cette vitesse est de 8 m.s^{-1} . Basés sur cette vitesse, le taux de soufflage et le nombre de Reynolds du jet sont respectivement de 1.78 et 2600.

La description détaillée des résultats expérimentaux de [Miron \(2005\)](#) répond à deux objectifs : a) le caractère isotherme et grande échelle mis à part, ce dispositif expérimental est celui qui correspond le mieux aux caractéristiques de la multi-perforation dans les turbines à gaz réelles. Ces résultats permettent donc de se représenter ce qu'est l'aérodynamique de l'écoulement près d'une paroi multi-perforée, du côté injection de la plaque. D'autre part, ces mesures ont servi de référence à une série de simulations effectuées dans cette thèse. Leur description permet donc de se familiariser avec des données qui seront réutilisées dans ce document à plusieurs reprises.

Deux séries de profils seront présentées pour cette expérience. La première montre l'évolution des profils de vitesse immédiatement en aval des jets en fonction de la rangée considérée. Les profils sont mesurés côté injection, $2.92d$ en aval du jet central des rangées 5, 7, 9 et 11, depuis la paroi ($y = 0$) jusqu'au centre du canal 1 ($y = 12d$). Les positions de mesure sont reportées sur la figure 2.9. Les symboles utilisés sont ceux des profils tracés en figure 2.10. On est ici dans la zone dite « établie ». Les profils de vitesse longitudinale moyenne U (figure 2.10a) montrent une forme caractéristique des écoulements de multi-perforation. A environ $y = d$, un pic très net marque la présence du jet issu de la perforation située en amont. La position du jet ne bouge pas suivant les rangées. De même, de la

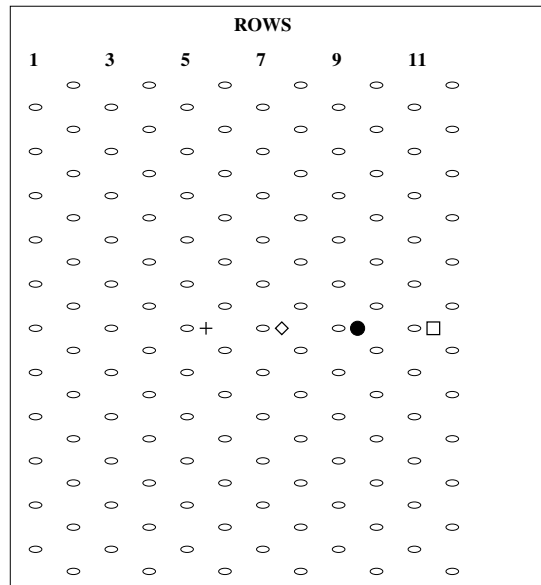


FIG. 2.9 - Localisation des mesures de la figure 2.10.

rangée 5 à la rangée 11, la valeur de U ne varie pratiquement pas dans le coeur du jet. Pour le point de fonctionnement considéré, la valeur de ce pic se situe autour de $U = 6.3 \text{ m.s}^{-1}$. Au-dessus d'une hauteur d'environ $y = 8d$, tous les profils se rejoignent. Cela permet d'estimer la hauteur de film, distance de la plaque à partir de laquelle l'écoulement n'est pas influencé par l'injection. Cette épaisseur de film augmente légèrement avec le nombre de rangées. Au-dessus du premier pic, à environ $y = 3d$, on observe la présence d'un autre pic de vitesse. Ce pic secondaire montre une évolution différente du pic de vitesse marquant le jet en amont. La vitesse de ce pic augmente nettement avec le nombre de rangées. Miron (2005) le qualifie de coeur du film. Il est principalement la signature du jet situé encore en amont (jet de la rangée 7 pour le profil mesuré rangée 9, par exemple). Le jet est plus ou moins mélangé en fonction des vitesses environnantes : la valeur de vitesse de ce pic augmente donc avec le nombre de rangées. C'est ce que nous appellerons l'effet d'accumulation. Les jets viennent nourrir petit à petit le film de refroidissement en y apportant de la masse et la quantité de mouvement associée. Il est à noter qu'aucune étude ne mentionne l'existence d'une limite pour la vitesse de ce pic. La dernière caractéristique notable de ces profils de U se situe près de la paroi ($y = 0.5d$) : la présence d'un petit pic de vitesse peut être remarquée. Ce troisième pic est la manifestation du contournement du jet par l'écoulement principal. Comme l'expliquent Yavuzkurt *et al.* (1980a), un jet présentant un taux de soufflage τ_1 suffisamment fort (typiquement plus de 0.5) décolle à sa sortie de la perforation. La zone située sous ce jet, immédiatement en aval du trou, est une zone de dépression qui attire l'écoulement principal incident. Celui-ci contourne le jet en subissant un fort mouvement en direction de la paroi. L'écoulement contournant le jet ayant des vitesses de plus en plus élevées avec le nombre de rangées (voir le pic à $y = 3d$), la valeur de vitesse du pic proche paroi a tendance à augmenter. Cet effet est appelé *entrainment process*, par Yavuzkurt *et al.* (1980a). Il constitue une caractéristique fondamentale des écoulements de refroidissement par multi-perforation, et permet d'expliquer plusieurs phénomènes

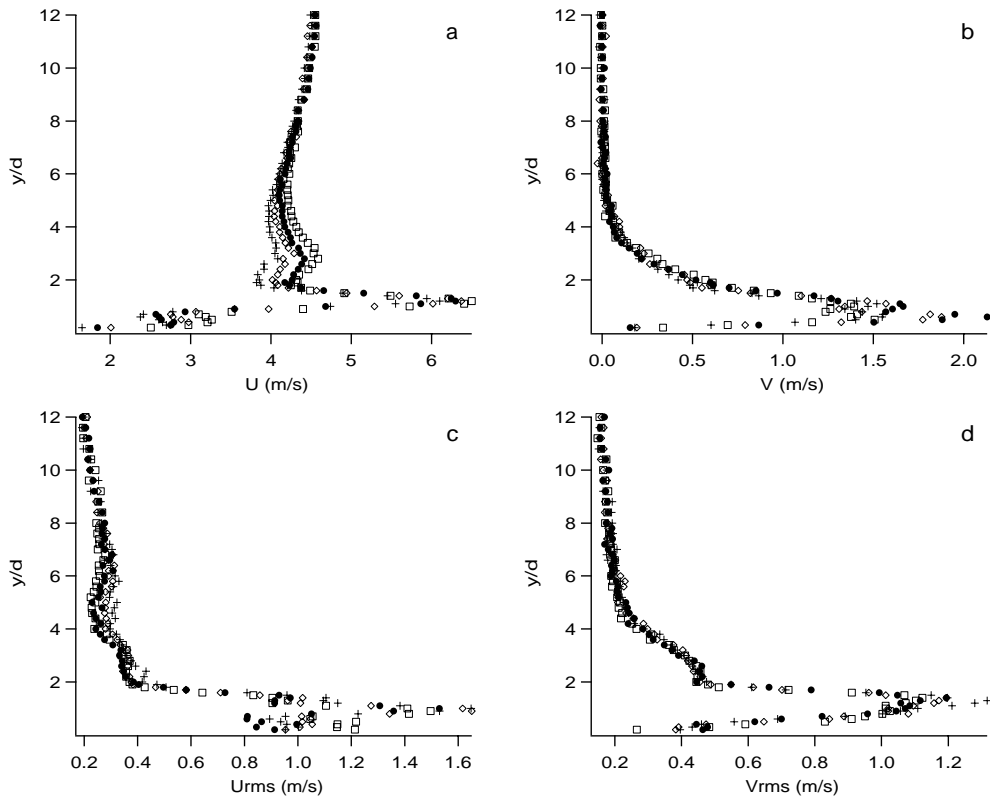


FIG. 2.10 - Evolution des profils de vitesse moyenne (haut) et RMS (bas) dans les directions longitudinale (gauche) et verticale (droite), en fonction de la rangée de mesure (5 : +, 7 : ◇, 9 : ●, 11 : □). D'après Miron (2005).

connus, comme les mauvais résultats d'efficacité sur les premières rangées ou la robustesse du film dans la zone de recouvrement pour les taux de soufflage élevés (voir § 2.3.2). Au début de la zone perforée, l'écoulement incident est chaud : l'entraînement de l'écoulement vers la paroi est donc mauvais pour l'efficacité de refroidissement. Pour la première rangée, des températures de paroi supérieures à celles observées en amont des jets sont parfois constatées, comme chez Emidio (1998) : la température de la paroi est alors plus élevée qu'en l'absence de refroidissement ! C'est pourquoi on choisira un taux de soufflage faible pour des systèmes présentant un petit nombre de rangées. Au contraire, dans le cas d'un grand nombre de rangées, l'écoulement qui est entraîné vers la paroi est un mélange de jets froid et d'écoulement chaud, de plus en plus froid avec le nombre de rangées. L'air de refroidissement est en permanence ré-entraîné vers la paroi, ce qui produit un refroidissement efficace dans la zone des jets. De plus ce phénomène d'entraînement permet de former un entremêlement de jets robuste qui va bien résister au mélange avec l'écoulement principal sur une longue distance en aval de la zone perforée.

Les profils de vitesse verticale moyenne V et de vitesses fluctuantes longitudinale U_{rms} et verticale V_{rms} (figure 2.10b-d) ont une caractéristique commune : contrairement à la vitesse longitudinale moyenne, qui montre une évolution avec le nombre de rangées dans certaines zones du profil, aucune

évolution claire ne peut être observée sur les profils de V , U_{rms} , et V_{rms} . Les profils ne sont pas parfaitement identiques d'une rangée à l'autre, mais aucune tendance forte ne peut être mise en évidence : malgré l'évolution de la vitesse longitudinale, les autres grandeurs tracées ne bougent pas. La vitesse verticale moyenne V (figure 2.10b) est clairement marquée par le jet. Dans la zone $0 < y < 3d$, de fortes valeurs de vitesse verticale sont observées. La vitesse dans le coeur du jet est d'environ $V = 1.7$ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Curieusement, les valeurs maximales de vitesse ne sont pas localisées dans le jet. Les profils aux rangées 7 et 9 montrent très clairement un pic de vitesse situé en dessous du jet. Ceci sera discuté plus tard. La vitesse longitudinale fluctuante (figure 2.10c) montre un profil à deux maxima, situés au niveau du pic du jet ($y = 1d$) et du pic proche paroi ($y = 0.5d$), le premier étant nettement plus marqué. Les profils de U_{rms} montrent de manière générale des niveaux de fluctuations élevés, de l'ordre de 25% de la vitesse moyenne à la même position. La vitesse verticale fluctuante (figure 2.10d) est maximale au niveau du pic du jet. A cette hauteur les niveaux de fluctuation valent plus de la moitié de la vitesse verticale moyenne. Le jet n'est en réalité pas en permanence à la même position. Les fluctuations de sa position se répercutent fortement sur V_{rms} . Il n'y a pas de véritable pic de fluctuation près de la paroi.

La seconde série de profils venant directement de la thèse de Miron (2005) concerne la neuvième rangée de la paroi perforée. Les profils sont mesurés sur le plan de symétrie du dispositif ($z = 0$), à quatre positions longitudinales différentes, en amont, au-dessus et en aval du trou (deux positions). Le centre de la perforation centrale de la neuvième rangée étant situé à $(x = 0; z = 0)$, les quatre profils sont mesurés en $(x = -2.92d; z = 0)$, $(x = 0; z = 0)$, $(x = 2.92d; z = 0)$ et $(x = 5.84d; z = 0)$. Les résultats pour U , V , U_{rms} et V_{rms} sont reportés figure 2.11. Les profils de vitesse longitudinale

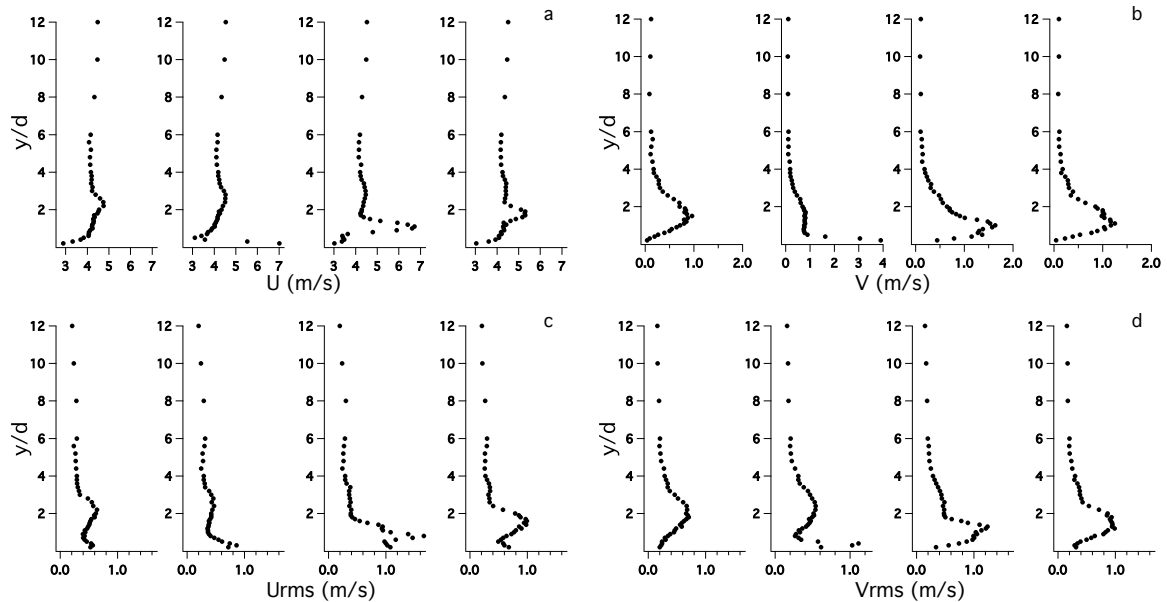


FIG. 2.11 - Profils de vitesse moyenne (haut) et RMS (bas) dans les directions longitudinale (gauche) et verticale (droite), en fonction de la position par rapport au centre de la perforation centrale de la rangée 9. Les profils sont mesurés (de gauche à droite) en $x = -2.92d$, $x = 0$, $x = 2.92d$ et $x = 5.84d$. D'après Miron (2005).

moyenne (figure 2.11a) montrent comment le jet modifie complètement l'écoulement proche paroi. En $x = -2.92 d$ (profil de gauche), peut être observé l'écoulement incident pour le jet de la neuvième rangée. Cet écoulement est marqué par les jets des rangées précédentes. A environ $y = 2.5 d$, un pic de vitesse, trace du jet de la rangée 7, peut être observé. Par rapport à un profil de couche limite classique, la vitesse longitudinale montre de plus fortes vitesses dans la zone de jet, notamment en proche paroi, où le processus d'entraînement maintient la présence de forts gradients. Le profil suivant ($x = 0$) est mesuré juste au-dessus du centre de la sortie de la perforation. On y observe le jet débouchant dans l'écoulement (petites valeurs de y). Ce jet va souffler la couche limite incidente. Au niveau de $x = 2.92 d$, on retrouve le type de profil observé figure 2.10a, avec la présence des trois pics de vitesse. Plus en aval ($x = 5.84 d$), le jet a été mélangé à l'écoulement principal et sa trace sur le profil de vitesse est beaucoup plus atténuée. On retrouve une structure proche du premier profil ($x = -2.92 d$), avec toutefois des maxima de vitesse plus marqués.

Dans le sillage des jets, la vitesse verticale moyenne est très marquée par la présence des jets. La figure 2.11b montre que V subit un mouvement vertical fort en dessous de $y = 3 d$. Les fortes vitesses verticales du jet débouchant peuvent être observées sur le deuxième profil, en $x = 0$. Au-dessus de $y = 3 d$, quelle que soit la position de mesure, le profil est en revanche peu affecté par les jets. Les profils de vitesse fluctuante (figure 2.11c,d) montrent les mêmes tendances. Le jet vient bouleverser les niveaux de fluctuations en proche paroi. Ces niveaux de fluctuations baissent au fur et à mesure que l'on s'éloigne du jet, avant de rencontrer le jet suivant.

Entre les jets, hors sillage direct, l'écoulement est également modifié, mais de manière moins spectaculaire. Au fur et à mesure des rangées, l'écoulement est entraîné vers la paroi par les jets environnants, et perd peu à peu les caractéristiques de l'écoulement incident avant les premières rangées. Il subit globalement un mouvement vertical vers la paroi ($V < 0$), correspondant à l'entraînement du fluide. On peut ainsi délimiter deux types de zones : les zones de sillage des jets, pour lesquelles la vitesse verticale moyenne est positive, et les zones inter-sillages, avec des vitesses négatives. C'est ce qui est représenté figure 2.12. Les zones de sillage s'étendent sur une largeur maximale d'environ 1 diamètre de part et d'autre des jets.

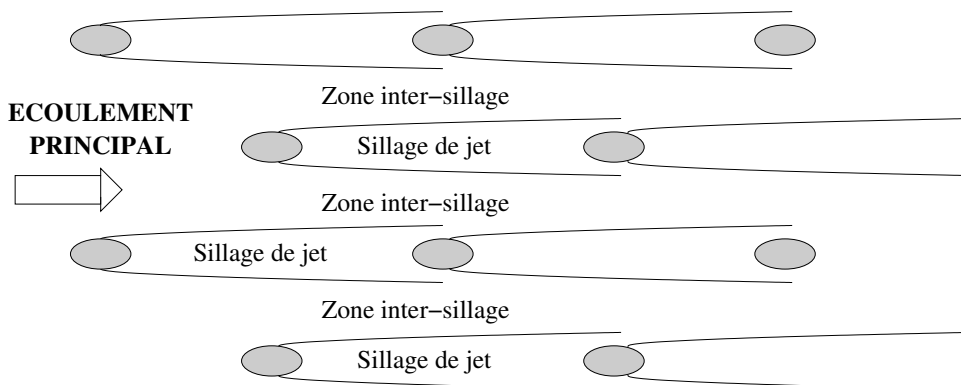


FIG. 2.12 - Structure du film de refroidissement dans le plan parallèle à la paroi (x, z).

Scrittore, Thole & Burd (2007) ont réalisé des mesures LDA en deux dimensions sur une configuration du même type. La principale différence réside dans l'absence d'écoulement côté aspiration de la paroi : tout le fluide passant dans le circuit secondaire est injecté par les perforations. La plaque perforée contient 730 perforations inclinées à 30° , réparties en 20 rangées. La plage de taux de soufflage considérée est $3.2 \leq \tau_1 \leq 5$. Dans ces expériences, le taux de soufflage élevé repousse la zone à partir de laquelle l'écoulement est stabilisé. Jusqu'à la quinzième rangée, la position du pic de vitesse marquant le jet en amont change. Les auteurs expliquent ceci par des variations importantes du taux de soufflage local. A partir de la rangée 15, l'écoulement se stabilise et Scrittore *et al.* observent une situation analogue à celle décrite plus haut (figure 2.10) : la position et la valeur du pic principal de vitesse reste à peu près inchangée, alors que la vitesse continue d'évoluer en proche paroi et au-dessus du jet. Scrittore *et al.* (2007) montrent également que pour leurs différents points de fonctionnement, les profils de vitesse mesurés au niveau de la dernière rangée de perforations sont tous identiques, à la vitesse des jets près : les profils de vitesse longitudinale et d'intensité turbulente se superposent après adimensionalisation par la vitesse des jets.

Scrittore *et al.* (2007) présentent également des champs de vitesse longitudinale moyenne (U) et de taux de turbulence (TL , rapport de la somme des fluctuations dans les directions longitudinale et verticale sur la vitesse de l'écoulement principal), au niveau de la rangée 15 (figure 2.13). Ces données sont

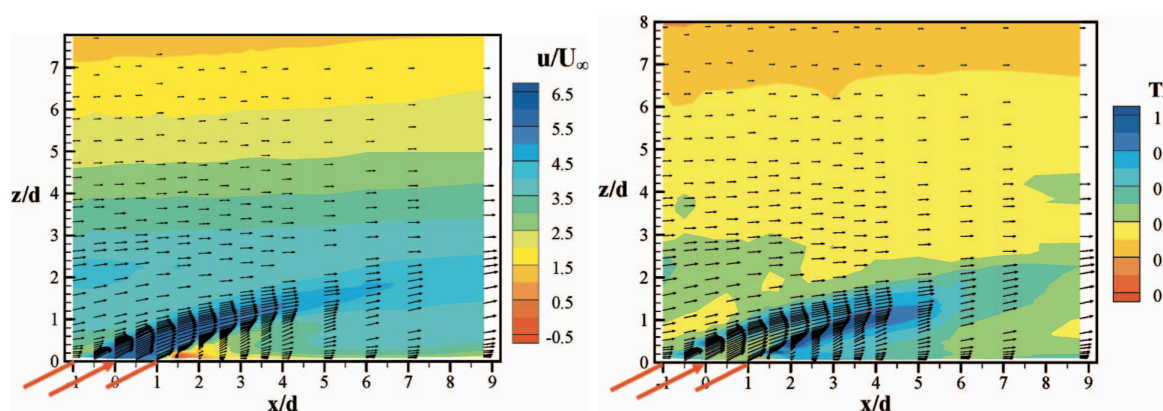


FIG. 2.13 - Champs de vitesse longitudinale moyenne (gauche) et de taux de turbulence (droite) au niveau de la rangée 15 chez Scrittore *et al.* (2007).

du même type que celles fournies par Miron (2005). On retrouve la structure du film de refroidissement telle que décrite plus haut : le jet pénètre dans l'écoulement en décollant de la paroi, en formant une petite zone de recirculation juste en aval du jet. Ensuite, par contournement du jet par l'écoulement principal, la vitesse proche paroi augmente (après $x = 3d$) et les profils de vitesse présentent un maximum local proche paroi (à $0.5d$ de la paroi). L'activité turbulente est concentrée dans les fortes zones de cisaillement, aux frontières du jet. Scrittore *et al.* (2007), comme d'autres auteurs (Yavuzkurt *et al.*, 1980a; Miron, 2005), ont étudié la structure de l'écoulement dans des plans perpendiculaires à l'écoulement principal. La figure 2.14 montre les champs de vitesses moyennes longitudinale et verticale et d'intensité de turbulence dans un plan situé $3d$ en aval du centre de la perforation centrale de la 15e rangée. y est ici la coordonnée transverse. Le plan s'étend de $y = 0$ (milieu de la perforation) à $y = 2.45d$, qui est

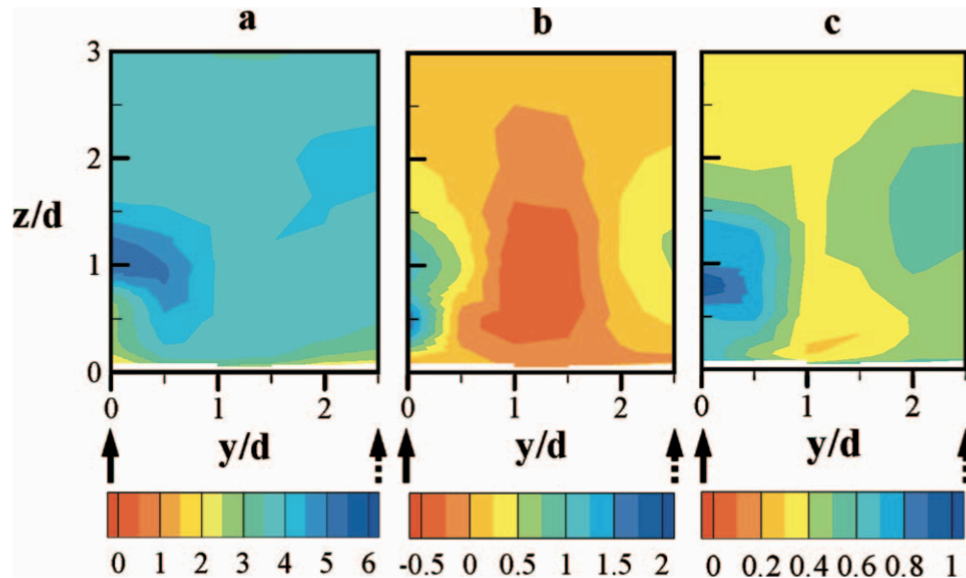


FIG. 2.14 - Plan perpendiculaire à l'écoulement, 3 d en aval du centre d'un jet de la rangée 15. **a)** Vitesse longitudinale moyenne. **b)** Vitesse verticale moyenne. **c)** Intensité de turbulence. Grandeurs adimensionnées par la vitesse e l'écoulement principal. D'après Scrittore et al. (2007).

la demi distance transverse entre deux perforations. On observe donc un demi jet. On retrouve plusieurs caractéristiques connues des jets de multi-perforation.

- Le jet montre une forme de fer à cheval (figure 2.14a). Sous le jet, les vitesses longitudinales sont plus faibles qu'à côté du jet,
- La vitesse verticale (figure 2.14b) dans le jet est forte, mais elle est maximale sous le jet. Entre les jets, la vitesse est négative. L'écoulement se dirige vers la paroi. C'est la manifestation du phénomène d'entraînement,
- Les fluctuations de vitesse sont importantes sous le jet au niveau de la couche de cisaillement.

On peut noter la présence, sur la droite des champs à environ $2d$ de la plaque, du jet issu de la rangée précédente (14e rangée). La distance transverse entre les deux jets est la moitié de l'espacement transverse $Z/ = 4.9$, à cause de la disposition en quinconce.

Les principales caractéristiques des champs de vitesse longitudinale et verticale ont été décrites. Elles sont en réalité assez semblables à celles observées pour des jets isolés ou pour une rangée de jets (voir par exemple Pietrzyk *et al.*, 1989; Leylek & Zerkle, 1994; Walters & Leylek, 1997, 2000; Tyagi & Acharya, 2003; Peet, 2006). La vitesse transverse ne présente pas de caractéristique remarquable, si ce n'est la signature de structures tourbillonnaires décrites dans la partie suivante. Peu d'informations sont disponibles sur le frottement à la paroi. Peterson & Plesniak (2004b) l'ont mesuré dans le cas d'une rangée de jets normaux à la paroi (figure 2.15). Ils observent un fort déficit de vitesse dans le sillage des jets, ainsi qu'une augmentation du frottement dans les zones intermédiaires, à cause du contournement des jets par l'écoulement. En amont des jets, la carte de frottement met en évidence une séparation de l'écoulement incident.

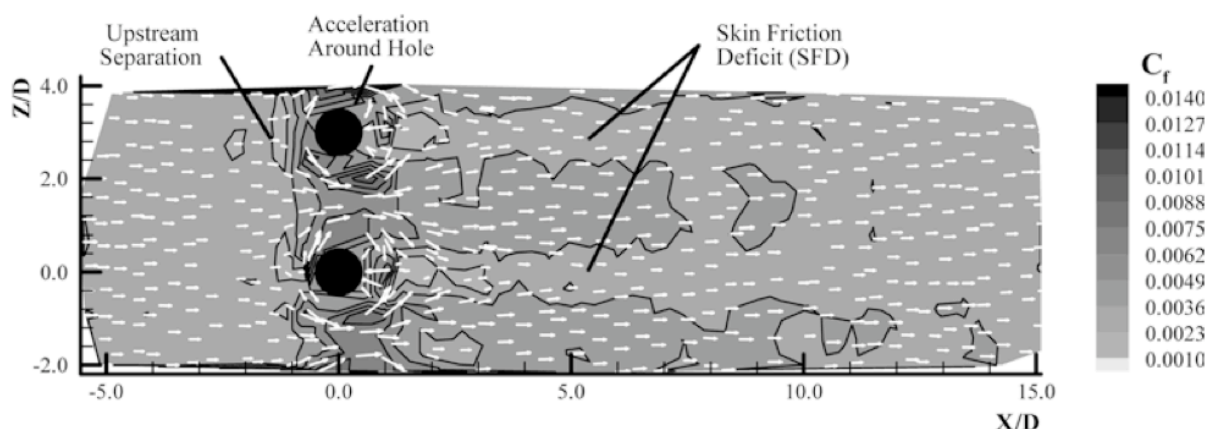


FIG. 2.15 - Coefficient de frottement total pour une paroi percée d'une rangée de trous normaux. D'après Peterson & Plesniak (2004b).

Structure tourbillonnaire du jet dans la multi-perforation

L'écoulement de jet débouchant dans un écoulement transverse est une configuration classique en Mécanique des Fluides. On désigne généralement ce genre d'écoulements par le terme de jet transverse. Le jet transverse présente des intérêts aussi bien académiques qu'industriels : le jet transverse peut servir pour des applications de mélange ou de refroidissement ; on en retrouve aussi dans des études de dispersion de polluants. Le jet transverse peut également servir au contrôle de l'écoulement, comme dans le cas du jet synthétique transverse (voir sur le sujet Glezer & Amitay, 2002; Dandois, 2007; Dandois, Garnier & Sagaut, 2007). Sur le plan académique, le jet transverse est une configuration à géométrie simple qui permet l'étude de phénomènes complexes (mélange, formation de structures tourbillonnaires, trajectoires de jets, etc.) Margason (1993) a écrit une revue sur les jets transverses, qui répertorie les principaux travaux avant 1993.

On peut définir un cas de jet transverse canonique, correspondant au type de configurations les plus étudiées : il s'agit d'un jet débouchant normalement à un écoulement principal de couche limite. Le jet débouche généralement d'une longue conduite, qui assure un écoulement pleinement développé. Les taux de soufflage considérés sont généralement élevés. Ces jets sont typiques des applications de mélange. La caractérisation de la structure de l'écoulement de jet transverse a été une motivation pour de nombreux travaux. Dans les cas de jets transverses classiques, la structure est bien connue. Elle a été étudiée expérimentalement (Andreopoulos & Rodi, 1984; Fric & Roshko, 1994; Kelso *et al.*, 1996; Smith & Mungal, 1998; Rivero *et al.*, 2001) et numériquement (Yuan *et al.*, 1999; Cortelezzi & Karagozian, 2001; Muppidi & Mahesh, 2005, 2006, 2007). Le jet transverse est caractérisé par plusieurs structures cohérentes, comme le montre la figure 2.16 :

- Les vortex de la couche cisailée sont dus à une instabilité de Kelvin-Helmholtz entre le jet et l'écoulement principal. Ils se développent sur les faces amont et aval du jet, comme sur la figure 2.17,
- Le vortex en fer à cheval est le résultat d'un décollement de la couche limite de l'écoulement prin-

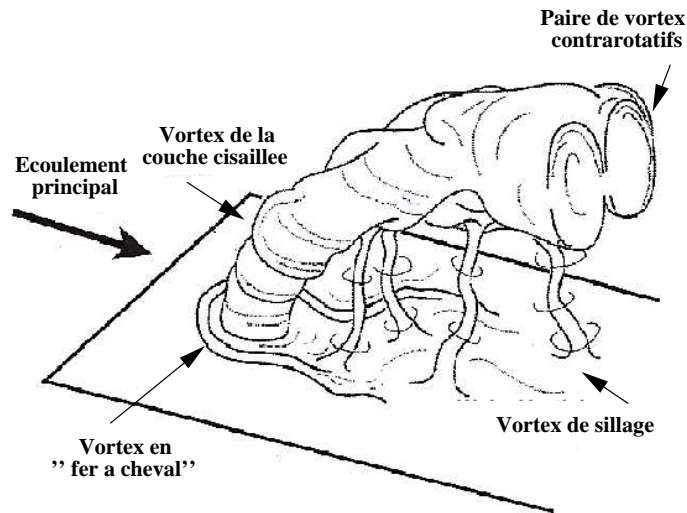


FIG. 2.16 - Schéma de la structure tourbillonnaire du jet transverse canonique. D'après *Fric & Roshko (1994)*.

cial : la présence du jet induit la présence d'un point de stagnation pour l'écoulement principal ; il en résulte un gradient de pression adverse qui provoque un décollement de la couche limite. *Kelso et al. (1996)* font le rapprochement avec les structures présentes en amont d'un système cylindre-paroi. Juste en aval du point de décollement, ils observent dans leur expérience la présence de plusieurs tourbillons en fer à cheval en amont du jet. Le nombre de tourbillons en fer à cheval varie fortement en fonction des paramètres de l'écoulement dans *Hale et al. (2000b)* (voir figure 2.18),

- Les structures de sillage apparaissent derrière le jet et sont convectées dans la direction de l'écoulement principal. Ce sont des structures instationnaires et tridimensionnelles complexes,
- La paire de tourbillons contrarotatifs (ou CVP pour Counter-rotating Vortex Pair) est la structure dominante qui se développe dans le champ lointain. Ces tourbillons jouent un rôle majeur dans le mélange entre l'écoulement principal et le jet.

Depuis *Fric & Roshko (1994)*, d'autres structures secondaires ont été détectées. Une seconde paire de tourbillons contrarotatifs est parfois détectée dans le champ moyen (*Kelso et al., 1996; Hale et al., 2000b*). Ils sont situés très près de la paroi et ont une petite taille par rapport aux tourbillons formant la CVP, ce qui explique peut-être qu'ils ne soient pas toujours observés. Outre les tourbillons de sillage instationnaires étudiés par *Fric & Roshko (1994)*, *Hale et al. (2000b)* montrent la présence de séparation stationnaires en aval du jet (figure 2.18), que *Peterson & Plesniak (2004a)* désignent ensuite par le terme *downstream spiral separation node* (DSSN), pour les distinguer des structures instationnaires de sillage. Dans l'expérience de *Hale et al. (2000b)*, les jets sortent de perforations courtes. Le jet est alors totalement dépendant de l'écoulement côté aspiration, comme l'ont montré *Brundage, Plesniak & Ramadhyani (1999)*. La figure 2.18 montre comment la position et l'intensité des DSSN change en fonction de la direction de l'écoulement côté aspiration (textitplenum flow).



FIG. 2.17 - Visualisation des tourbillons de la couche cisailée par fluorescence induite par plan laser. D'après Rivero et al. (2001).

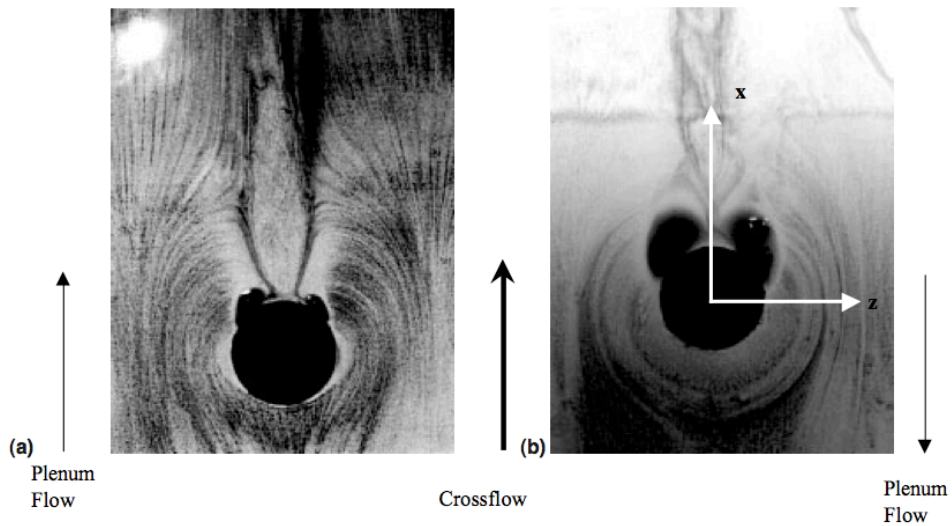


FIG. 2.18 - Lignes de frottement au niveau d'un jet transverse court. Visualisation des DSSN en aval du jet et des tourbillons en fer à cheval à l'amont du jet. Effet du sens de l'écoulement côté aspiration (plenum flow). D'après Hale et al. (2000b).

Les travaux relatifs à la structure des jets transverses inclinés sont beaucoup moins nombreux, leur structure est donc moins bien connue. Dans le cas de la multi-perforation, peu d'auteurs ont cherché à identifier les structures tourbillonnaires de l'écoulement. A l'aide de mesures par Anémométrie Laser Doppler dans les trois directions, [Gustafsson \(2001\)](#) a caractérisé le champ de vitesse du côté injection d'une plaque multi-perforée échelle 10. Les mesures de vitesse ont été effectuées au niveau de la troisième rangée de perforations. De nombreuses données sont disponibles dans cette thèse : vitesses moyennes, fluctuantes, moments d'ordre 2, vorticités. Il serait fastidieux et inutile de rappeler ici tous les détails des résultats obtenus, mais une partie importante de ce travail consiste à caractériser la topologie de l'écoulement. [Gustafsson \(2001\)](#) montre la présence de deux types de structures (figure 2.19) présentes dans le champ moyen : une paire de tourbillons contrarotatifs dirigés dans la direction de l'écoulement et deux autres tourbillons, situés juste en aval du jet, les DSSN. Les tourbillons contrarotatifs orientés

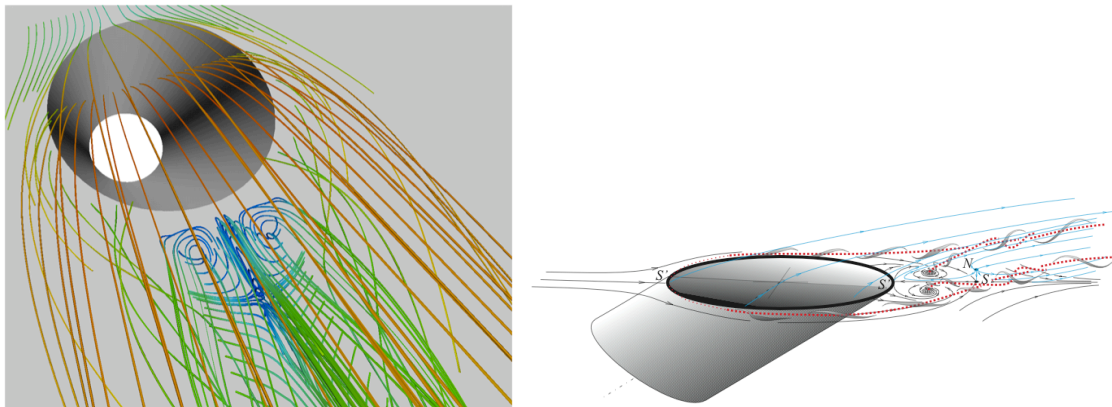


FIG. 2.19 - Mesures au niveau de la troisième rangée d'une plaque multi-perforée : structure de l'écoulement. Gauche : tubes de courant colorés par le module de vitesse. Droite : schéma d'interprétation. D'après [Gustafsson \(2001\)](#).

dans la direction longitudinale forment la structure la plus importante du sillage, le CVP. Dans le cas de [Gustafsson \(2001\)](#), ils naissent au niveau des bords latéraux du trou (et non par déformation du jet dans le sillage lointain) et passent ensuite sous le jet. Ces tourbillons expliquent la structure du sillage du jet : les vitesses verticales négatives à l'extérieur et maximales sous le jet.

Les travaux de [Gustafsson \(2001\)](#), qui sont les seuls à traiter de la topologie de l'écoulement de jet transverse dans le cas de la multi-perforation, ont permis de détecter deux structures présentes dans le champ moyen. D'autres informations sur la structure du jet incliné peuvent être trouvées dans les études sur les jets isolés ou faisant partie d'une rangée de perforations. Il n'existe cependant aucune garantie que ces structures soient présentes dans le cas de la multi-perforation. Dans ses simulations aux grandes échelles d'une rangée de jets inclinés à 35° , [Peet \(2006\)](#) observe la présence d'un tourbillon en fer à cheval. Dans le cas du jet incliné, le gradient de pression adverse responsable du décollement de l'écoulement incident est toutefois moins important que dans le cas du jet normal. C'est ce qui peut expliquer son absence chez [Gustafsson \(2001\)](#), ou même dans d'autres SGE d'une rangée de jets, comme celles de [Tyagi & Acharya \(2003\)](#). [Peet \(2006\)](#) montre également que le CVP se forme sur les bords latéraux du jet, puis se rapproche et passent sous le jet, comme le montre la figure 2.20.

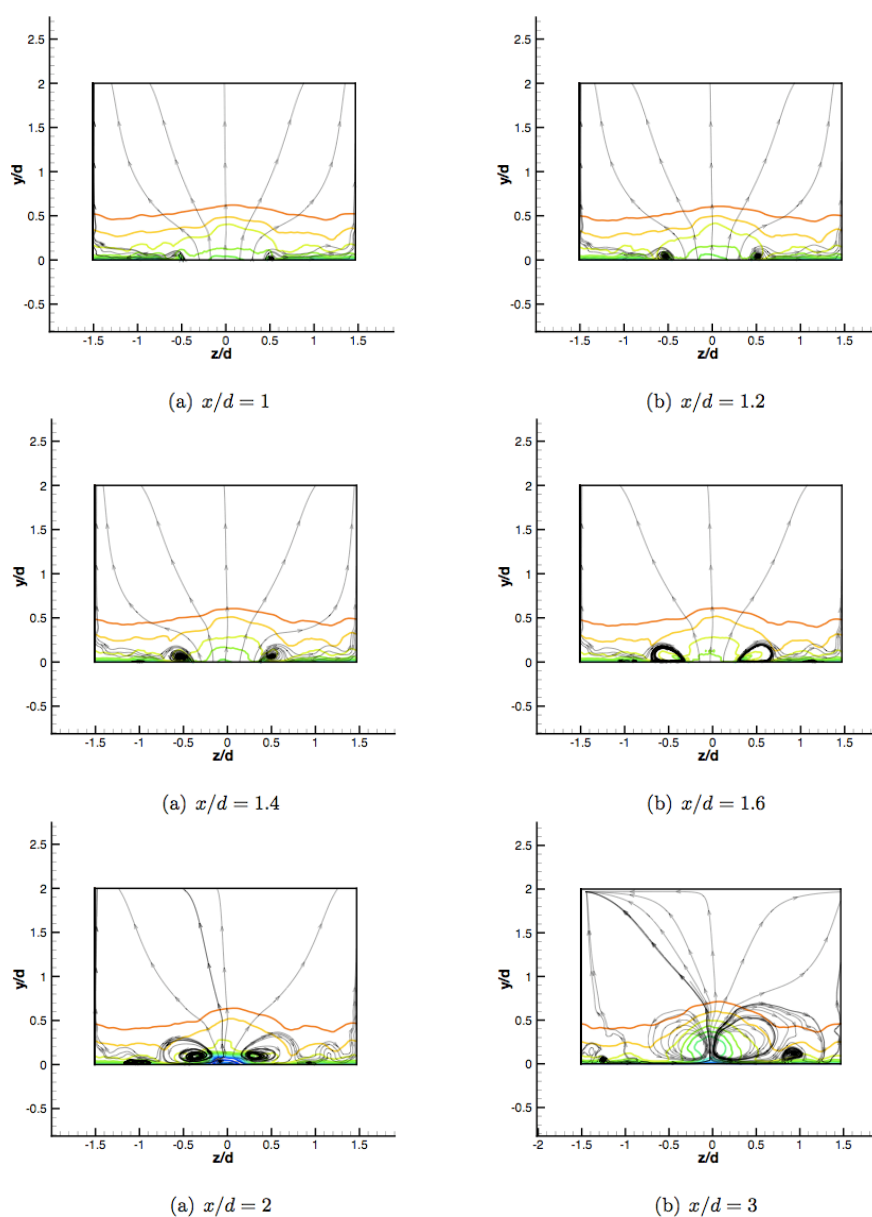


FIG. 2.20 - Série de plan normaux à la direction de l'écoulement (x constant). Isolignes de module de vitesse moyenne et lignes de courant en aval du jet (du gauche à droite puis de haut en bas). Cas d'un jet transverse incliné isolé, d'après Peet (2006).

Tyagi & Acharya (2003) s'attachent à identifier la structure instationnaire du jet à l'aide de la SGE. Ils observent un fort détachement tourbillonnaire dans la couche de cisaillement de la frontière aval du jet. En traçant un critère de détection des structures tourbillonnaires, ils font apparaître dans le champ instantané des tourbillons en forme d'épingles à cheveux (hairpin structures), qui leur permettent d'expliquer

toute la structure du sillage : pour [Tyagi & Acharya \(2003\)](#), le CVP, les tourbillons de la couche cisailée, et les structures de sillage instationnaires verticales ne sont qu'une série de *hairpin structures* se formant régulièrement dans l'écoulement (voir figure 2.21). Toutefois, cette hypothèse n'a jamais été confirmée, et la formation ou non de *hairpin structures* dépend très certainement de nombreux paramètres. En outre le maillage utilisé est relativement grossier (seulement 10 points dans le diamètre du jet pour un nombre de Reynolds de 22 000), ce qui rend discutable la qualité de la simulation.

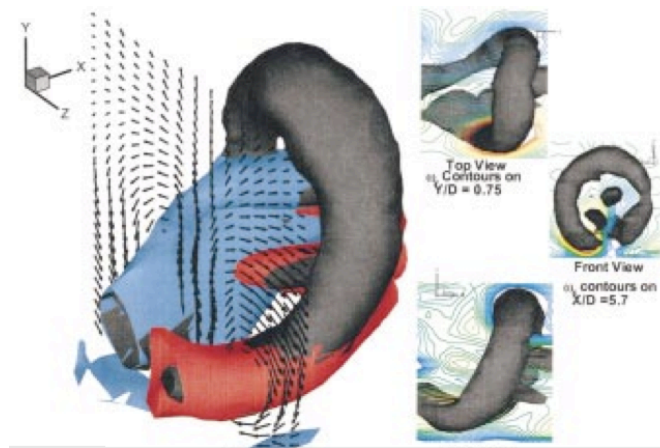


FIG. 2.21 - Visualisation des structures dites en épingle à cheveux (*hairpin*) dans les SGE de [Tyagi & Acharya \(2003\)](#), par tracé du laplacien de la pression. Les surfaces rouge et bleu sont des isosurfaces de vorticité dans la direction longitudinale représentant les deux tourbillons contrarotatifs du CVP.

La compréhension de la structure tourbillonnaire ne constitue pas qu'une distraction pour mécaniciens des fluides. Les structures les plus importantes ont un impact direct sur l'efficacité du dispositif. Comme signalé plus haut, le mélange du jet avec l'écoulement principal est fortement dépendant du CVP. De même, de nombreux auteurs ont montré l'impact négatif du CVP sur l'efficacité de refroidissement. Le CVP agit de plusieurs manières défavorables au refroidissement :

- En augmentant le mélange, le CVP réduit l'efficacité de refroidissement, l'air proche paroi étant moins frais,
- Le CVP se situe sous le jet, et engendre de fortes vitesses verticales sous le jet. Il pousse le jet loin de la paroi et augmente sa pénétration dans l'écoulement principal, au détriment du refroidissement,
- Un CVP fort maintient un jet concentré. L'expansion latérale du jet est alors faible.

[Nasir, Acharya & Ekkad \(2003\)](#) cherchent par exemple à améliorer l'efficacité de refroidissement en plaçant à la sortie des perforations des petits obstacles qui créent des tourbillons qui tournent dans le sens opposé au CVP : l'effet de ce dernier est réduit, ce qui améliore l'efficacité de refroidissement. L'équipe de M. W. Plesniak, à l'Université de Purdue, West Lafayette, Indiana, a publié de nombreux travaux sur les jets transverses, synthétisés par [Plesniak \(2006\)](#). Ils montrent une efficacité de refroidissement améliorée dans le cas de jets présentant un faible CVP ([Peterson & Plesniak, 2002](#)). Ces études se concentrent sur les cas de perforations courtes normales à la paroi ([Brundage et al., 1999](#); [Hale et al., 2000a,b](#); [Peterson & Plesniak, 2002, 2004a,b](#)) ou inclinées ([Brundage et al., 1999](#); [Hale et al., 2000a](#)).

Dans tous ces travaux, l'influence de l'écoulement côté aspiration est étudiée en changeant le sens (co-courant ou contre-courant par rapport à l'écoulement principal côté injection). Comme pour les DSSN (figure 2.18), le CVP est extrêmement dépendant du sens de l'écoulement côté aspiration : en fonction du sens de l'écoulement qui entre dans les perforations, la topologie de l'écoulement dans les trous change fortement, ce qui a un impact direct sur l'écoulement côté injection. Il existe dans le cas des trous courts un couplage très fort entre les différentes zones de l'écoulement. Peterson & Plesniak (2002) montrent par exemple que la présence dans les perforations d'une paire de tourbillons tournant dans un sens ou dans l'autre pour modifier la trajectoire des jets de plus de 35%. Ces résultats ont été obtenus pour une rangée de perforations. Ils montrent en tout cas que la connaissance de l'écoulement de multi-perforation côté injection pour des perforations courtes passe par celle de l'écoulement à l'intérieur des perforations et côté aspiration.

2.4.2 Structure aérodynamique de l'écoulement dans les perforations

Dans cette partie, nous nous concentrerons sur l'écoulement à l'intérieur de perforations courtes, inclinées à environ 30° . A partir d'un certain rapport longueur sur diamètre L/d , l'écoulement oublie son histoire pour atteindre un état d'écoulement pleinement développé en conduite. La valeur du rapport L/d limite à partir de laquelle l'écoulement devient pleinement développé n'est pas défini, mais on peut l'estimer au moins égal à 10. Quel que soit sa valeur exacte, les perforations utilisées en multi-perforation sont courtes (typiquement $2 \leq L/d \leq 5$), et l'approximation d'écoulement pleinement développé ne peut être utilisée.

L'écoulement à l'intérieur des perforations n'a pas été très étudié. Plusieurs raisons peuvent être avancées :

- D'un point de vue expérimental, l'accès optique à l'écoulement à l'intérieur des perforations est difficile. De même, la taille des perforations complique l'étude,
- D'un point de vue industriel, l'écoulement à l'intérieur des perforations est contrôlé par des paramètres qui sont le plus souvent fixés par des contraintes extérieures : taille des perforations liées à l'épaisseur de plaque, angle des perforations déterminé par une meilleure efficacité de refroidissement côté chaud, etc. Dans ce cas l'écoulement dans les perforations ne guide pas les choix de conception mais n'est une conséquence des choix effectués,
- Les trous percés pour la multi-perforation ne sont pas du tout cylindriques, et peuvent présenter des formes très irrégulières : leur taille ne permet pas la maîtrise précise de leur forme. L'écoulement à l'intérieur en est fortement dépendant, ce qui limite la portée d'études simplifiées (expériences, simulations).

Cependant, l'étude de l'écoulement présente deux intérêts majeurs. D'une part, il est déterminant dans le comportement du jet débouchant côté injection. D'autre part, les transferts thermiques entre la paroi et le jet à l'intérieur de la perforation sont pilotés par la structure du jet. Ces transferts pariétaux peuvent représenter une part importante du refroidissement total, ne serait-ce que parce que la surface interne est non négligeable. Leur estimation passe par la connaissance de l'écoulement à l'intérieur des perforations.

Parmi les études montrant la topologie de l'écoulement à l'intérieur de la perforation, aucune ne

concerne la multi-perforation. Quelques vues sont présentées dans [Errera & Chemin \(2004\)](#), mais le but de la publication est l'étude du couplage fluide-structure, et le maillage utilisé est grossier. Les études expérimentales ne fournissent pas de données concernant le trou et les études RANS disponibles ([Papanicolaou et al., 2001](#); [Harrington et al., 2001](#)) se focalisent sur l'écoulement à l'extérieur. Des informations sur l'écoulement dans la perforation sont cependant disponibles dans les études de refroidissement d'aubes de turbines (peu de perforations). La plupart de ces travaux sont des études RANS ([Leylek & Zerkle, 1994](#); [Walters & Leylek, 1997, 2000](#); [Azzi & Lakehal, 2002](#); [Medic & Durbin, 2002](#); [Miao & Ching, 2006](#)) qui visent principalement à démontrer la capacité des codes à reproduire des écoulements de refroidissement au travers de perforations. [Walters & Leylek \(1997\)](#) prétendent que les erreurs de prédiction dans le cas du refroidissement par injection d'air à travers de perforations est trop souvent attribué au modèle $k - \epsilon$: ils soutiennent, à juste titre, qu'avant d'incriminer le modèle de turbulence, il est indispensable de simuler toute la géométrie, d'utiliser un maillage correct etc. Toutefois, [Medic & Durbin \(2002\)](#) ou [Azzi & Lakehal \(2002\)](#) montrent les limites des modèles simples de type $k - \epsilon$ ou $k - \omega$ standards, et proposent des modèles de turbulence mieux adaptés. De même, [Muldoon & Acharya \(2006\)](#) réalisent des SND de jets inclinés pour proposer des améliorations simples au modèle $k - \epsilon$ afin que ce modèle soit prédictif pour les simulations de refroidissement d'aubes de turbine.

Pour une rangée de perforations, [Iourokina & Lele \(2006\)](#); [Peet \(2006\)](#) montrent des résultats de SGE (avec des perforations inclinées à 35°). Par rapport à la configuration de multi-perforation qui nous intéresse, outre le nombre de perforations, une différence importante de ces études réside dans l'absence d'écoulement principal côté aspiration. Les implications possibles de cette différence ne sont pas claires.

L'écoulement à l'intérieur des perforations se caractérise tout d'abord par un important décollement au niveau du coin aval de l'entrée de la perforation. Dû au fort gradient de pression de part et d'autre de la paroi, l'écoulement entre dans la perforation avec une importante composante verticale, d'où le décollement observé figure 2.22. Dans l'étude de [Peet \(2006\)](#), l'angle des trajectoires atteint 135° au niveau du décollement. L'écoulement dans le trou se sépare en deux régions. [Leylek & Zerkle \(1994\)](#) définissent ainsi une région de jet, au niveau de la paroi amont du trou, et une région de basse vitesse, près de la partie aval de la perforation. C'est ce que l'on observe également figure 2.22, sur les plans de coupe en travers du jet. De plus, cette vue fait apparaître une caractéristique importante de l'écoulement à l'intérieur des perforations. Dans la zone de basse vitesse se forme une paire de tourbillons contrarotatifs orientés dans la direction du jet. C'est exactement la structure qu'observent [Walters & Leylek \(1997\)](#) : la structure du jet est reportée figure 2.23. L'action des tourbillons à l'intérieur de la perforation modifie la forme du jet. Près de la sortie, le jet présente déjà une forme en fer à cheval, ressemblant à celle observée côté injection. Le plan d'entrée, visible au centre de la figure 2.22, est reproduit à droite : il montre le champ de vitesse verticale. Au niveau du plan d'entrée, des fortes vitesses verticales sont observées près du coin aval de la perforation. A cet endroit, le fluide entrant dans la perforation subit une forte accélération verticale, due au contournement du coin aigu. Ces données sont obtenues sans écoulement côté aspiration. On voit sur la figure 2.22 les lignes de courant venir de toutes les directions avant d'entrer dans la perforation. L'écoulement côté aspiration est susceptible de modifier cette organisation. C'est ce que montrent [Brundage et al. \(1999\)](#) en changeant le sens de l'écoulement nourrissant la perforation.

La structure instantanée de l'écoulement est décrite par [Iourokina & Lele \(2006\)](#) et [Peet \(2006\)](#). La figure 2.24, tirée de la thèse de [Peet \(2006\)](#), montre le champ de module de vitesse instantanée dans les perforations, ainsi que des lignes de courant. Dans la zone séparant le jet et la région de basse vitesse

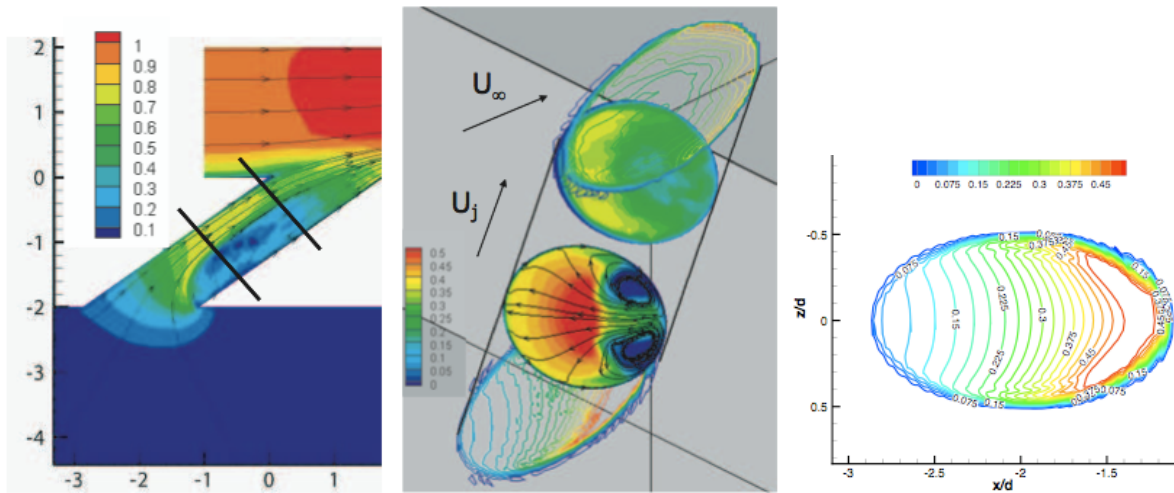


FIG. 2.22 - Vue de l'écoulement moyen dans la perforation, d'après Peet (2006). Gauche : champ de module vitesse et lignes de courant. Centre : champs de vitesse verticale et lignes de courant. Droite : plan d'entrée du trou, champ de vitesse verticale.

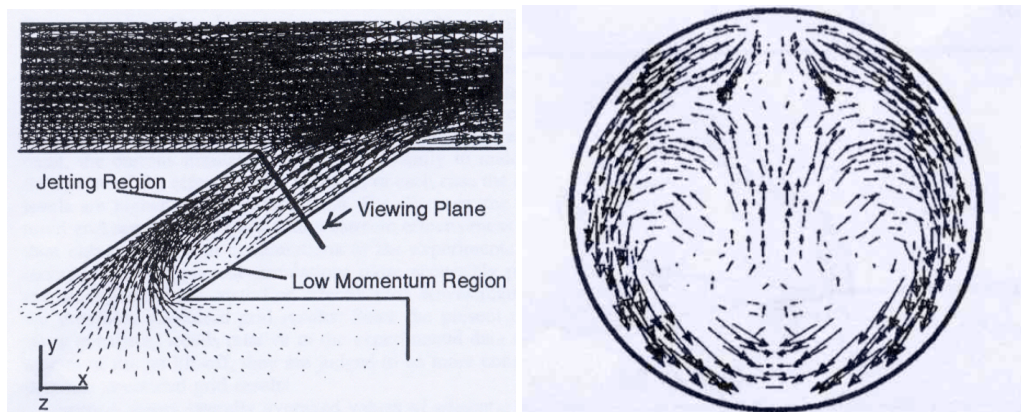


FIG. 2.23 - Vue de l'écoulement moyen dans la perforation : champ de vecteurs, d'après Walters & Leylek (1997). Gauche : plan de symétrie. Droite : coupe normale à la perforation, vue des tourbillons contrarotatifs dans le trou.

s'enroulent des tourbillons qui sont convectés par le jet. Peet (2006) montre que cette zone se caractérise par de fortes fluctuations, tout comme la région de décollement immédiatement après l'entrée de la perforation. Les niveaux de fluctuations atteignent dans ces régions 25 à 30% de la vitesse débitante.

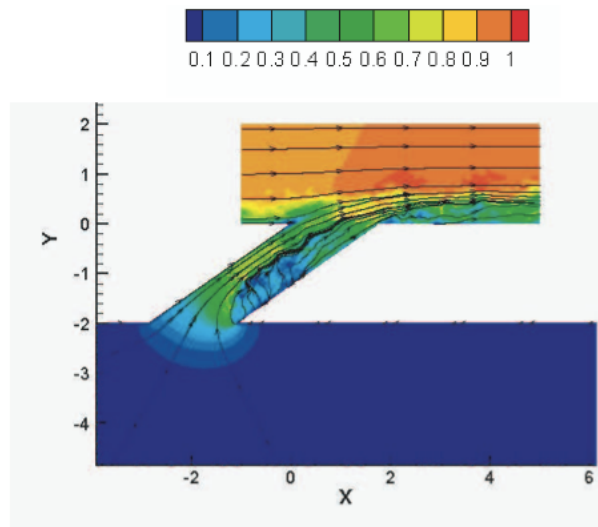


FIG. 2.24 - Vue de l'écoulement instantané dans la perforation, d'après Peet (2006). Champ de module vitesse et lignes de courant.

2.4.3 Structure aérodynamique de l'écoulement côté aspiration

Parmi les études visant à déterminer la structure aérodynamique de l'écoulement de refroidissement par injection d'air au travers d'une perforation ou d'un réseau de perforations, seule la SGE de Peet (2006) permet de détailler l'ensemble de l'écoulement, depuis le côté aspiration, dans le *plenum*, jusqu'au côté injection. Malheureusement, l'écoulement est globalement au repos côté aspiration et une seule rangée de trous est simulée. Peet (2006) présente des profils de vitesse verticale mesurés sous la perforation (figure 2.25). A $2d$ de la paroi perforée, l'écoulement ne subit pas encore l'accélération due au passage par la perforation. A moins de $1d$ de la paroi, la vitesse verticale augmente. Le maximum du profil se situe légèrement en aval du centre de la perforation. Au fur et à mesure que l'on se rapproche de l'entrée, la vitesse augmente, et le maximum se décale vers le coin aval de l'entrée. Bien que ne présentant pas d'écoulement principal, l'écoulement entrant dans la perforation est très inhomogène.

A l'opposé du cas de Peet (2006), on peut considérer des situations où l'aspiration n'est qu'une petite perturbation de l'écoulement principal. Schildknecht, Miller & Meier (1979) présente ce type de résultats. Dans cette étude, l'aspiration se fait par une multitude de toutes petites perforations (0.06 mm de diamètre). Cette expérience est d'ailleurs présentée comme étant une expérience d'écoulement en conduite aspirée de manière uniforme, comme au travers d'un matériau poreux. L'aspiration n'a pas d'effet tridimensionnel. Chez Peet (2006) au contraire, tout l'écoulement côté froid est la conséquence de l'aspiration. L'écoulement de multi-perforation se situe quelque part entre les deux types d'écoulement.

La structure d'une couche limite laminaire aspirée par une perforation isolée ou une série de perforations est décrite dans MacManus & Eaton (2000). Le schéma de l'écoulement obtenu est reporté figure 2.26. A cause de l'aspiration, l'écoulement principal subit une déformation (*Mean flow distortion* sur la figure 2.26) : il est attiré vers la paroi et les vitesses longitudinales vont être plus élevées près de

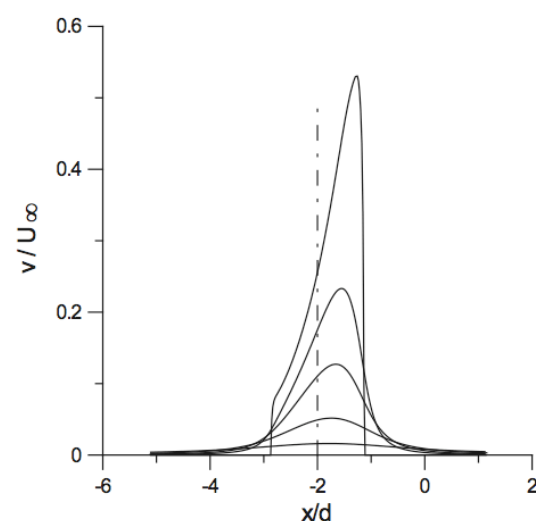


FIG. 2.25 - Profils de vitesse verticale moyenne sans dimension, mesurés côté aspiration, sur le plan de symétrie de la perforation ($z = 0$), d'après [Peet \(2006\)](#). La distance à la plaque est (de haut en bas) : $\delta y = 0, 0,25 d, 0,5 d, d, 2 d$. La ligne verticale en pointillés permet de localiser le centre de l'entrée de la perforation.

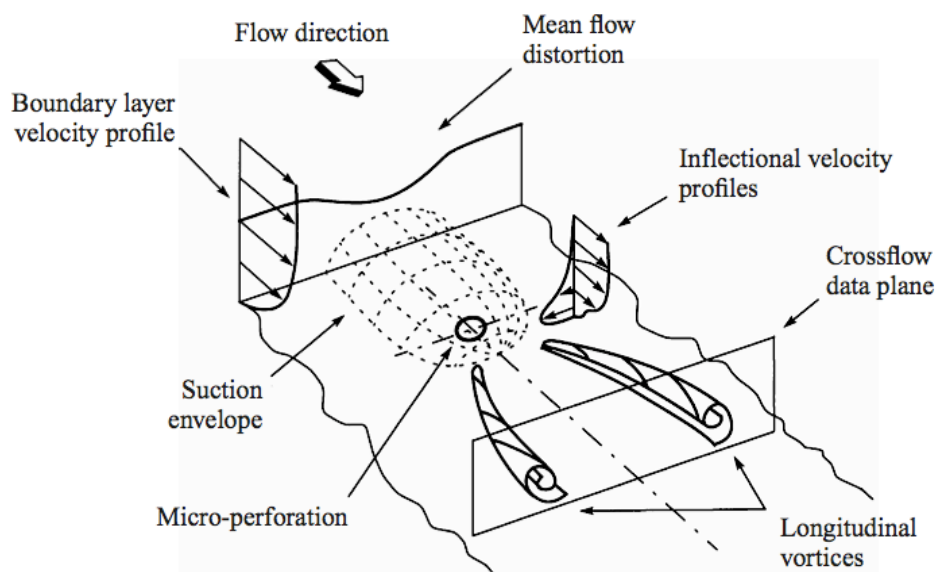


FIG. 2.26 - Schéma de l'écoulement de couche limite laminaire aspirée par une perforation. D'après [MacManus & Eaton \(2000\)](#).

la paroi dans la zone d'influence de la perforation. Sur les côtés, un mouvement transverse proche paroi est généré par l'aspiration (*inflectional velocity profiles*). Au niveau de la perforation, la présence de vitesse verticale et transverse génère deux zones de forte vorticité longitudinale. A cause de l'écoulement

incident, des tourbillons se forment dans la direction longitudinale. Ils sont deux sur la figure 2.26 mais MacManus & Eaton (2000) en observent parfois plus, suivant le régime de l'écoulement. Dans le sillage de la perforation, ces tourbillons s'écartent peu à peu du plan de symétrie et de la paroi. Ils sont instables et provoquent la transition vers la turbulence, plusieurs dizaines de diamètres en aval de la perforation.

2.5 Modélisation de la multi-perforation : des données pertinentes ?

Cette section a pour but de conclure cette étude bibliographique, en répertoriant sous forme synthétique les travaux les plus pertinents par rapport avec notre étude. Comme précisé plus haut, les données nécessaires à la construction d'un modèle pour la multi-perforation doivent respecter plusieurs critères :

- Etre bien entendu des données de multi-perforation. L'utilisation de données pour une rangée de trous ou un trou isolé introduirait *a priori* des biais difficiles à quantifier,
- Traiter les deux côtés de la paroi perforée,
- Fournir des données précises en termes d'écoulement avec, de préférence, les flux à la paroi solide et des données fines à l'entrée et à la sortie des perforations.

Les études de multi-perforation sont répertoriées dans le tableau 2.2. Les caractéristiques géométriques principales sont reportées, ainsi que les données récoltées. L'étude du tableau 2.2 permet de dégager plusieurs conclusions :

- Parmi le nombre réduit d'études de multi-perforation (par rapport aux cas à une ou deux rangées), la plupart s'intéressent à la thermique de la paroi (efficacité de refroidissement et coefficient de transfert de chaleur),
- Les études expérimentales de multi-perforation qui donnent des mesures détaillées de vitesse ont toutes été réalisées à échelle 10 environ. La taille des perforations et les températures de fonctionnement habituelles empêchent des mesures précises dans les conditions réelles de fonctionnement du moteur. Dans la plupart des études expérimentales, les auteurs parlent d'une résolution d'environ 0.1 mm. Cette résolution, très intéressante dans le cas de perforations de grande taille, pose problème quand les perforations font moins d'un millimètre de diamètre,
- Les études numériques sont toutes des simulations RANS. Les études disponibles servent plus souvent à valider le code utilisé qu'à fournir des données nouvelles sur la multi-perforation,
- Les flux à la paroi n'ont pas été mesurés (flux de quantité de mouvement à travers la perforation, frottement, etc.),
- L'ensemble de l'écoulement n'a jamais été étudié.

La structure de l'écoulement côté injection et le comportement thermique de la paroi sont des aspects de la multi-perforation qui sont plutôt bien documentés. Toutefois, aucune étude n'a permis de fournir un modèle de paroi pour la multi-perforation. Nous pensons que ceci est notamment dû aux lacunes importantes relevées au-dessus. Pour pallier ce manque de données pertinentes pour la modélisation de la multi-perforation, nous souhaitons générer une base de données sur l'écoulement de multi-perforation, dans des conditions les plus proches possibles du fonctionnement réel du moteur. Etant donné les difficultés des dispositifs expérimentaux à fournir des données bien résolues dans ce genre de situations extrêmes, nous souhaitons mettre en place des simulations numériques de l'écoulement autour d'une paroi multi-perforée.

Travaux expérimentaux			
Référence	Paramètres géométriques	Régions étudiées	Données fournies
Metzger <i>et al.</i> (1973)	1-10 rg, $d = ?$ mm, $\alpha = 90^\circ$	Injection	h, η_{ad}
LeBrocq <i>et al.</i> (1973)	4 rg, $d = 1.5$ mm, $\alpha = 45^\circ$ ou 90°	Injection	Vitesses, Concentration
Mayle & Camarata (1975)	15, 20, 25 rg, $d = 2.5$ mm, $\alpha = 30^\circ$ et $\beta = 45^\circ$	Injection	η_{ad}, h
Yavuzkurt <i>et al.</i> (1980a)	11 rg, $d = 10.3$ mm, $\alpha = 30^\circ$	Injection	Vitesses, Moments d'ordre 2
Crawford <i>et al.</i> (1980a)	11 rg, $d = 10.2$ mm, $\alpha = 90^\circ$ ou 30° , $\beta = 0^\circ$ ou 45°	Injection	h
Kasagi <i>et al.</i> (1981)	11 rg, $d = 12$ mm, $\alpha = 30^\circ$	Injection	η_{eff}
Kumada <i>et al.</i> (1981)	11 rg, $d = 12$ mm, $\alpha = 30^\circ$	Injection	h
Andrews <i>et al.</i> (1984)	10 rg, $d = 1.4$ mm, $\alpha = 90^\circ$	Injection	η_{eff}, h
Andrews <i>et al.</i> (1985)	10 rg, $d = 1.4$ mm, $\alpha = 90^\circ$	Injection	η_{eff}, h
Bazdidi-Tehrani & Andrews (1994)	10, 15, 25 rg, $1.0 < d < 2.2$ mm, $\alpha = 90^\circ$	Injection	η_{ad}, η_{eff}
Martiny <i>et al.</i> (1995)	7 rg, $d = 4$ mm, $\alpha = 17^\circ$	Injection	Température, η_{ad} visualisations
Cho & Goldstein (1995a)	7 rg, $d = 25.4$ mm, $\alpha = 90^\circ$	Aspiration, Trou	η_{ad}, η_{eff}, h
Cho & Goldstein (1995b)	7 rg, $d = 25.4$ mm, $\alpha = 90^\circ$	Injection	η_{ad}, η_{eff}, h
Champion (1997)	34 rg, $d = 0.5$ mm, $\alpha = 60^\circ$	Injection	η_{ad}, η_{eff} , visualisations
Emidio (1998)	9 à 35 rg, $0.3 < d < 0.7$ mm, $20^\circ < \alpha < 90^\circ$	Injection	η_{ad}, h
Gustafsson (2001)	11, 20, 44 rg, $d = 5.2$ mm, $\alpha = 20^\circ$ ou 30°	Injection	Températures de paroi, Vitesses, Vorticité Moments d'ordre 2
Rouvreau (2001)	34 rg, $d = 0.5$ mm, $\alpha = 30^\circ$	Injection	Température, Vitesses, η_{eff}
Messaadi (2003)	9 rg, $d = 6$ mm, $\alpha = 30^\circ$	Injection	Température, Vitesses, η_{eff}
Dorignac <i>et al.</i> (2005)	5 rg, $\alpha = 90^\circ$ $0.65 \text{ mm} < d < 2.25 \text{ mm}$ ou $6.25 \text{ mm} < d < 15 \text{ mm}$	Aspiration	h
Miron (2005)	11 rg, $d = 5$ mm, $\alpha = 30^\circ$	Injection	Vitesses
Scrittore <i>et al.</i> (2007)	20 rg, $d = 5.7$ mm, $\alpha = 30^\circ$	Injection	Vitesses, η
Travaux numériques			
Référence	Paramètres géométriques	Régions étudiées	Données fournies
Harrington <i>et al.</i> (2001)	10 rg, $d = 6$ mm, $\alpha = 90^\circ$	Injection	Température, Vitesses, η_{ad}
Papanicolaou <i>et al.</i> (2001)	7 rg, $d = 4$ mm, $\alpha = 17^\circ$	Injection	Température, Vitesses, η_{eff}
Errera & Chemin (2004)	12 rg, $d = 0.27$ mm, $\alpha = 45^\circ$	Injection	Température, Vitesses, η_{eff} Température de paroi, Mélange
Most <i>et al.</i> (2007)	11 rg, $d = 5$ mm, $\alpha = 30^\circ$	Injection	Vitesses, Moments d'ordre 2

TAB. 2.2 - Tableau récapitulatif des études expérimentales et numériques de multi-perforation. Sont reportées les principales caractéristiques géométriques (les trous sont tous cylindriques, l'espacement n'est pas précisé dans ce tableau), les régions de l'écoulement qui sont décrites (Injection, Trou, Aspiration) et les données fournies (h désigne le coefficient de transfert de chaleur).

Chapitre 3

Simulations des grandes échelles. Le code AVBP

Ce chapitre décrit l'outil utilisé pour les simulations numériques. Le travail de cette thèse n'a pas été consacré au développement de méthodes numériques, modèles de sous mailles ou autres aspects numériques (viscosité artificielle, conditions limites). Aussi, nous nous contenterons d'une simple présentation des équations résolues et des modèles utilisés.

3.1 Les équations de Navier-Stokes pour un fluide compressible

Les équations de Navier-Stokes qui régissent le transport d'un fluide compressible mono-espèce dans une configuration non-réactive et sans force volumique s'écrivent

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho V_j) = 0, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \rho V_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho V_i V_j) = - \frac{\partial}{\partial x_j} [P \delta_{ij} - \tau_{ij}], \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho E V_j) = - \frac{\partial}{\partial x_j} [V_i (P \delta_{ij} - \tau_{ij}) + q_j]. \quad (3.3)$$

La répétition d'indice implique la sommation sur cet indice (convention d'Einstein). Les équations précédentes sont les équations de continuité (3.1), de conservation de la quantité de mouvement (3.2) dans les trois directions ($i = 1, 2, 3$) et de conservation de l'énergie (3.3). La masse volumique est notée ρ , la vitesse dans la direction i V_i , et l'énergie totale par unité de masse E . δ_{ij} est le symbole de Kronecker, qui vaut 1 si $i = j$, 0 sinon. P est la pression statique, τ_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses et q_j le vecteur flux de chaleur local. L'énergie totale E s'écrit comme la somme d'une énergie cinétique

E_k et d'une énergie interne E_{int} : $E = E_k + E_{int}$, avec

$$E_k = \frac{1}{2} V_i V_i, \quad (3.4)$$

$$E_{int} = \int_{T_0}^T C_v dT, \quad (3.5)$$

où T est la température du fluide. T_0 est une température de référence à laquelle l'énergie interne est connue. C_v est la capacité calorifique massique à volume constant. On utilise également la capacité calorifique massique à pression constante, C_p , qui permet de définir l'enthalpie H :

$$H = \int_{T_0}^T C_p dT. \quad (3.6)$$

C_v et C_p dépendent de la température.

Le tenseur des contraintes τ_{ij} est calculé à partir du tenseur des déformations S_{ij} :

$$\tau_{ij} = 2\mu(S_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}S_{ll}), \quad (3.7)$$

où μ est la viscosité dynamique de l'écoulement, fonction de la température. S_{ij} s'écrit

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_j}{\partial x_i} + \frac{\partial V_i}{\partial x_j} \right). \quad (3.8)$$

Le vecteur flux de chaleur local q_j , dans le cas mono-espèce, est réduit à son terme de conductivité thermique, donné par la loi de Fourier :

$$q_j = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad (3.9)$$

où λ est le coefficient de conductivité thermique. On peut définir le nombre de Prandtl Pr qui compare les effets diffusifs sur la vitesse et la température : $Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda}$. Le nombre de Prandtl est une propriété physique du fluide et non de l'écoulement.

L'équation d'état :

L'équation d'état d'un gaz relie les grandeurs thermodynamiques entre elles. On fera ici l'hypothèse que le gaz est parfait. L'équation d'état est alors

$$P = \rho \frac{\mathcal{R}}{\mathcal{W}} T, \quad (3.10)$$

où \mathcal{W} est la masse molaire du gaz et $\mathcal{R} = 8.3143$ J/mol.K la constante des gaz parfaits. On définit également $r = \frac{\mathcal{R}}{\mathcal{W}}$, et $\gamma = C_p/C_v$ le coefficient polytropique du gaz. c est la vitesse du son définie par

$$c^2 = \gamma r T. \quad (3.11)$$

Pour effectuer des Simulations Numériques Directes, on procède à la discrétisation des équations 3.1 à 3.3. Tout mouvement du fluide, jusqu'aux plus petites structures, doit alors être résolu. Cela implique l'utilisation d'un maillage (représentation discrète du domaine physique) capable de décrire ces petites structures.

3.2 Simulations des Grandes Echelles : principe et équations

Comme précisé en introduction, la simulation dite des Grandes Echelles introduit une discrimination sur la taille caractéristique des mouvement résolus. Dans ce type de simulations, on ne résout que les structures de « grande taille ». Contrairement aux approches RANS, seule une partie des structures turbulentes, les plus petites, sont modélisées.

La capacité de la SGE à traiter des problèmes inaccessibles à la SND, en termes de nombre de Reynolds notamment, en fait un outil prisé des chercheurs. Preuve du grand intérêt que lui porte la communauté de la mécanique des fluides numérique, de nombreux articles généraux sont régulièrement consacrés à la SGE, et passent en revue les derniers développements la concernant (Rogallo & Moin (1985), Reynolds (1989), Lesieur & Métais (1996), Meneveau & Katz (2000), Pope (2004) ou encore Pitsch (2006) pour les écoulements réactifs). De plus, le développement des moyens de calcul permet maintenant des temps de restitution qui deviennent compatibles avec la demande industrielle. Dans les prochaines années, les organes de recherche industriels vont de plus en plus utiliser conjointement des approches RANS et SGE. La SGE est une approche en plein développement car elle profite actuellement d'un intérêt à la fois académique et industriel.

Les principes de base et les équations de la SGE sont rappelés ici. Pour plus de détails, on renvoie le lecteur aux ouvrages spécialisés (Sagaut (2002), Lesieur, Métais & Comte (2005) ou encore Lesieur (1997) et Pope (2000)).

Soit $\bar{\cdot}$ l'opérateur de filtrage. \bar{f} est alors la quantité filtrée résolue d'une grandeur f et $f' = f - \bar{f}$ est la composante dite de sous-maille. La terminologie employée (sous-maille) s'explique par l'utilisation de la cellule de calcul (la maille) comme filtre spatial (voir § 3.3.6). Elle représente la partie non résolue de la grandeur f . Pour des écoulements à densité variable, on introduit classiquement une pondération par la masse. Le filtre est alors appelé filtre de Favre. Avec ρ la masse volumique du fluide, la moyenne filtrée de f au sens de Favre, \tilde{f} , s'écrit

$$\bar{\rho} \tilde{f} = \overline{\rho f}. \quad (3.12)$$

Les équations de la SGE dans le cas d'un fluide compressible, mono-espèce, en l'absence de réactions chimiques et de forces volumiques sont obtenues en appliquant l'opérateur de filtrage au sens de Favre aux équations 3.1, 3.2 et 3.3 :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{V}_j) = 0, \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{V}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{V}_i \tilde{V}_j) = - \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{P} \delta_{ij} - \bar{\tau}_{ij} - \overline{\tau_{ij}^t}], \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{E} \tilde{V}_j) = - \frac{\partial}{\partial x_j} [\overline{V_i (P \delta_{ij} - \tau_{ij})} + \bar{q}_j + \overline{q_j^t}]. \quad (3.15)$$

La répétition d'indices implique la sommation sur cet indice (convention d'Einstein). Avec l'introduction du filtrage, de nouveaux termes apparaissent par rapport aux équations (3.1) à (3.3).

3.2.1 Définition des termes de sous-maille

Le terme des tensions de Reynolds associé aux fluctuations de sous-maille s'écrit

$$\overline{\tau_{ij}^t} = -\bar{\rho}(\widetilde{V_i V_j} - \widetilde{V_i} \widetilde{V_j}). \quad (3.16)$$

Le flux de chaleur de sous-maille s'écrit

$$\overline{q_i^t} = \bar{\rho}(\widetilde{V_i E_{int}} - \widetilde{V_i} \widetilde{E_{int}}). \quad (3.17)$$

De nombreuses possibilités existent pour modéliser ces termes (voir par exemple [Sagaut, 2002](#)). Le paragraphe 3.3.5 présente les modèles utilisés pour cette étude.

3.2.2 Représentation des termes visqueux filtrés

Les termes visqueux font intervenir des produits d'un coefficient diffusif par un terme de gradient. La valeur filtrée du produit est *a priori* inconnue. On modélise classiquement la valeur filtrée du produit par le produit des valeurs filtrées, soit :

Tenseur des contraintes filtré :

$$\begin{aligned} \overline{\tau_{ij}} &= \overline{2\mu(S_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}S_{ll})}, \\ &\approx 2\bar{\mu}(\widetilde{S_{ij}} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\widetilde{S_{ll}}), \end{aligned} \quad (3.18)$$

avec

$$\widetilde{S_{ij}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \widetilde{V_j}}{\partial x_i} + \frac{\partial \widetilde{V_i}}{\partial x_j} \right). \quad (3.19)$$

Flux de chaleur filtré :

$$\begin{aligned} \overline{q_i} &= -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i}, \\ &\approx -\bar{\lambda} \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_i}. \end{aligned} \quad (3.20)$$

3.3 Le code de calcul AVBP

Les équations de base de la Simulation des Grandes Echelles, pour un fluide compressible et dans un cas non-réactif mono-espèce, ont été succinctement présentées. Dans ce travail de thèse, nous avons utilisé un code de SGE/SND appelé AVBP ([Schönfeld & Rudgyard, 1999](#)) et développé au CERFACS en collaboration avec l'Institut Français du Pétrole, l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, l'Ecole Centrale Paris et le CORIA de Rouen. Nous allons préciser quels modèles et quelles approximations sont utilisées dans le code AVBP pour les simulations que nous avons effectuées.

3.3.1 Aspects thermodynamiques

Dans AVBP, l'enthalpie sensible est tabulée pour chaque espèce en fonction de la température par tranche de 100 K. Les valeurs peuvent être trouvées dans les tables JANAF (Stull & Prophet, 1971). Dans les simulations présentées ici, c'est le diazote N_2 qui a été utilisé. Cette table permet de retrouver les valeurs de C_v et C_p , considérées comme constantes par morceau, en fonction de la température.

La viscosité moléculaire est calculée à partir de la température. Une loi en puissance a été utilisée. Elle permet de définir la viscosité dynamique à une température donnée en fonction d'une viscosité de référence μ_0 à une température de référence T_0 :

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^b, \quad (3.21)$$

avec $\mu_0 = 1.788 \times 10^{-5} \text{ kg.m}^{-1}\text{s}^{-1}$ à $T_0 = 300 \text{ K}$ et $b = 0.686$.

On définit la conductivité thermique $\lambda = \frac{\mu C_p}{Pr}$ à partir de la viscosité et du nombre de Prandtl, fixé ici à $Pr = 0.75$.

3.3.2 Méthode numérique

Deux schémas numériques disponibles dans le code ont été utilisés dans cette étude :

- le schéma de Lax-Wendroff : le schéma d'AVBP est une adaptation du schéma Lax-Wendroff (Lax & Wendroff, 1960; Hirsch, 1988) à la formulation volumes finis cell-vertex. Ce schéma est centré en espace, d'ordre 2 en espace et en temps. Ses caractéristiques en termes de dissipation et de dispersion sont moyennes mais son coût limité en temps de calcul en fait un outil idéal pour des calculs préliminaires.
- le schéma TTGC : TTGC est un schéma Taylor-Galerkin à deux étapes (Colin & Rudgyard, 2000). La méthode Taylor-Galerkin, introduite par Donea (1984), repose sur les mêmes idées de départ que celle de Lax et Wendroff. La solution au temps $t = t^{n+1}$ est exprimée sous la forme d'une série de Taylor en temps autour de la solution à $t = t^n$. Les dérivées temporelles sont ensuite remplacées par des dérivées spatiales en utilisant l'équation de référence (celle qu'on cherche à résoudre). Celles-ci sont ensuite discrétisées à l'aide de la méthode des éléments finis de Galerkin. TTGC a été spécifiquement conçu pour les SGE en géométrie complexe. Contrairement au schéma Lax-Wendroff, il montre d'excellentes caractéristiques en termes de dissipation et de dispersion. Le surcoût en temps de calcul est d'un facteur 2 environ par rapport au schéma Lax-Wendroff.

Outre les papiers déjà cités, on pourra trouver dans la thèse de Lamarque (2007) de plus amples détails sur ces schémas numériques et leur interaction avec les conditions limites.

3.3.3 Conditions limites

Dans le code de calcul sont implémentées des conditions limites de type NSCBC (Navier-Stokes Characteristic Boundary Conditions) (Poinsot & Lele, 1992), développées pour les simulations

d'écoulements compressibles. La méthode NSCBC reprend la méthode de décomposition en ondes caractéristiques des équations d'Euler dans le cas visqueux. Elle permet de décomposer l'écoulement aux frontières du domaine en plusieurs contributions, appelées ondes caractéristiques. La condition limite traite séparément les ondes entrant dans le domaine et les ondes sortant du domaine : ces dernières proviennent du domaine de calcul et sont donc considérées comme étant correctes. En revanche, les ondes entrantes (provenant de l'extérieur du domaine) sont à déterminer. C'est sur ces ondes entrantes que va s'appliquer la condition limite. Dans les calculs présentés, on utilisera pour l'évaluation des ondes caractéristiques une évaluation de type temporelle, comme dans [Thompson \(1990\)](#), ou spatiale, comme dans [Poinsot & Lele \(1992\)](#), suivant les simulations. Plus de détails sur les conditions limites d'AVBP peuvent être trouvés dans les manuscrits de thèse de [Porta \(2007\)](#) ou [Lamarque \(2007\)](#). Les caractéristiques des conditions limites utilisées seront précisées plus tard pour chaque calcul.

Conditions limites de paroi

Le problème du traitement des parois en SGE est une difficulté classique : près de la paroi, il n'y a pas de structures turbulentes de grande taille. Deux approches seront présentées ici, suivant que l'on résolve ou non l'écoulement près de la paroi. La première consiste à résoudre du mieux possible l'écoulement proche paroi. On utilisera dans ce cas une condition de paroi non-glissante (vitesse à la paroi nulle dans les trois directions) en raffinant du mieux possible la couche limite.

La seconde est spécifique aux simulations dans lesquelles l'écoulement près de la paroi n'est pas résolu. Dans cette étude, nous avons développé un modèle pour prendre en compte la multi-perforation. Le modèle est utilisé dans des simulations de validation présentées au chapitre 6 où le maillage est insuffisant pour résoudre les détails de la couche limite, même pour les parois imperméables présentes dans le calcul. Une condition limite du type loi de paroi est alors utilisée : il s'agit de reproduire l'effet macroscopique de la paroi sur l'écoulement, par application des flux visqueux pariétaux. Il s'agit d'un modèle adapté pour AVBP par [Schmitt *et al.* \(2007\)](#). La méthode utilisée consiste à supposer que la loi logarithmique s'applique à tout instant et en tout point de la paroi. Ceci permet d'évaluer localement le frottement et le flux de chaleur pariétaux, à chaque itération, à partir de la vitesse et de la température instantanées au premier point au-dessus de la paroi. La vitesse de frottement à la paroi est déterminée par itérations successives. Il s'agit d'une méthode peu coûteuse, qui donne des résultats satisfaisants dans des cas simples ([Schmitt *et al.*, 2007](#)). D'autres méthodes plus élaborées pour le traitement des parois en SGE sont présentées par [Piomelli & Balaras \(2002\)](#).

3.3.4 Viscosité artificielle

Les deux schémas numériques présentés plus haut, qui sont utilisés pour la discrétisation des termes convectifs, sont centrés en espace. Ce type de schémas présente des problèmes pour la résolution de forts gradients : quand la résolution du maillage est insuffisante, des oscillations numériques peuvent apparaître. Le code AVBP utilise, pour traiter ces problèmes, des outils dits de viscosité artificielle (VA). Deux types de viscosité sont ajoutées au calcul : une viscosité d'ordre 2 et une *hyperviscosité* (ordre 4) : l'ordre 2 sert à lisser les gradients mal résolus et l'ordre 4 intervient dans la dissipation des ondes numériques point à point. La procédure d'application de la VA se fait en deux temps :

- Les zones à traiter sont détectées par l'intermédiaire d'un senseur sur l'énergie totale et les espèces

dans le cas d'un fluide multi-espèces,

- La VA proprement dite est appliquée directement sur les équations concernées. Le montant de VA dépend des valeurs prises par les senseurs (qui déterminent l'ampleur du problème) et de constantes prédéfinies par l'utilisateur.

Pour une description exhaustive des modèles d'AVBP, le lecteur pourra se reporter à l'annexe A, qui est tirée du manuel d'AVBP. On y trouve les détails sur les senseurs et la façon dont est appliquée la viscosité artificielle.

Dans les calculs présentés, le senseur de Colin (annexe A) a été utilisé. Dans ce modèle, le senseur détecte les cellules dans lesquelles les gradients ne correspondent pas à ceux calculés en impliquant un plus grand nombre de points. On applique alors de la viscosité artificielle. Notons que la viscosité artificielle d'ordre 4 n'est pas appliquée sur les équations de quantité de mouvement. Ceci permet de ne pas rajouter de dissipation sur les plus petites échelles résolues.

3.3.5 Fermeture des termes de sous-maille

Deux modèles de sous-maille apparaissent dans ce manuscrit. Il s'agit du modèle de Smagorinsky (Smagorinsky, 1963) et du modèle de WALE (Nicoud & Ducros, 1999). Rappelons que le filtrage des équations de Navier-Stokes fait apparaître des termes qu'il convient de modéliser : le terme des tensions de Reynolds associé aux fluctuations de sous-maille et le flux de chaleur de sous-maille :

$$\overline{\tau_{ij}^t} = -\bar{\rho}(\widetilde{V_i V_j} - \widetilde{V_i} \widetilde{V_j}), \quad (3.22)$$

$$\overline{q_i^t} = \bar{\rho}(\widetilde{V_i E_{int}} - \widetilde{V_i} \widetilde{E_{int}}). \quad (3.23)$$

Notons aussi dans l'équation de l'énergie les termes suivants :

$$\overline{V_i P \delta_{ij}}, \quad (3.24)$$

$$- \overline{V_i \tau_{ij}}. \quad (3.25)$$

Les corrélations de sous-maille qui interviennent dans les termes 3.24 et 3.25 sont négligées, pour obtenir les fermetures suivantes :

$$\overline{V_i P \delta_{ij}} = \overline{V_i} \overline{P \delta_{ij}}, \quad (3.26)$$

$$- \overline{V_i \tau_{ij}} = \overline{V_i} \overline{\tau_{ij}}. \quad (3.27)$$

Voyons maintenant le cas des tensions de Reynolds de sous-maille. Dans les deux modèles pré-cités, il est considéré que les fluctuations de sous-maille agissent uniquement de manière dissipative. Ils admettent l'hypothèse de Boussinesq, qui reformule le terme de l'équation 3.22 de la façon suivante :

$$\overline{\tau_{ij}^t} = 2 \bar{\rho} \nu_t (\widetilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \widetilde{S}_{ll}), \quad (3.28)$$

avec

$$\widetilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \widetilde{V}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{V}_j}{\partial x_i} \right). \quad (3.29)$$

ν_t est appelée la viscosité de sous-maille. On retrouve une formule analogue au terme de dissipation visqueux, en remplaçant la viscosité moléculaire par la viscosité de sous-maille. Le problème de fermeture est dans ce cas décalé vers ν_t et consiste à évaluer ν_t en fonction des grandeurs résolues et du filtre. Chacun des modèles utilisés dans ce manuscrit (Smagorinsky ou WALE), propose une modélisation pour ν_t .

Le modèle de Smagorinsky

Le modèle de Smagorinsky, développé dans les années 1960 (Smagorinsky, 1963), est le modèle le plus classique pour la SGE. Il consiste à supposer ν_t de la forme :

$$\nu_t = (C_S \Delta)^2 \sqrt{2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}}, \quad (3.30)$$

où Δ est la taille caractéristique du filtre. Ce modèle fait intervenir la partie symétrique du tenseur des gradients de vitesse. C_S est la constante du modèle. Elle a été déterminée analytiquement par Lilly (1967) pour une Turbulence Homogène Isotrope (THI). Des valeurs classiques de cette constante sont $C_S = 0.18$ pour la THI et $C_S = 0.10$ pour le canal turbulent (Deardorff, 1970). En réalité, la constante de Smagorinsky n'est pas une véritable constante. Comme on l'a vu, elle dépend de l'écoulement considéré, mais également du temps et de l'espace. Le modèle de Smagorinsky simple est bien adapté pour les simulations dans lesquelles le comportement des petites échelles correspond bien à une dissipation, et que ce comportement est connu, comme dans le cas de la THI. En revanche, il est souvent qualifié de trop dissipatif dans d'autres cas, ce qui pousse notamment Moin & Kim (1982) à utiliser une constante de $C_S = 0.065$ dans leur SGE de canal turbulent.

Le modèle de Smagorinsky est satisfaisant pour étudier les écoulements turbulents, tant que l'on ne s'intéresse pas à l'écoulement proche paroi. Il montre des statistiques tout à fait satisfaisantes pour les SGE de canal turbulent avec loi de paroi (§ 3.3.3) de Schmitt *et al.* (2007). La constante de Smagorinsky est alors fixée à $C_S = 0.10$. C'est donc le modèle qui sera utilisé dans les simulations de validation des modèles de parois multi-perforées (chapitre 6), avec $C_S = 0.10$.

Dans la formulation utilisée par AVBP, le terme en trace de S_{ij} dans l'équation 3.28 est négligé. Cela revient à négliger les effets de compressibilité dans les fermetures de sous-maille.

Le modèle de Smagorinsky présente plusieurs défauts bien connus :

- La constante dépend de l'écoulement,
- Du fait de sa formulation, le modèle de Smagorinsky donne une viscosité de sous-maille non nulle dans les cas laminaires qui présentent un cisaillement. Notamment, le modèle de Smagorinsky est connu pour ne pas permettre la transition vers la turbulence,
- Le comportement du modèle est faux en proche paroi.

La dépendance de la constante à l'écoulement considéré a toujours été un problème pour la communauté des utilisateurs de la SGE. Pour répondre à ce problème, Germano *et al.* (1991) proposent une approche qui permet de déterminer localement et dynamiquement la constante de Smagorinsky. Le principe de l'approche dynamique est de considérer que les échelles non-résolues ont un comportement très proche de celui des plus petites échelles résolues. Basés sur une hypothèse de similarité d'échelles, les modèles dynamiques permettent de prendre en compte la réalité de l'écoulement sans devoir présumer

de sa structure. On renvoie le lecteur à l'article de Pope (2004), pour la discussion sur la pertinence et la réussite de l'approche dynamique.

Pour pallier les problèmes du modèle de Smagorinsky en proche paroi, Moin & Kim (1982) ont utilisé une fonction d'amortissement qui fait tendre le tenseur de sous-maille vers 0 à la paroi. Ce genre d'approche n'est possible que si l'on connaît en tout point la distance à la paroi. Nicoud & Ducros (1999) ont, quant à eux, développé le modèle dit Wall Adapting Linear Eddy (WALE), qui ne nécessite pas de connaître cette distance, et qui est donc adapté aux géométries complexes.

Le modèle Wall Adapting Linear Eddy (WALE)

La construction du modèle WALE part du constat que le modèle de Smagorinsky est mal adapté aux situations dans lesquelles on veut résoudre l'écoulement proche paroi. Son objectif est d'avoir une viscosité de sous-maille a) nulle en laminaire (et donc à la paroi), et b) qui se comporte, en proche paroi, comme le cube de la distance à la paroi.

Soit \tilde{g}_{ij} le gradient de vitesse résolu :

$$\tilde{g}_{ij} = \frac{\partial \tilde{V}_i}{\partial x_j}. \quad (3.31)$$

On pose :

$$s_{ij}^d = \frac{1}{2} (\tilde{g}_{ij}^2 + \tilde{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3} \tilde{g}_{kk}^2 \delta_{ij}, \quad (3.32)$$

avec

$$\tilde{g}_{ij}^2 = \tilde{g}_{ik} \tilde{g}_{kj}. \quad (3.33)$$

La viscosité de sous-maille du modèle WALE s'écrit alors :

$$\nu_t = (C_w \Delta)^2 \frac{(s_{ij}^d s_{ij}^d)^{3/2}}{(\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij})^{5/2} + (s_{ij}^d s_{ij}^d)^{5/4}}, \quad (3.34)$$

où Δ est toujours la taille du filtre. La définition de ν_t fait intervenir une constante, déterminée à partir de SND de THI : $C_w = 0.4929$. De même que pour C_S , la constante du modèle de WALE dépend de l'écoulement, mais dans une moindre mesure que C_S . Dans AVBP, C_w est constante.

WALE relie la viscosité de sous maille à la présence dans le champ de vitesse résolue de déformation et/ou de rotation, et non plus de cisaillement comme dans le modèle de Smagorinsky. Wray & Hunt (1989) ont en effet montré que la dissipation d'énergie est élevée dans les zones de forte vorticité. Par construction, le modèle WALE donne une viscosité de sous-maille nulle dans les cas de cisaillement pur, ce qui permet d'obtenir $\nu_t = 0$ à la paroi. Ce modèle permet de passer la transition à la turbulence (Nicoud & Ducros, 1999) et donne une viscosité de sous-maille en $O(y^3)$ où y est la distance à la paroi.

WALE est donc un modèle spécialement développé pour la résolution de l'écoulement proche paroi en SGE. Les simulations numériques de l'écoulement autour d'une paroi multi-perforée que nous allons présenter dans les chapitres suivants (chapitres 4, 5, 7) sont donc réalisées avec ce modèle.

Modélisation du flux de chaleur de sous-maille

De manière analogue aux tensions de Reynolds de sous-maille, le flux de chaleur de sous-maille est représenté de la même façon que le flux de chaleur laminaire :

$$\overline{q_i}^t = -\lambda_t \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i}, \quad (3.35)$$

avec

$$\lambda_t = \frac{\bar{\rho} \nu_t \overline{C_p}}{Pr^t}. \quad (3.36)$$

Pr^t est le nombre de Prandtl de sous-maille. [Moin et al. \(1991\)](#) ont réalisé des simulations numériques directes de THI, de cisaillement homogène et de canal turbulent pour étendre le modèle de Smagorinsky dynamique de [Germano et al. \(1991\)](#) à des cas compressibles. Ils calculent le nombre de Prandtl de sous-maille dans ces trois configurations et montrent qu'il dépend fortement de l'écoulement considéré : les valeurs sont globalement entre 0.4 et 0.6 pour les écoulements de THI et de cisaillement homogène. Dans le canal turbulent, le Prandtl de sous-maille varie en fonction de la distance à la paroi. Au centre du canal, il est d'environ 0.5 ; au mur, il atteint des valeurs de l'ordre de 1 pour un nombre de Prandtl laminaire de 0.7. Ainsi, une procédure dynamique serait recommandée pour évaluer Pr^t . En pratique, Pr^t est souvent considéré comme étant constant avec des valeurs comprises entre 0.6 et 1.1 selon les applications. Dans AVBP, de même que les constantes C_S et C_w , il est constant, et λ_t ne dépend donc que du choix du modèle pour ν_t . Sa valeur est fixée à 0.9. Si cette valeur est discutable pour les écoulements libres, nous nous intéressons à l'écoulement proche d'une paroi. En conséquence, nous avons gardé cette valeur de $Pr^t = 0.9$. En outre, le raffinement utilisé dans nos calculs limite l'impact des modèles de sous-maille.

3.3.6 Filtrage

Pour une description des différents types de filtrage et une discussion sur leur importance, le lecteur pourra s'appuyer sur les ouvrages traitant spécifiquement de SGE (par exemple [Sagaut, 2002](#)). Dans AVBP, le filtrage est implicite : c'est le maillage qui l'impose. L'échelle de coupure dans la représentation du spectre d'énergie turbulente est donc fixée par la taille du maillage. Dans les expressions des modèles de sous-maille, la longueur caractéristique du filtrage Δ est définie à partir du volume de la maille V_{maille} : $\Delta = V_{maille}^{1/3}$.

Chapitre 4

Simulations numériques de l'écoulement dans les parois multi-perforées

Ce chapitre présente les simulations réalisées pour étudier l'écoulement autour de parois multi-perforées. Les méthodes expérimentales sont confrontées à des difficultés importantes pour fournir les données nécessaires à la modélisation de l'écoulement dans des configurations réalistes : tailles caractéristiques, conditions opératoires extrêmes, difficulté des mesures proche paroi... On souhaite donc effectuer des simulations numériques —qui ne présentent pas ce genre de difficultés— pour obtenir ces données.

Les simulations effectuées en RANS ont toutes cherché à caractériser le développement spatial d'un film de refroidissement le long de plusieurs rangées de perforations. Les simulations RANS sont cependant confrontées au problème de la modélisation de la turbulence. On sait que le modèle choisi influe fortement sur les résultats (voir chapitre 2). Ces simulations pourraient être effectuées en SGE ou en SND. Mais les coûts de calcul s'avèrent alors extrêmement élevés.

Avant de procéder à ce genre de simulations, il convient donc de se demander si elles sont vraiment indispensables. C'est la question à laquelle nous allons répondre dans la première partie de ce chapitre (4.1). Nous verrons que dans cette thèse, le choix est fait de simuler une configuration particulière, dans laquelle la plaque perforée est considérée comme étant infinie. Dans ce cas, le domaine de calcul peut être réduit à une boîte fermée par des conditions de périodicité. Le cas périodique demande la mise en place d'une méthode de simulation particulière : la partie 4.2 détaille et compare deux méthodes permettant d'effectuer des simulations périodiques autour d'une paroi multi-perforée. L'une d'entre elles sera retenue. Dans le reste du chapitre (partie 4.3) nous étudions la sensibilité du calcul à différents paramètres (schémas numériques, maillages, taille du domaine de calcul, etc.).

Ces tests sont effectués sur un cas isotherme, correspondant à la configuration de [Miron \(2005\)](#). L'extension de la méthode aux calculs de refroidissement à proprement parler (écoulement secondaire froid injecté dans écoulement principal chaud) sera présentée au chapitre 7.

4.1 Quelles simulations pour la modélisation des parois multi-perforées ?

Les simulations numériques doivent en premier lieu aider dans la tâche de modélisation de l'écoulement au niveau des parois multi-perforées, qui est notre objectif principal. Aussi, il convient de rappeler le « cahier des charges » du modèle pour la multi-perforation :

1. Le modèle doit remplacer la paroi perforée : il doit permettre d'arrêter le domaine de calcul au niveau de la paroi perforée, et de considérer celle-ci comme une condition limite. Avec le modèle, l'écoulement à l'intérieur des perforations n'est pas simulé,
2. Le modèle doit être homogène : il ne doit pas imposer de taille caractéristique à la paroi, contrairement au problème physique. Il pourra être ainsi utilisé avec n'importe quel maillage,
3. Le modèle doit traiter les deux côtés de la paroi (injection et aspiration). Dans le cas d'une simulation numérique incluant les deux côtés de la paroi, les conditions doivent être couplées : par exemple, le débit au travers de la plaque est imposé par le saut de pression de part et d'autre et par les caractéristiques géométriques de la paroi,
4. Le modèle doit être local. Cette caractéristique est primordiale : les conditions limites imposées à la paroi ne doivent dépendre que de l'environnement immédiat. La référence à des grandeurs globales (nombre de rangées, distance à la première rangée, etc.) est interdite : c'est le prix à payer pour pouvoir utiliser ce modèle dans des géométries complexes.

Les deux premières règles concernent la manière de faire le modèle. Les deux dernières vont nous guider dans le choix du type de simulations numériques à effectuer pour obtenir les données nécessaires à la modélisation. D'après le point 3, il est évident que la simulation numérique qui nous intéresse doit inclure les deux côtés de la paroi perforée. D'une part, les deux côtés de la paroi doivent être modélisés. D'autre part, la présence dans le domaine de calcul de la géométrie complète (aspiration + trou + injection) est indispensable pour éviter de présumer de certaines caractéristiques de l'écoulement. C'est ce qui se dégage des études de parois multi-perforées ou même de jets transverses (voir par exemple [Plesniak, 2006](#)) au travers de perforations de petite longueur : l'écoulement dans les différentes zones sont étroitement couplées (voir § 2.4).

Le point 4 spécifie que le modèle recherché doit être local. Cela est difficilement compatible avec ce que l'on connaît du développement spatial d'un film de refroidissement sur une paroi multi-perforée. On a vu que l'écoulement dépend fortement de la rangée considérée, particulièrement en début de plaque. Pour s'affranchir de ce genre de considération, qui sont spécifiques aux expériences et qui ne sont pas spécialement représentatives de la réalité de l'écoulement dans une chambre de combustion, on souhaite effectuer des simulations dans un cas « asymptotique », dans lequel l'écoulement autour de la paroi multi-perforée ne dépend pas de la rangée considérée. Cela revient à simuler l'écoulement autour d'une paroi multi-perforée d'extension infinie, en supprimant ainsi tout effet de bord. On suppose que le résultat sera représentatif de l'écoulement autour de la paroi multi-perforée, « loin » des premières rangées de perforations. Cette configuration de plaque infinie présente trois avantages.

- Le caractère infini et la périodicité du motif géométrique nous permettent de réduire le domaine de calcul à une boîte périodique dans les directions tangentielles à la paroi : c'est ce qui est représenté figure 4.1. Cela induit des économies substantielles en terme de maillage, et donc en temps de calcul, par rapport à une configuration à plusieurs rangées de perforations.

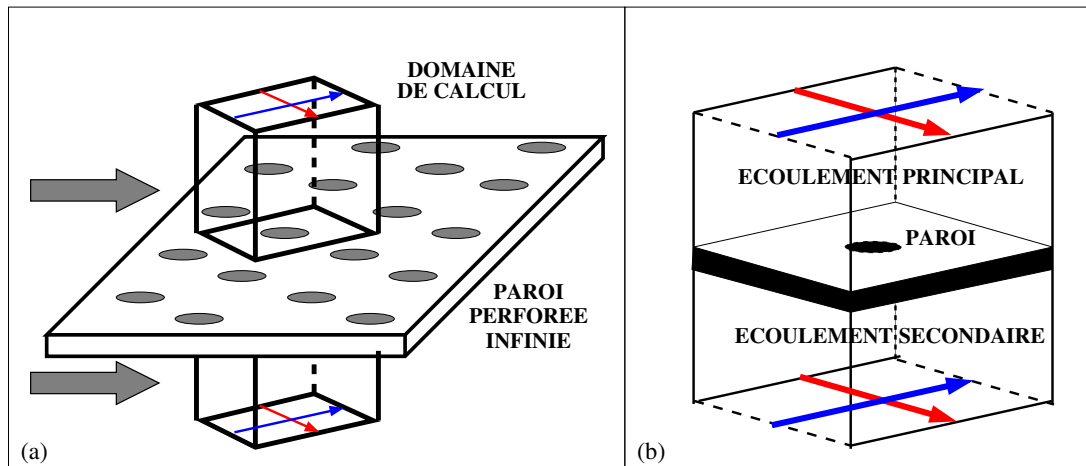


FIG. 4.1 - Principe des simulations. De la plaque infinie (a) au domaine périodique (b). Les flèches représentent les directions périodiques.

- Une configuration périodique permet d'éviter les problèmes d'entrée et sortie de domaine dans les simulations turbulentes (Moin & Mahesh, 1998).
- cette configuration périodique répond naturellement au critère de modèle local : en ne considérant que l'écoulement dans une petite zone autour de la paroi multi-perforée, on s'affranchit de la dépendance vis-à-vis de grandeurs globales (typiquement le numéro de la rangée).

Plusieurs indices de l'intérêt des simulations périodiques ont été présentés dans le chapitre 2. Ils sont à rechercher principalement dans deux études, celle de Miron (2005) et celle de Scritto *et al.* (2007) : les mesures de Miron (2005) montrent que l'écoulement dépend de la rangée considérée, mais surtout pour la vitesse longitudinale, et ce principalement dans la région loin de la paroi. Notamment, le fait que le pic de vitesse dû au jet ne change pas peut laisser penser que le montant de quantité de mouvement injecté par le trou ne varie que peu d'une rangée à l'autre. Scritto *et al.* (2007) vont jusqu'à parler de périodicité spatiale. Ils constatent également des variations d'une rangée à l'autre de plus en plus limitées, en proche paroi, à mesure qu'ils s'éloignent du début de la zone perforée. Tout cela va dans le sens de l'existence d'une limite asymptotique à l'écoulement autour d'une paroi multi-perforée. Scritto *et al.* (2007) vont même plus loin et montrent que les profils de vitesse et d'intensité de turbulence à leur 20e rangée ne dépendent que de la vitesse des jets et pas de celle de l'écoulement principal incident. Nous reviendrons sur cette affirmation en fin de chapitre.

L'utilisation de la configuration périodique soulève plusieurs questions : tout d'abord, les résultats obtenus dans cette configuration sont-ils représentatifs de l'écoulement de multi-perforation ? Si oui, dans quelle mesure ? Quels sont les points communs entre une configuration se développant spatialement et une configuration périodique ? Il n'est pas clair que l'écoulement dans le domaine de calcul périodique corresponde à la supposée limite observée dans les expériences citées plus haut.

Pour répondre à ces questions, des simulations ont été effectuées dans un cas pour lequel des résultats expérimentaux sont disponibles : la configuration de Miron (2005). Ces résultats expérimentaux ont été

décrits dans une large mesure au chapitre 2. L'étude de Miron (2005) a l'avantage d'avoir été réalisée à Turbomeca. Elle a donc été conçue pour reproduire au mieux les caractéristiques d'une paroi perforée de chambre de combustion. Cette expérience inclut notamment un canal côté aspiration, qui représente le contournement de la chambre. Les cas étudiés sont isothermes et la géométrie est à l'échelle 10 (les perforations font 5 mm de diamètre), ce qui permet des mesures fines de la vitesse en proche paroi. Des mesures sont disponibles du côté injection de la paroi. Les caractéristiques géométriques sont rappelées ici. Deux canaux sont séparés par une paroi, dont une partie est perforée. La paroi fait 10 mm d'épaisseur, les perforations 5 mm de diamètre ($d = 5$ mm). Elles sont inclinées à $\alpha = 30^\circ$ avec l'écoulement, sans composante transverse ($\beta = 0^\circ$). L'espacement entre deux rangées consécutives est de $X/d = 5.84$. La distance transverse entre deux trous d'une même rangée est de $Z/d = 6.74$. Les deux canaux font $h_1 = h_2 = 24d$ de haut. Dans le calcul, ces dimensions sont conservées sauf pour le canal du bas, dont la hauteur est réduite à $h_2 = 10d$. Aucune différence avec des simulations où $h_2 = 24d$ (non présentées) n'a été mise en évidence. Dans nos simulations, les inhomogénéités spatiales du champ de vitesse sont limitées à une zone allant de $y = -3d$ à $y = 4d$. Au-delà de cette région, l'écoulement est globalement uniforme. Les dimensions du domaine de calcul sont présentées figure 4.2. L'origine du domaine (0,0,0) est placée au centre de la sortie de la perforation.

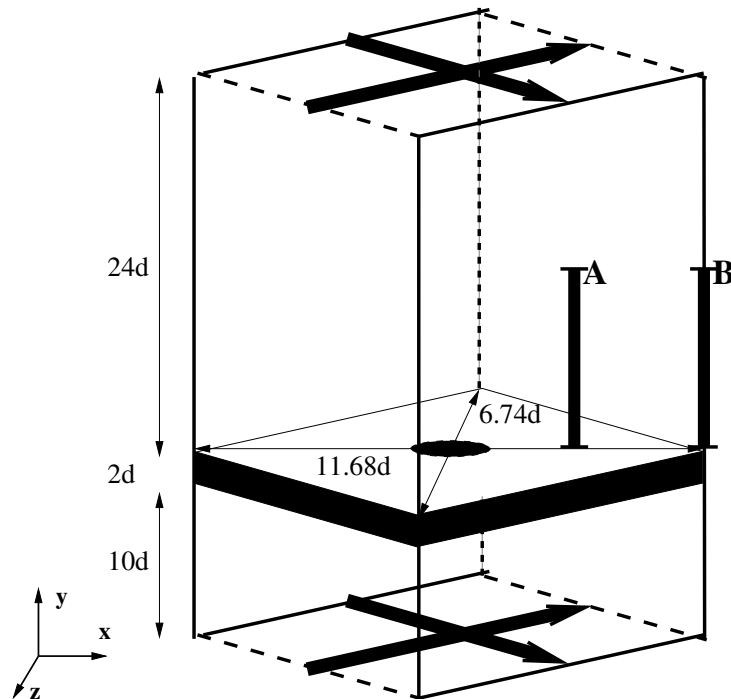


FIG. 4.2 - Schéma du domaine de calcul. Les flèches en gras représentent les directions de périodicité. Les positions des profils des figures 4.3 à 4.8 sont représentés par les segments A et B.

Le point de fonctionnement simulé est celui décrit au chapitre 2 : U_i est la vitesse moyenne au centre de chaque canal $i = 1, 2$ et le nombre de Reynolds Re_i est basé sur U_i et la demi hauteur du canal. Il est calculé en amont de la zone perforée, où l'écoulement est pleinement développé. Côté injection (canal 1),

on a $U_1 = 4.5 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_1 = 17700$. Côté aspiration (canal 2), on a $U_2 = 2.26 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_2 = 8900$. La différence de pression entre les deux canaux est $\Delta P = P_2 - P_1 = 42 \text{ Pa}$. Aucune mesure de débit n'est disponible. Aussi, les caractéristiques du jet ont été calculées par Miron à partir du maximum de module vitesse mesuré juste au-dessus de la perforation, qui vaut 8 m.s^{-1} : le taux de soufflage et le nombre de Reynolds du jet sont respectivement de 1.78 et 2600. Pour les calculs périodiques, nous avons besoin de données spécifiques qui sont décrites dans le paragraphe suivant.

Toutes les simulations réalisées avec AVBP sont des simulations des grandes échelles. Le modèle de sous-maille est le modèle WALE, adapté à la résolution de l'écoulement proche paroi en SGE. Idéalement, des simulations numériques directes seraient encore mieux adaptées car elles permettraient de n'inclure dans le calcul aucune modélisation.

4.2 Choix de la méthode de simulation

On souhaite, dans la configuration périodique présentée figure 4.2, maintenir un écoulement typique de multi-perforation, soit :

- Un écoulement secondaire dans le canal du bas, à vitesse moyenne $\langle U_2 \rangle$,
- L'injection de fluide à travers la perforation, du canal du bas vers celui du haut,
- Un écoulement principal dans le canal du haut, à une vitesse moyenne $\langle U_1 \rangle$.

Cependant, dans une configuration périodique, les mécanismes qui font avancer l'écoulement dans les directions parallèles à la paroi, typiquement les gradients de pression, sont absents. C'est un problème classique des simulations périodiques. D'autre part, si l'on suppose que les conditions limites en haut en bas du domaine sont des murs (comme dans l'expérience), l'injection à travers la paroi va remplir peu à peu le canal supérieur, jusqu'à équilibrer la pression dans les deux canaux et annuler ainsi l'injection. Nous avons donc besoin de méthodes spécifiques pour maintenir l'écoulement de multi-perforation dans une configuration périodique. Nous allons voir comment sont maintenus les écoulements principal et secondaire, puis l'injection à travers la paroi perforée.

4.2.1 Maintien des écoulements principal et secondaire

On s'inspire ici de ce qui est fait en canal turbulent (par exemple [Kim, Moin & Moser, 1987](#); [Jiménez & Moin, 1991](#)). En l'absence de gradient de pression longitudinal, l'écoulement en canal périodique s'arrête à cause du frottement à la paroi. Pour maintenir l'écoulement, un terme source constant en espace et en temps est appliqué sur l'équation de quantité de mouvement longitudinale ρU pour mimer la présence du gradient de pression longitudinal qui existe dans les configurations non périodiques. Dans nos simulations, le terme source a la forme suivante :

$$S_{(\rho U)} = \frac{(\rho U_{cible} - \rho U_{moyen})}{\tau}. \quad (4.1)$$

Il compare une valeur cible de quantité de mouvement ρU_{cible} à la valeur moyenne dans le canal ρU_{moyen} . τ est un temps de relaxation de ce terme. Typiquement, τ sera de l'ordre de dix fois le pas de

temps. Un terme source de cette forme est appliqué dans chaque canal (haut et bas), avec pour chacun une valeur de cible différente. Aucun terme source sur ρU n'est appliqué à l'intérieur de la perforation.

4.2.2 Maintien de l'injection au travers de la paroi multi-perforée

Plusieurs méthodes ont été testées pour maintenir l'écoulement d'injection au travers de la perforation. Deux méthodes qui fonctionnent sont détaillées ici. Elles ont été présentées et comparées par [Mendez, Nicoud & Miron \(2005\)](#). Dans ces deux méthodes, les termes sources sur l'équation de la quantité de mouvement sont appliqués pour chaque canal, comme décrit au paragraphe précédent.

Maintien de l'injection par les conditions limites : méthode BC

Dans cette approche, on utilise les conditions limites pour maintenir l'injection à travers la paroi perforée : cette méthode est baptisée BC pour *Boundary Conditions*. Pour éviter que la pression ne change dans les deux canaux à cause du transfert de fluide d'un canal à l'autre, on ne considère plus des domaines fermés : les parois imperméables en haut et en bas du domaine sont remplacées par conditions caractéristiques d'écoulement libre ([Thompson, 1990](#)). Cette condition limite permet d'imposer un état général, vers lequel l'écoulement doit tendre. Un coefficient de relaxation est utilisé pour ne pas appliquer brutalement cette condition et éviter ainsi d'éventuelles réflexions acoustiques sur les conditions limites. La condition limite inférieure se comporte comme une entrée et la supérieure comme une sortie. Leur effet est de nourrir l'écoulement secondaire en fluide et de faire sortir du canal supérieur la masse injectée par le jet. Grâce à ce mouvement vertical moyen, l'injection à travers la paroi perforée est maintenue.

Maintien de l'injection par des termes sources : méthode CST

Dans cette approche, des termes sources constants en temps en espace sont appliqués sur les équations de conservation de la masse et de l'énergie : on appelle cette méthode CST pour *Constant Source Terms*. De la même façon que la quantité de mouvement dans chaque canal est maintenue par un terme source (paragraphe 4.2.1), on souhaite maintenir la masse totale et la pression de chaque canal autour d'une valeur constante. On applique alors à chaque canal un terme source sur la densité la pression afin de maintenir l'injection. Les termes sources ont la forme donnée par l'équation 4.1 pour ρU : ils comparent des grandeurs moyennées de densité et pression à des valeurs cibles définies par l'utilisateur. Le même temps de relaxation τ est utilisé.

4.2.3 Définition du point de fonctionnement. Comparaison des méthodes BC et CST

Pour imposer les termes sources sur la quantité de mouvement longitudinale, il nous faut définir des valeurs cibles pour la vitesse. Ces valeurs cibles sont définies à partir des profils expérimentaux. Les données expérimentales de référence ont été mesurées au niveau de la neuvième rangée de perforations. Au niveau de cette rangée, la vitesse moyenne longitudinale est évaluée à $\langle U_1 \rangle = 4.29 \text{ m.s}^{-1}$ dans le

canal d'injection. Aucune mesure n'est disponible dans le canal d'aspiration. La cible est donc basée sur l'écoulement en amont des perforations : $\langle U_2 \rangle = 2.19 \text{ m.s}^{-1}$.

L'écoulement étant isotherme, la différence de pression ($\Delta P = 42 \text{ Pa}$) permet de définir les valeurs cibles de masse volumique et de pression pour les termes sources avec la méthode CST ou les conditions limites avec la méthode BC.

Les deux méthodes ont été testées sur un maillage grossier, avec le schéma Lax-Wendroff (voir chapitre 3). Seule la méthode de génération de l'injection à travers la paroi perforée diffère. Ces deux calculs correspondent aux cas 1 et 2 du tableau récapitulatif des simulations (tableau 4.1) présenté dans la section suivante. Ces résultats numériques sur maillage grossier sont obtenus au bout de plusieurs centaines de temps convectifs. Les moyennes sont effectuées sur cinquante temps convectifs environ. Les résultats sont reportés figure 4.3. Ce sont des profils de vitesses moyennes et fluctuantes $2.92 d$ en aval du centre de la perforation, côté injection (figure 4.2, profil A). Les profils sont mesurés de la paroi ($y = 0$) au centre du canal 1 ($y = 12 d$). Les résultats expérimentaux sont également montrés.

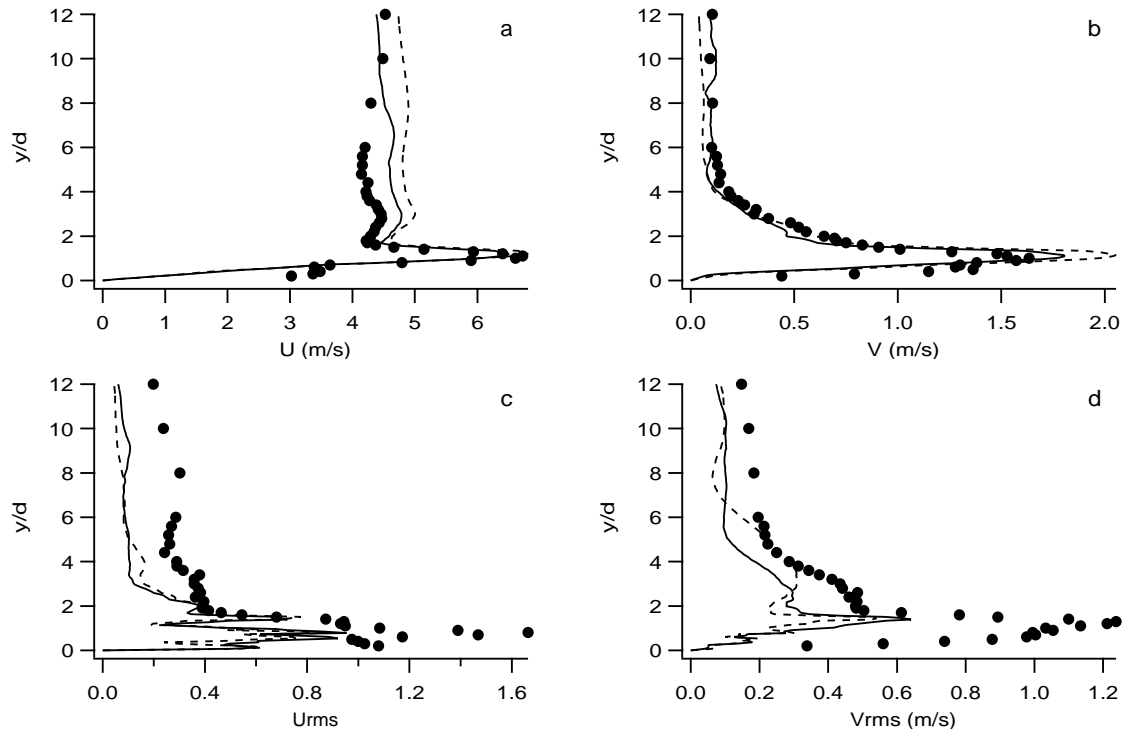


FIG. 4.3 - Comparaisons des méthodes BC (—) et CST (---). Les résultats expérimentaux de [Miron \(2005\)](#) sont également reportés (•). Profils de vitesses $2.92 d$ en aval du centre de la perforation, côté injection. **a.** Vitesse longitudinale moyenne U . **b.** Vitesse verticale moyenne V . **c.** Vitesse longitudinale fluctuante U_{rms} . **d.** Vitesse verticale fluctuante V_{rms} .

Trois conclusions peuvent être tirées de l'étude de ces profils :

- Les résultats numériques, même s'ils montrent des différences, sont très similaires. Ils représentent bien la même structure d'écoulement. Les deux méthodes sont globalement équivalentes,

- Les résultats expérimentaux montrent que cette structure est proche de celle observée dans les expériences,
- Le maillage utilisé est manifestement trop grossier pour permettre une description correcte de l'écoulement : sur les profils moyens, le maillage grossier est incapable de reproduire les gradients à la paroi observés dans les résultats expérimentaux. Les fluctuations de vitesse sont fortement sous-estimées près de la paroi, où elles montrent de surcroît des oscillations numériques.

La conclusion la plus importante pour nous est que l'on dispose de deux méthodes capables de reproduire globalement l'écoulement de multi-perforation. Bien sûr, les résultats ne sont pas parfaits, mais la structure générale est bien reproduite. Parmi ces deux possibilités, on choisit la méthode BC : la figure 4.3 montre que les résultats de BC sont légèrement plus proches des résultats expérimentaux. De plus, cette méthode évite la manipulation des équations de continuité et de conservation de l'énergie par l'introduction de termes sources.

Avant de comparer plus finement les données numériques aux résultats expérimentaux de [Miron \(2005\)](#), on souhaite s'assurer d'obtenir LA solution correcte à notre problème. En considérant qu'il existe une solution unique au problème complet (domaine périodique + Méthode BC), cette solution dépend-elle de certains paramètres d'ordre numérique ? C'est ce que nous allons étudier dans les paragraphes suivants. L'analyse physique des résultats et la comparaison avec les données expérimentales est présentée au chapitre 5.

4.3 Sensibilité des simulations aux paramètres numériques

Dans cette partie, nous allons présenter plusieurs fois les mêmes profils de vitesse, en faisant varier des paramètres du calcul : schéma numérique, maillage, code de calcul utilisé pour la simulation, nombre de trous inclus dans le domaine périodique et enfin termes sources dans la direction longitudinale. Les paramètres des différents calculs présentés dans cette partie sont reportés dans le tableau 4.1.

Cas	Méthode	Code de calcul	Schéma numérique	Maillage	Nombre de trous	Termes sources sur ρU
1	BC	AVBP	LW	grossier	1	oui
2	CST	AVBP	LW	grossier	1	oui
3	BC	AVBP	LW	moyen	1	oui
4	BC	AVBP	TTGC	moyen	1	oui
5	BC	AVBP	TTGC	fin	1	oui
6	BC	CDP	-	-	1	oui
7	BC	AVBP	TTGC	moyen	4	oui
8	BC	AVBP	TTGC	moyen	1	non

TAB. 4.1 - Tableau récapitulatif des paramètres numériques utilisés dans les calculs présentés dans ce chapitre. Les caractéristiques des maillages sont données dans le tableau 4.2.

4.3.1 Schémas numériques

Dans cette partie, nous allons étudier l'influence du schéma numérique sur les résultats. Comme précisé dans le chapitre 3, AVBP dispose de deux schémas numériques : Lax-Wendroff (LW), d'ordre 2 en espace et en temps et TTGC, d'ordre 3 en espace et en temps. Les deux schémas sont comparés sur maillage moyen (voir le paragraphe suivant sur les maillages). La comparaison sur maillage grossier ne montre que très peu de différences. Les cas 3 et 4 du tableau 4.1 sont comparés figure 4.4. Les profils de vitesses de la figure 4.4 sont mesurés $2.92 d$ en aval du centre de la perforation, côté injection (figure 4.2, profil A).

Les deux résultats sur maillage moyen diffèrent par plusieurs aspects de ceux présentés sur maillage

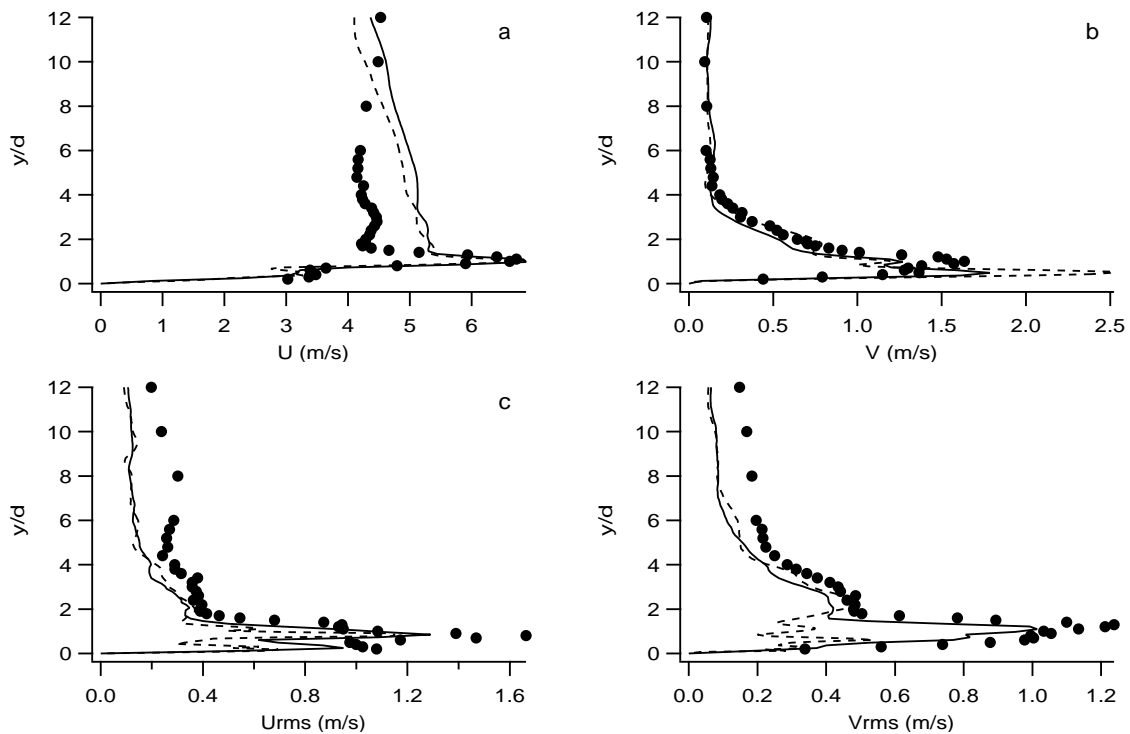


FIG. 4.4 - Comparaisons des résultats sur maillage moyen pour deux schémas numériques : LW (cas 3, ---) et TTGC (cas 4, —). Les résultats expérimentaux de Miron (2005) sont également reportés (•). Profils de vitesses $2.92 d$ en aval du centre de la perforation, côté injection. **a.** Vitesse longitudinale moyenne U . **b.** Vitesse verticale moyenne V . **c.** Vitesse longitudinale fluctuante U_{rms} . **d.** Vitesse verticale fluctuante V_{rms} .

grossier dans la partie précédente. Ces différences seront discutées dans le prochain paragraphe. Ici nous nous concentrons sur les différences entre les cas 3 et 4 (schémas numériques différents). Les différences sont faibles sur le profil de vitesse longitudinale moyenne (figure 4.4a). Elles sont dues principalement à un débit légèrement plus important au travers de la perforation en TTGC (1.5% de plus). En revanche, les autres profils présentés montrent des différences plus marquées. Globalement, le jet en LW montre une structure plus cohérente : cela s'observe tout d'abord sur la vitesse verticale moyenne (figure 4.4b).

Nom	Nombre de cellules	Points dans le diamètre du trou	Taille typique des cellules dans le trou	y^+
Grossier	150,000	5	1 mm	20
Moyen	1,500,000	15	0.3 mm	5
Fin	25,000,000	45	0.1 mm	2

TAB. 4.2 - *Caractéristiques principales des trois niveaux de maillage considérés. Colonne 2 : nombre de tétraèdres, Colonne 3 : nombre de points, en moyenne, dans le diamètre de la perforation, Colonne 4 : Taille typique des arêtes des tétraèdres à l'intérieur des perforations, Colonne 5 : Distance moyenne du premier point au-dessus de la paroi, en unités de paroi, côté injection.*

Un fort pic de vitesse verticale est observé proche paroi. Il est lié (on l'a vu au chapitre 2), à l'action des tourbillons contrarotatifs formant la structure principale du jet, le CVP (pour *Counter-Rotating Vortex Pair*), et situés sous le jet. Les deux tourbillons provoquent un fort mouvement vertical sous le jet. Dans le calcul avec le schéma LW (cas 3), ce pic de vitesse verticale est extrêmement fort. Le CVP est très cohérent. Ceci se vérifie sur les profils de vitesse RMS (figure 4.4c,d). Les niveaux de vitesses fluctuantes sont un cran en dessous dans le cas 3 (LW) par rapport au cas 4 (TTGC). Les résultats obtenus dans le cas 4 (TTGC), sont plus proches des résultats expérimentaux de [Miron \(2005\)](#).

4.3.2 Maillages

Ce paragraphe permet de comparer les résultats obtenus sur trois niveaux de maillage différents. Les caractéristiques de ces maillages sont présentées dans le tableau 4.2. Les maillages sont tous tétraédriques. Les tétraèdres sont globalement réguliers. Le raffinement maximum est utilisé près de la paroi et à l'intérieur de la perforation. La taille des mailles est constante dans une zone allant de $y = -2d$ à $y = 2d$. Plus loin de la paroi, le maillage est progressivement déraffiné, en ne dépassant pas un rapport de 1.02 d'une cellule à l'autre. La comparaison entre le maillage grossier et le maillage moyen a été présentée par [Mendez, Nicoud & Poinot \(2006b\)](#). La comparaison entre les trois niveaux de maillage est reprise dans le chapitre 5, avec des profils de vitesse supplémentaires. La figure 4.5 présente les profils de vitesse mesurés $5.84d$ en aval du centre de la perforation, côté injection (figure 4.2, profil B). La comparaison entre ces trois niveaux de maillage n'est pas une étude de convergence en maillage à proprement parler. Le filtrage pour la SGE étant implicite et lié au maillage, on ne s'attend pas à obtenir une véritable convergence, mais cette étude permet de vérifier si le maillage est suffisant pour capter les principaux phénomènes physiques mis en jeu. L'étude des profils de la figure 4.5 et de ceux présentés au chapitre 5 permet de tirer plusieurs conclusions :

- Le maillage grossier est trop peu raffiné, particulièrement à la paroi. Les gradients à la paroi sont complètement sous-estimés. La vitesse du jet est également faible par rapport aux deux autres niveaux de maillage. La sous résolution à l'intérieur de la perforation a également une conséquence sur le débit à travers la paroi : en maillage grossier, le débit est environ 15 % inférieur au débit obtenu en maillages moyen et fin. Enfin, les vitesses RMS sont largement sous-estimées. La figure 4.5c montre de plus un fort pic de vitesse RMS longitudinale en proche paroi : ce pic ne représente rien de physique.
- Les résultats sur maillages moyen et fin (cas 4 et 5) donnent des résultats proches. Même s'il

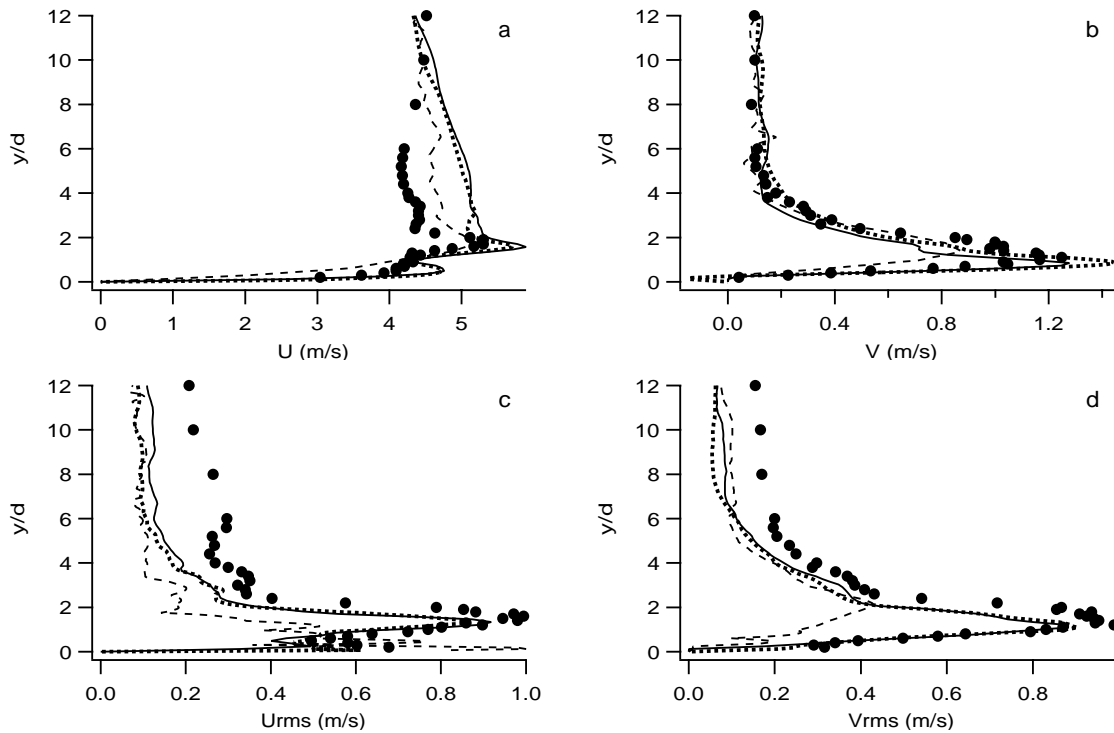


FIG. 4.5 - Comparaisons des résultats sur trois niveaux de maillage : grossier (cas 1, ---), moyen (cas 4, —) et fin (cas 5,). Les résultats expérimentaux de Miron (2005) sont également reportés (\bullet). Profils de vitesses 5.84 d en aval du centre de la perforation, côté injection. **a.** Vitesse longitudinale moyenne U . **b.** Vitesse verticale moyenne V . **c.** Vitesse longitudinale fluctuante U_{rms} . **d.** Vitesse verticale fluctuante V_{rms} .

est relativement grossier, le maillage moyen est raisonnable pour capter la dynamique principale de l'écoulement. Toutefois, le maillage fin permet d'observer des structures cohérentes de petites tailles difficilement discernables sur maillage moyen (chapitre 5).

- Les résultats des cas 4 et 5 montrent un très bon accord avec les mesures de Miron (2005) pour V , U_{rms} et V_{rms} près de la paroi. Pour les vitesses RMS, des différences sont observées quand on s'éloigne de la paroi. Ceci s'explique par la différence de nature de l'écoulement. Dans l'expérience la zone extérieure au « film de refroidissement » est directement pilotée par l'écoulement en amont des perforations. En amont de la zone perforée, Miron (2005) indique qu'il obtient un écoulement typique de canal turbulent pleinement développé. Dans les simulations, ce n'est pas le cas. Le canal côté injection est rempli par le fluide amené par les jets. Il n'y a pas, loin de la paroi, de véritable « écoulement principal ». Notamment, les échelles de turbulence sont de l'ordre de la taille de la perforation, alors que dans l'expérience, les plus grandes échelles sont de l'ordre de la hauteur du canal.
- Les principales différences entre les résultats expérimentaux et numériques (cas 4 et 5) sont observées sur la vitesse longitudinale moyenne. Les résultats numériques surestiment fortement U . En s'éloignant de la paroi, U décroît ensuite de façon quasi-linéaire. Comme nous le verrons, cette

décroissance de U à partir d'une certaine hauteur est due au terme source sur l'équation de quantité de mouvement (§ 4.3.5). Cependant ces termes sources n'expliquent pas les fortes vitesses observées dans le calcul. Nous pensons que ces différences sont dues à la configuration périodique. C'est l'accumulation de fluide apporté par la perforation qui fait augmenter la vitesse proche paroi. Ceci est parfaitement cohérent avec les résultats expérimentaux de [Miron \(2005\)](#). Comme nous l'avons vu au chapitre 2, [Miron \(2005\)](#) montre que d'une rangée à l'autre, la vitesse longitudinale augmente alors que les autres vitesses mesurées (vitesse moyenne verticale et vitesses RMS) ne varient pas d'une rangée à l'autre (figure 2.10). Ainsi, la comparaison avec la rangée 11 de l'expérience aurait donné des différences moins grandes entre calcul et expérience. Cela montre que nos résultats vont mieux représenter l'écoulement au fur et à mesure que l'on s'éloigne des premières rangées.

4.3.3 Codes de calcul

Les résultats obtenus sur maillages moyen et fin montrent des différences importantes avec les résultats expérimentaux sur la vitesse moyenne longitudinale. Ces résultats sont certes explicables par l'accumulation de fluide au fur et à mesure des rangées, mais nous avons voulu nous assurer que cette différence n'était pas un artefact du code de calcul. Il s'agit de voir si un autre code appliquant la même méthode de calcul périodique (BC) permet d'obtenir les mêmes résultats. La comparaison avec le code de SGE du Center for Turbulence Research (CTR) de l'Université de Stanford, CDP, a été effectuée au cours du Summer Program du CTR, en 2006 ([Mendez *et al.*, 2006a](#)). Nous avons demandé à M. Shoeybi de réaliser une simulation périodique de multi-perforation, avec la méthode BC. Le code de calcul utilisé, CDP, est complètement différent d'AVBP : c'est un code SGE résolvant les équations de Navier-Stokes incompressibles ([Sagaut, 2002](#)). CDP utilise une méthode volumes finis, d'ordre 2, qui conserve l'énergie cinétique. La méthode numérique est détaillée par [Ham & Iaccarino \(2004\)](#) et [Ham, Matsson & Iaccarino \(2006\)](#). Le modèle de sous-maille est une version dynamique du modèle de Smagorinsky. Tout sépare donc les deux codes de calcul. De plus, CDP est utilisé sur un maillage différent de ceux utilisés avec AVBP. Le maillage contient un million et demi d'hexaèdres. Le premier point hors paroi est situé en moyenne à $y^+ = 1$, côté injection. Une trentaine de points décrivent le diamètre du trou. Il est important de noter qu'à cause de la durée courte du Summer Program, les résultats obtenus avec CDP ne sont pas complètement convergés. Notamment, la vitesse longitudinale continuait à évoluer doucement à la fin du calcul. Les résultats du cas 6 (CDP) sont présentés figure 4.6 : la comparaison est effectuée avec le calcul effectué en maillage moyen (cas 4). Les profils sont mesurés $5.84d$ en aval du centre de la perforation, côté injection (figure 4.2, profil B). Les cas 4 et 6 montrent des structures similaires. Le manque de convergence du calcul CDP empêche d'obtenir les mêmes niveaux, mais les tendances à la fin du calcul confirment une augmentation de la vitesse longitudinale. Les profils de vitesse verticale moyenne et de vitesses RMS (figure 4.6b-d) montrent un très bon accord. Plus importants encore, les aspects les plus différents entre les résultats AVBP et les mesures de [Miron \(2005\)](#) sont confirmés par le code CDP : dans la zone au-dessus du jet, les vitesses longitudinales sont plus grandes que dans l'expérience. Il en est de même près de la paroi, à cause de l'effet d'entraînement. Le même type de profils de vitesse est obtenu au-dessus du jet, avec une décroissance régulière de la vitesse longitudinale. Le reste des comparaisons présentées par ([Mendez *et al.*, 2006a](#)) montre les fortes similitudes entre les résultats des deux codes.

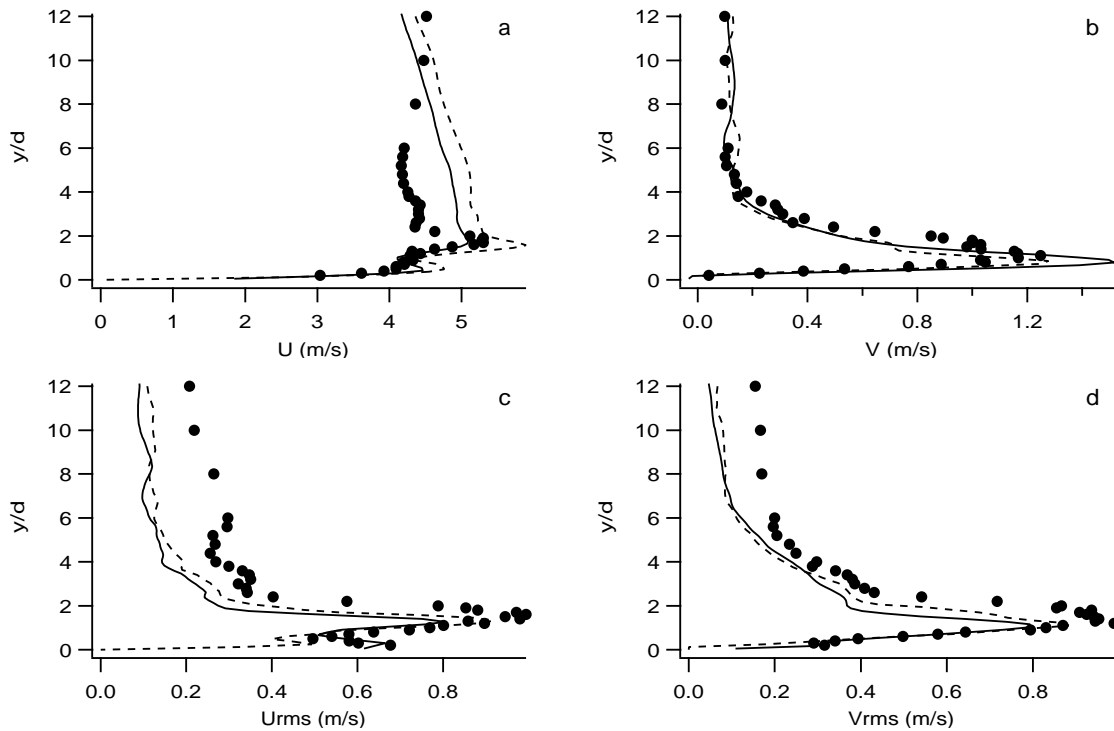


FIG. 4.6 - Comparaisons des résultats sur maillage moyen en faisant varier le code de calcul : AVBP (cas 4, ---) et CDP (cas 6, —). Les résultats expérimentaux de Miron (2005) sont également reportés (\bullet). Profils de vitesses $5.84d$ en aval du centre de la perforation, côté injection. **a.** Vitesse longitudinale moyenne U . **b.** Vitesse verticale moyenne V . **c.** Vitesse longitudinale fluctuante U_{rms} . **d.** Vitesse verticale fluctuante V_{rms} .

4.3.4 Nombre de perforations incluses dans le domaine de calcul

En imposant la périodicité dans des problèmes d'extension infinie, une échelle de longueur artificielle est introduite dans le calcul. Cette échelle de longueur dépend ici de la distance entre les perforations. Rien n'indique que le calcul ne soit pas contraint par la périodicité. Pour tester la dépendance ou non du calcul à la périodicité, nous avons réalisé un calcul périodique avec 4 perforations incluses dans le domaine. Ce calcul a également été fait à l'occasion du Summer Program du CTR en 2006 (Mendez *et al.*, 2006a). La figure 4.7 montre les profils de vitesse $2.92d$ en aval du centre de la perforation, côté injection (figure 4.2, profil A). Les profils de vitesses du cas 4 sont reportés en pointillés, ainsi que les 4 profils de vitesse du cas 7, tracés en ligne continue. La comparaison entre les cas 4 et 7 étant discutée en détail dans le chapitre 5 (avec également des profils de vitesse à d'autres positions), nous nous contentons de donner ici les conclusions de ces comparaisons. Les profils de vitesses (moyennes et RMS) obtenus avec 1 trou ou 4 trous dans le domaine sont identiques, à la convergence des calculs près. Les corrélations en deux points montrent également un bon accord (chapitre 5). Elles suggèrent que les périodicités ne viennent pas briser d'éventuelles interactions collectives entre les jets. Les échelles intégrales dans ces simulations sont petites devant la distance entre les perforations. Les simulations présentées sont donc

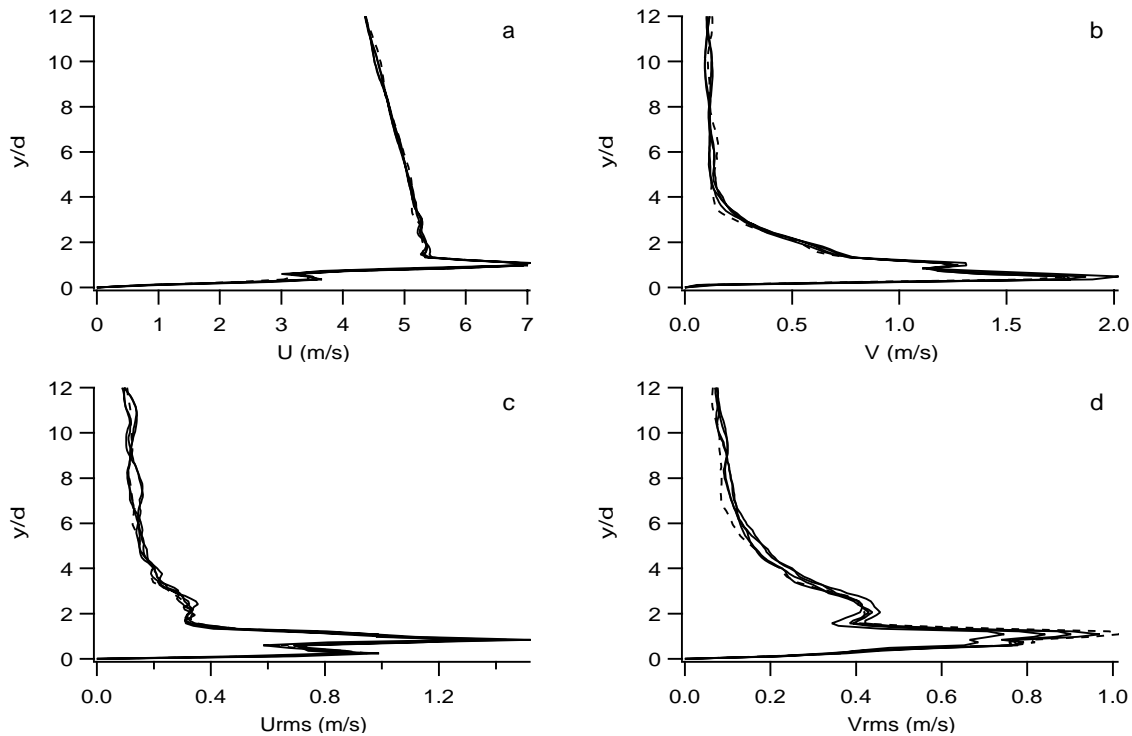


FIG. 4.7 - Comparisons des calculs incluant dans le domaine périodique 1 trou (cas 4, ---) ou 4 trous (cas 7, —). Profils de vitesses $2.92d$ en aval du centre de la perforation, côté injection. **a.** Vitesse longitudinale moyenne U . **b.** Vitesse verticale moyenne V . **c.** Vitesse longitudinale fluctuante U_{rms} . **d.** Vitesse verticale fluctuante V_{rms} .

indépendantes du nombre de perforations incluses dans le domaine.

Ces résultats sont extrêmement importants. La dépendance du calcul au nombre de jets inclus dans le domaine de calcul nous aurait contraint à considérer un plus grand nombre de perforations, et aurait invalidé les résultats pour un trou. Notons que cette indépendance au nombre de trous inclus dans le domaine est valable pour la géométrie et le point de fonctionnement considérés. Il est à peu près sûr que pour des petites distances entre perforations, il faudrait considérer un plus grand nombre de trous.

4.3.5 Influence des termes sources

Les calculs avec termes sources dans la direction longitudinale montrent sur U un comportement particulier : U décroît régulièrement avec la distance à la paroi. Ceci est en réalité un artefact dû aux termes sources. C'est ce que montre la figure 4.8 : dans le cas 8, les termes sources ont été coupés ; les résultats obtenus sont comparés avec le cas 4. Les profils de vitesses sont mesurés $2.92d$ en aval du centre de la perforation, côté injection (figure 4.2, profil A). La comparaison avec et sans termes sources est très intéressante : elle fait apparaître plusieurs conclusions cruciales pour notre étude.

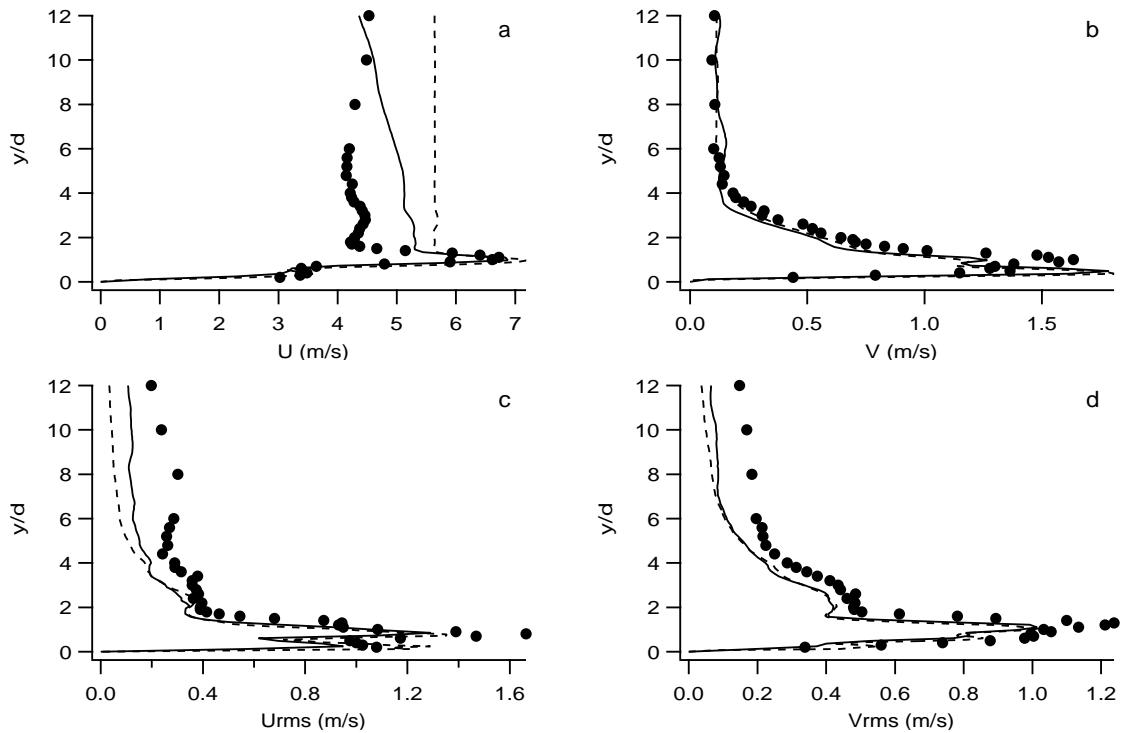


FIG. 4.8 - Comparaisons des calculs avec termes sources dans le direction longitudinale (cas 4, —) et sans (cas 8, ---). Les résultats expérimentaux de Miron (2005) sont également reportés (•). Profils de vitesses 2.92 d en aval du centre de la perforation, côté injection. **a.** Vitesse longitudinale moyenne U . **b.** Vitesse verticale moyenne V . **c.** Vitesse longitudinale fluctuante U_{rms} . **d.** Vitesse verticale fluctuante V_{rms} .

- La vitesse U qui décroît avec la distance à la paroi est une conséquence directe de l'application des termes sources,
- Les termes sources n'ont pratiquement pas d'influence sur le calcul, excepté sur U loin de la paroi,
- L'écoulement semble complètement contrôlé (au moins en proche paroi), par les jets. Malgré la tentative de contrôler « l'écoulement principal », *ie* la vitesse moyenne dans le canal, par l'intermédiaire d'un terme source, l'écoulement semble uniquement piloté par les jets. Par conséquent il n'est pas possible de contrôler directement le taux de soufflage (rapport de quantité de mouvement dans le jet sur celle de l'écoulement incident). Ceci rappelle les résultats de Scrittore *et al.* (2007), qui constatent que loin du début de la zone perforée, tous les profils de vitesse, une fois adimensionnés par la vitesse des jets, sont identiques en proche paroi.

Ces résultats signifient qu'*a priori*, les termes sources n'apportent rien. Il est assez naturel que pour un très grand nombre de rangées (*a fortiori* l'infini) il ne soit pas possible de conserver de trace de l'écoulement principal incident.

4.3.6 Conclusion sur l'influence des différents paramètres numériques du calcul

Nous allons récapituler ici les principales conclusions de cette série de tests :

- Le schéma 3e ordre (TTGC) améliore les résultats par rapport au 2e ordre (LW). C'est le schéma qui sera dorénavant utilisé pour les simulations de l'écoulement autour de la paroi perforée,
- Le maillage grossier est trop peu raffiné pour permettre la prise en compte de tous les phénomènes physiques de cet écoulement. En revanche, les maillages moyen et fin donnent des résultats proches,
- Les calculs réalisés à l'aide d'un autre code (CDP) sont très proches des calculs AVBP,
- Les calculs incluant 1 ou 4 perforations dans le domaine périodique sont en très bon accord,
- Les termes sources dans la direction longitudinale ne parviennent pas à contrôler l'écoulement. Les résultats sont déterminés par la structure du jet à travers la paroi perforée. L'absence ou la présence de termes sources ne changent pas les résultats proche paroi. En multi-perforation, au bout d'un « grand nombre » de rangées, l'écoulement n'est piloté que par les jets. Cela signifie que les seuls paramètres aérodynamiques des simulations périodiques isothermes de multi-perforation sont la différence de pression de part et d'autre de la paroi perforée et les caractéristiques de l'écoulement secondaire côté aspiration.

Toute l'étude isotherme (chapitre 5) a cependant été menée en utilisant une version avec termes sources sur la quantité de mouvement longitudinale, l'indépendance des résultats au termes sources ayant été montrée tardivement. En revanche les simulations anisothermes (chapitre 7) sont menées sans termes sources sur la quantité de mouvement.

Interprétation des profils de vitesse longitudinale

Reste le point le plus délicat de nos simulations : le comportement de la vitesse longitudinale. Les calculs sur maillages moyen et fin surestiment cette vitesse, tout en montrant de bonnes comparaisons avec les expériences. Par un bilan de quantité de mouvement, nous tentons ici d'expliquer le comportement observé dans nos simulations. Nous allons effectuer un bilan de quantité de mouvement longitudinale, moyennée en temps, sur un domaine de volume Vol comprenant une partie du domaine noté 1 (côté injection). Ce domaine comprend la totalité du domaine de calcul dans les directions x et z ; il commence à $y = 0$ (paroi perforée) et s'arrête à une distance donnée Y .

Pour simplifier, on négligera les termes de sous-maille. Le cas sans terme source est d'abord considéré. On utilise le théorème de la divergence sur le domaine d'intégration : les termes faisant intervenir des dérivations dans les directions périodiques s'annulent. Il vient :

$$\int_{S_h} \overline{\rho UV} ds - \int_{S_s} \bar{\tau} ds = \int_{S_{tot}(y=Y)} \overline{\rho UV} ds. \quad (4.2)$$

Dans cette expression, les termes de frottement visqueux ont été négligés ailleurs que sur les parois solides. S_h désigne la surface du trou dans le plan de la paroi, côté injection ($y = 0$). S_s désigne la partie solide de la plaque perforée. La surface totale de la plaque perforée est la somme de S_h et S_s . $S_{tot}(y = Y)$ est la surface parallèle à la paroi qui ferme le domaine d'intégration. Cette équation signifie qu'en l'absence de terme source, la quantité de mouvement longitudinale moyenne qui sort par le haut du domaine est celle qui entre par la perforation, moins celle perdue par frottement à la paroi.

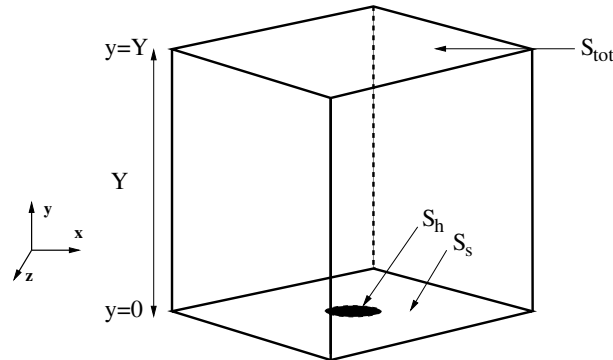


FIG. 4.9 - Domaine d'intégration du bilan de quantité de mouvement.

Ce calcul est réalisé à l'équilibre. Il montre que, dans notre configuration périodique, l'écoulement loin de la paroi n'est piloté que par ce qui se passe proche (jet et frottement à la paroi solide). Il ne dépend donc pas de l'écoulement incident, contrairement aux expériences. De plus, sans terme source, la vitesse à la frontière supérieure du domaine ne doit pas dépendre de sa distance avec la paroi.

Que se passe-t-il en présence de terme source ? Notons tout d'abord que le terme source côté injection est négatif. En permanence, le jet ajoute dans le canal supérieur plus de quantité de mouvement longitudinale que l'écoulement n'en perd par frottement aux parois. A chaque pas de temps, la moyenne de ρU dans le canal supérieur est supérieure à la cible. Le terme source est donc négatif. En tenant compte du terme source, l'équation 4.2 devient :

$$\int_{S_h} \overline{\rho UV} ds - \int_{S_s} \bar{\tau} ds + \int_{Vol} S_{(\rho U)} = \int_{S_{tot}(y=Y)} \overline{\rho UV} ds. \quad (4.3)$$

Cette équation montre que la quantité de mouvement sortant par le haut du domaine est celle qui entre par la perforation, moins celle perdue par frottement à la paroi, moins l'action du terme source. Ce terme étant un terme volumique négatif, plus la limite Y du domaine est loin de la paroi, plus la quantité de mouvement traversant la frontière supérieure du domaine est faible. Elle doit décroître linéairement avec la distance à la paroi. C'est ce qui est observé sur tous les calculs avec termes sources $S_{(\rho U)}$.

Les différences sur U entre les simulations périodiques et les résultats expérimentaux sont une conséquence inévitable de l'approche périodique. Elles résultent de l'absence d'équilibre dans le film de refroidissement expérimental. Il est certain que des mesures à la trentième rangée de l'expérience donnerait des résultats plus proches des simulations numériques. On retrouve ici une conséquence directe du choix du domaine périodique. Toutefois, ces différences entre simulation proposée et cas réel n'auront pas forcément une grande conséquence sur la modélisation. Comme nous allons le voir dans le prochain chapitre, c'est le flux de quantité de mouvement apportée par le jet qui est le terme principal du flux de quantité pariétal. Or cette quantité varie peu d'une rangée à l'autre, comme le suggère la stabilité du pic de vitesse marquant le jet dans les expériences. Autrement dit, si l'écoulement proche paroi change, l'effet de la multi-perforation sur cet écoulement est toujours le même, et ne dépend que peu de la rangée considérée.

Chapitre 5

Simulations numériques isothermes

Ce chapitre présente un article accepté dans le Journal of Fluid Mechanics. Le but de cet article est de présenter l'analyse physique des simulations isothermes réalisées dans cette thèse. Après avoir mis en évidence dans l'introduction le besoin d'un modèle et la nécessité de générer des données spécifiques pour la multi-perforation, la méthode de calcul en domaine périodique est décrite en partie 2. Des tests numériques sont présentés en partie 3 : ils reprennent — ou complètent — les résultats du chapitre précédent. L'écoulement autour de la paroi perforée est ensuite décrit (partie 4) : il s'agit de proposer une description la plus complète possible, en incluant des informations jamais présentées dans le contexte précis de la multi-perforation (notamment l'écoulement à l'intérieur des perforations et côté aspiration de la paroi). Enfin, la partie 5 permet de donner une première évaluation des flux non-visqueux liés à l'aspiration/injection de fluide à travers la paroi. C'est ce type de raisonnement qui sera repris au chapitre suivant, consacré à la modélisation de la multi-perforation.

Le point de fonctionnement est identique à celui présenté dans le chapitre précédent. Les valeurs cibles de quantité de mouvement pour les termes sources sont donc basées sur les vitesses suivantes : 4.29 m.s^{-1} dans le canal d'injection et 2.19 m.s^{-1} dans le canal d'aspiration (§ 4.2.3). Notons que dans l'article, le taux de soufflage moyen noté M_b n'est pas basé sur la vitesse moyennée sur toute la hauteur du canal d'injection (4.29 m.s^{-1}). En effet, pour que M_b soit représentatif de l'interaction jet/écoulement principal, la vitesse moyenne de l'écoulement principal est calculée sur une hauteur réduite (6 *d*). Pour le calcul sur maillage fin, cette vitesse moyenne est de 5 m.s^{-1} .

Large-eddy simulation of a bi-periodic turbulent flow with effusion

By **S. MENDEZ**¹ AND **F. NICLOUD**² †

¹CERFACS - 42, Av. Gaspard Coriolis, 31057 Toulouse cedex 1 - France.

^{1,2} University Montpellier II - I3M CNRS UMR 5149
Place Eugène Bataillon. 34095 Montpellier cedex 5 - France.

(Received 22 December 2006, and in revised form 5 September 2007)

Large-Eddy Simulations of a generic turbulent flow with discrete effusion are reported. The computational domain is periodic in both streamwise and spanwise directions and contains both the injection and the suction sides. The blowing ratio is close to 1.2 while the Reynolds number in the aperture is of order 2600. The numerical results for this fully developed, bi-periodic turbulent flow with effusion are compared to available experimental data from a large-scale, spatially evolving isothermal configuration. It is shown that many features are shared by the two flow configurations. The main difference is related to the mean streamwise velocity profile that is more flat for the bi-periodic situation where the cumulative effect of an infinite number of upstream jets is accounted for. The necessity of considering both sides of the plate is also established by analysing the vortical structure of the flow and some differences with the classical jet-in-crossflow case are highlighted. Eventually, the numerical results are analysed in terms of wall modelling for full-coverage film cooling. For the operating point considered, it is demonstrated that the streamwise momentum flux is dominated by non-viscous effects, although the area where only the viscous shear stress contributes is very large given the small porosity value (4 %).

1. Introduction and objectives

In gas turbines, the solid parts such as the turbine blades or the liner of the combustion chamber are submitted to large thermal constraints and must be cooled. As pointed out by Lefebvre (1999), the most efficient cooling system is transpiration-based: the solid parts to be cooled are made of porous material through which cool air is injected. The resulting uniform film of fresh gas isolates the solid parts from the hot products. However, the application of transpiration-based technology to gas turbines is impossible because of the mechanical weakness of available porous materials and alternative solutions are sought for. One possibility, widely employed for combustion chamber walls, is to use multi-perforated walls to produce the necessary cooling. In this approach (see figure 1), fresh air coming from the casing goes through angled perforations and enters the combustion chamber. The generated micro-jets coalesce to form a film that protects the liner from the hot gases. This technique is usually called full-coverage film cooling (FCFC) to distinguish it from the film cooling (FC) system used for turbine blades, where only a few cooling holes are needed. FCFC corresponds to a discrete form of the transpiration cooling approach.

† Corresponding author: franck.nicoud@univ-montp2.fr

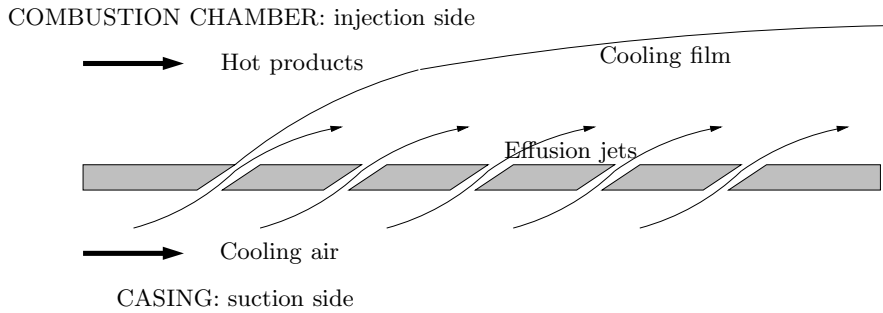


FIGURE 1. Principle of full-coverage film cooling: fresh air flowing in the casing is injected into the combustion chamber through the liner perforations and forms an isolating film protecting the internal face of the liner from the combustion gases.

When wall cooling is ensured by FCFC, the number of submillimetric holes is large and does not allow a complete description of the generation and coalescence of the jets when computing the 3-D turbulent reacting flow within the burner. Effusion is however known to have drastic effects on the whole flow structure, notably by changing the flame position and subsequently modifying the temperature field. An appropriate model is thus needed to reproduce the effect of effusion cooling on the main flow. Such a modelling has already been done for transpired boundary layers and extended law-of-the-wall for moderate uniform blowing or suction is available (Piomelli *et al.* 1989; Simpson 1970). However, existing models accounting for moderate transpiration can hardly be adapted to FCFC. It is quite obvious that for a given mass flow rate per unit area \dot{m} , the injected momentum flux per unit area is different depending on the type of injection: it will be \dot{m}^2/ρ (with ρ the mass density of the injected fluid) in the case of a uniform injection whereas of order $\dot{m}^2/\rho\sigma$ if the injection is through a multi-perforated plate of porosity σ (hole-to-total surface ratio). As a consequence, new wall models for turbulent flows with effusion are required to perform predictive full-scale computations. Note also that for practical reasons, existing models are essentially *local* in space: they allow the assessment of the fluxes through a (solid) boundary at a given position based on the knowledge of the outer flow conditions *right above that same position*. For example, when computing a spatially evolving boundary layer at high-Reynolds number, a Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) approach will use the classical logarithmic law-of-the-wall to evaluate the local wall shear stress based on the tangential velocity at the first off-wall grid point or cell centre. This law-of-the-wall is local in the sense that the knowledge of the distance from the leading edge is not required for assessing the wall shear stress. To be useful in practical RANS computations, any FCFC model should meet the same property and relate the fluxes through the effusion plate at a given position to the outer flow quantities *at the same position*, on both the suction and the injection sides. Note that despite the numerous studies dealing with FCFC and FC, data relating wall fluxes to suction and injection quantities are unusual.

Tables 1 and 2 give an overview of the main experimental (table 1) and numerical (table 2) studies related to injection/suction through perforated plates: Jet in Cross Flow (JCF); one row of holes (FC) or several rows of holes (FCFC). JCF references are included because in the combustion chamber side of the liner, the cooling film arising from FCFC is generated by hundreds of tiny JCF. Note however that the FCFC jets differ

	Isothermal Flow measurements	Non-isothermal Wall data
JCF and FC	Andreopoulos & Rodi (1984) (I) Pietrzyk <i>et al.</i> (1989) (I) Fric & Roshko (1994) (I) Kelso <i>et al.</i> (1996) (I) Smith & Mungal (1998) (I) MacManus & Eaton (2000) (S) Peterson & Plesniak (2004a) (S/H/I)	Goldstein (1971) (I) Eriksen & Goldstein (1974) (I) Ammari <i>et al.</i> (1990) (I)
FCFC	Yavuzkurt <i>et al.</i> (1980a,b) (I) Gustafsson (2001) (I) Miron (2005) (I)	Metzger <i>et al.</i> (1973) (I) Mayle & Camarata (1975) (I) Crawford <i>et al.</i> (1980) (I) Cho & Goldstein (1995a,b) (S/H/I) Rouvreau (2001) (I) Dorignac <i>et al.</i> (2005) (S)

TABLE 1. Major experimental studies concerning jets in crossflow (JCF), film cooling (FC) and full-coverage film cooling (FCFC), depending on if the injection (I), the suction (S) or the hole (H) are studied. The classification depends on the thermal characteristics (isothermal/non-isothermal) and on the type of data provided. **Flow measurements:** spatially resolved data is provided, e.g. temperature, velocity or vorticity fields and profiles; **Wall data:** integrated or local wall data is provided, e.g. adiabatic or overall cooling effectiveness, or heat transfer coefficient. Note that no references were found with flow measurements in a non-isothermal case.

	Isothermal	Non-isothermal
JCF and FC	Yuan <i>et al.</i> (1999) (I) Schlüter & Schönfeld (2000) (I) Cortelezzi & Karagozian (2001) (I) Prière <i>et al.</i> (2005) (I) MacManus & Eaton (2000) (S)	Walters & Lylek (2000) (H/I) Tyagi & Acharya (2003) (H/I) Renze <i>et al.</i> (2006) (H/I) Iourokina & Lele (2006) (S/H/I) Peet (2006) (S/H/I)
FCFC	no reference found	Papanicolaou <i>et al.</i> (2001) (I) Harrington <i>et al.</i> (2001) (I)

TABLE 2. Major numerical studies concerning jets in crossflow (JCF), film cooling (FC) and full-coverage film cooling (FCFC), depending on if the injection (I), the suction (S) or the hole (H) are studied. The classification depends on the thermal characteristics (isothermal/non-isothermal) of the configuration.

from the canonical configurations of JCF in several aspects (see the review by Margason (1993) for more details about canonical JCF):

(a) While single canonical JCF is usually designed to penetrate in the main flow and enhance mixing, the purpose of effusion jets is to create a film to protect the wall from the hot gases. Many jets are used to form the film, and they are oriented so that cooling air stays next to the wall, without mixing with the main flow. Note that both configurations are encountered in gas turbines: contrary to the small cooling jets that protect the wall, JCF called dilution jets are designed to penetrate the combustion chamber to dilute the combustion products in the secondary zone,

(b) In FCFC, the crossflow is not a simple boundary layer as for JCF studies but results from the interaction between all the jets located upstream,

(c) The inclination of the jets in FCFC application is smaller than in JCF, modifying the penetration of the jets as well as the interaction with the main flow (see for example Bergeles, Gosman & Launder 1976, 1977),

(d) Because of the small length-to-diameter ratio of the holes used in FCFC applications, the flow on the injection side is strongly related to the flow in the aperture and on the suction side (Iourokina & Lele 2006; Peterson & Plesniak 2004a; Walters & Leylek 2000). This is particularly striking in studies about discharge coefficient, where the velocity in the supply channel is one of the main parameters (Champion *et al.* 2005; Gritsch *et al.* 2001).

In views of these differences, extrapolating the results from canonical JCF studies to gain insight into FCFC would not be justified and specific FCFC configurations must be considered. This is in line with Walters & Leylek (2000) who insist on the importance of reproducing the exact geometry for film cooling studies. The aim of this study is to generate detailed data numerically and to reach a better understanding of turbulent flows with effusion, a first step towards the development of appropriate wall models for FCFC.

Ideally, relevant data to build FCFC models would contain detailed information about the dynamical and thermal behaviours of the flow on both sides of the plate and would correspond to a realistic FCFC configuration, viz. with a large array of holes submitted to non-isothermal flow conditions. From tables 1 and 2, such data does not exist. Detailed flow measurements in non-isothermal situations have never been performed and the complete configuration (suction side/hole/injection side, as in Cho & Goldstein 1995a,b) has been rarely considered. Only Peet (2006), Iourokina & Lele (2006) and Peterson & Plesniak (2004a) detail the flow on the suction side, in the aperture and on the injection side. However, only one row of holes is considered and all the flow on the suction side is forced through the holes, as in FC applications. Few studies concern the suction side of the plate: MacManus & Eaton (2000) treat the suction of a laminar boundary layer by an isolated hole and a small array of holes, in an isothermal configuration. Dorignac *et al.* (2005) propose global measurements and correlations of the Nusselt number on the suction side of a multi-perforated plate. However, the aspiration is performed from a medium at rest, which is not representative of the real conditions in the casing of a gas turbine.

Most of the experimental studies concerning discrete-hole film cooling address the case of a single row of holes (cooling application for turbine blades) so that only few studies dealing with several rows configurations are available. All the spatially resolved aerodynamic measurements available correspond to large-scale isothermal flows (Gustafsson 2001; Miron 2005; Yavuzkurt, Moffat & Kays 1980a,b). Moreover, experimental studies addressing the thermal behaviour (evaluation of cooling effectiveness or heat transfer coefficient at the wall) do not provide any flow measurements (Cho & Goldstein 1995a,b; Crawford, Kays & Moffat 1980; Mayle & Camarata 1975; Metzger, Takeuchi & Kuentler 1973) or insufficiently resolved ones (Rouvreau 2001). Note however the very interesting work by Cho & Goldstein (1995a,b), who estimated the local wall heat transfer on the back surface (suction side), the holes and the exposed surface (injection side) on both FC and FCFC configurations.

Numerical capabilities have increased during the last years and RANS simulations of FCFC with several rows (7 for Papanicolaou *et al.* (2001), 10 for Harrington *et al.* (2001) and 12 rows for Errera & Chemin (2004)) have been performed. These simulations prove the ability of numerical codes to reproduce effusion flows. However, the idea of designing wall models by using RANS based data remains questionable. As long as only a few numbers of holes are considered, Large-Eddy Simulations (LES) can be performed in place of RANS calculations in order to gain insight into the jet-mainstream interaction. Recently,

LES of single jets in crossflow have been performed by Tyagi & Acharya (2003), Iourokina & Lele (2006), Peet (2006) and Renze, Meinke & Schröder (2006), using periodic boundary conditions in the spanwise direction to mimic a row of cooling jets. Iourokina & Lele (2006), Peet (2006) and Renze *et al.* (2006) have included the complete geometry (cooled channel, hole and plenum) used respectively by Pietrzyk, Bogard & Crawford (1989) and Sinha, Bogard & Crawford (1991) in the reference experiments. Note that only one row of holes is considered in these studies, which focus more on turbine blade FC than on combustion chamber wall cooling.

From the short literature overview presented above, the following comments can be made, regarding the understanding and modelling of FCFC:

(a) no detailed data about non-isothermal FCFC can be found in the open literature (apart from RANS results); only measurements of cooling efficiency and wall heat transfer are available. This is mainly because large temperature gradients impose small scale facilities for which achieving spatially resolved measurements is extremely challenging. A good way to proceed would be to rely on Direct Numerical or wall-resolved Large-Eddy Simulations (Mendez & Nicoud 2007). However, lack of experimental data remains problematic for obvious validation reasons,

(b) even in the isothermal case, only a few studies focus specifically on FCFC and for these particular studies, only injection side results have been reported. Moreover, only Miron (2005) used a supply channel on the suction side, with only part of the secondary flow passing through the holes. In Yavuzkurt *et al.* (1980*a,b*) and Gustafsson (2001), the fluid injected through the holes flows on the suction side in a plenum, with very small velocity. Detailed data relevant to the suction, aperture and injection regions is still lacking for FCFC, even in isothermal situation. Such data is needed to support the development of wall models able to represent the effects of effusion on both sides of the plate,

(c) a common difficulty in analysing experimental or numerical results relevant to FCFC is the dependency of the results on the position of the row where the flow is investigated. Several studies confirm the necessity to account for several rows before the FCFC situation is reached: Miron (2005) shows that the velocity profiles are still evolving after 10 rows of holes, while measurements have shown that cooling effectiveness stabilises only after a large number of rows (approximately 15 for Mayle & Camarata 1975; Rouvreau 2001). Although 10-15 rows are often considered to be enough to study FCFC (Bazdidi-Tehrani & Andrews 1994; Crawford *et al.* 1980; Metzger *et al.* 1973; Miron 2005), the independence of the results on the row position within the whole array of holes was never observed in previous studies and to the author's knowledge the existence of such 'self-similarity' is still an open question. This situation makes questionable the generality of the conclusions drawn from the investigation of spatially evolving boundary layers over multi-perforated plates. Moreover, it is in contradiction with the development of a wall model that is *local* in space and provides the fluxes through the effusion plate independently of the position on the perforated plate.

Due to the overall lack of relevant data, this is the authors' viewpoint that the isothermal case should be considered until more maturity about FCFC has been reached. Notably, gaining insight about the aspiration and aperture flow structure still remains to be achieved in the isothermal FCFC case. Moreover, obtaining data where the row number is not a parameter of the problem would introduce new perspectives in terms of FCFC modelling. It is the objective of this paper to address these issues. More precisely, a synthetic flow relevant to FCFC is computed by wall-resolved Large-Eddy Simulation. The configuration corresponds to a bi-periodic flow where both the aspiration and the injection sides of the plate are computed. Because periodicity is assumed in both direc-

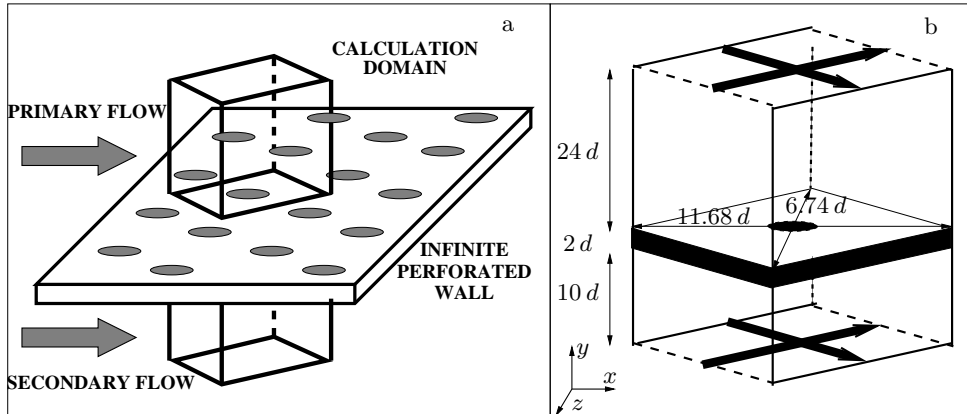


FIGURE 2. From the infinite plate to the ‘bi-periodic’ calculation domain. (a): Geometry of the infinite perforated wall. (b): Calculation domain centred on a perforation; the bold arrows correspond to the periodic directions. The dimensions of the computational domain are provided.

tions tangential to the plate, this flow corresponds to a case where the number of rows tends to infinity and the row position along the plate is no more a relevant parameter. The configuration of interest is described in § 2 along with some numerical details about the LES code. Velocity profiles are presented in § 3, where the similarities/differences between the classical situation with a finite number of rows and the present synthetic flow are highlighted. A detailed description of the flow features is provided in § 4 and an analysis of the results in terms of wall modelling is presented in § 5.

2. Numerical method

Results in the open literature show that the effusion flow highly depends on the configuration of interest: the flow at the end of a ten-row plate would be different from the one of a twenty-row plate. This situation is hardly tractable from a modelling point of view and not convenient for practical applications; the flow structure in three dimensional combustion chambers is neither simple nor known *a priori*, making the notion of number of upstream rows a fuzzy concept. Thus it has been decided to consider the asymptotic case where the flow is independent of the hole considered. The simulation is then designed to reproduce this ‘fully-developed’ turbulent flow with effusion. This choice presents several advantages:

- (a) The computational domain may contain only a small number of perforations (for example one), with periodic boundary conditions to reproduce the whole geometry of an infinite plate, as it is suggested in figure 2. Due to the staggered arrangement of the perforations, the computational domain is diamond-shaped,
- (b) The difficult question of the inlet and outlet boundary conditions in turbulent simulations (see Moin & Mahesh 1998) is eluded,
- (c) The computing effort is drastically reduced compared to spatially evolving flow, because the computational domain is smaller.

With such a periodic calculation domain, the objective is to have information about the structure of the flow far from the first rows, when the film is established. However, this periodic option raises a problem: natural mechanisms that drive the flow, such as pressure gradients in the periodic directions, are absent. The flow has to be generated artificially in a way that does not modify the details of the flow structure.

2.1. Generation of a periodic flow with effusion

2.1.1. Injection through the hole

In experiments, channels are bounded by impermeable walls at the top and at the bottom. If used in conjunction with periodic boundary conditions in the tangential directions, this outer condition prevents the flow from reaching a statistically steady state with effusion, because the net mass flux through the perforation tends to eliminate the pressure drop between the cold and the hot domains. In the present simulations, characteristic-based freestream boundary conditions (Thompson 1990) are used at the top and bottom ends of the domain in order to impose the appropriate mean vertical flow rate. Note that Mendez, Nicoud & Miron (2005) compared this boundary condition-based strategy to another, source terms-based, methodology and that the independence of the results on the method used to sustain the effusion was demonstrated.

2.1.2. Primary and secondary flows

For classical, periodic channel or pipe flows simulations, a volumetric source term $S_{(\rho U)}$ is added to the streamwise momentum conservation equation in order to mimic the effect of the mean streamwise pressure gradient that would exist in a non-periodic configuration. The source term is constant over space. For example, it can have the following form:

$$S_{(\rho U)} = \frac{(\rho U_{target} - \rho U_{mean})}{\tau} \quad (2.1)$$

The source term compares a target momentum value, ρU_{target} , with the spatial-averaged momentum in the channel, ρU_{mean} . The time scale τ characterises the relaxation of ρU_{mean} towards its target value. This approach can be generalised to the case of an effusion configuration, making use of a source term of the previous form in each channel to generate the primary and the secondary flows and no source term within the hole. Note however that no source term is required in the aspiration side since the target velocity for the secondary flow can be imposed through the boundary condition at the bottom end of the domain; it is then convected throughout the bottom channel without the need of extra external forcing.

2.2. Numerical simulations

The smallest domain that can reproduce the geometry of an infinite plate with staggered perforations contains only one hole and is diamond-shaped (see figure 2). In the present isothermal simulations, the computational domain is divided into two channels. The upper one, denoted by ‘1’, represents the combustion chamber, with a primary flow of ‘hot’ gases. The second one, denoted by ‘2’, represents the casing, with a secondary flow of ‘cooling’ air. The height of the channels are $h_1 = 24d$ and $h_2 = 10d$ respectively, where $d = 5$ mm is the diameter of the cylindrical aperture. The upper and lower limits of the domain are far enough from the zone of interest to avoid any spurious effect of boundary conditions on the flow near the perforated plate. The channels are separated by a perforated plate of thickness 10 mm, the aperture being angled at $\alpha_g = 30^\circ$ with the plate, in the streamwise direction, without any spanwise orientation. The thickness of the plate being 10 mm and holes being angled at 30° with the plate, the hole length-to-diameter ratio is 4. The diagonals of the computational domain are $z = 0$ and $x = 0$ and their lengths equal the hole-to-hole distance, viz. $11.68d$ in the streamwise direction ($z = 0$) and $6.74d$ in the spanwise direction ($x = 0$). The centre of the hole is located at $x = 0$, $y = 0$, $z = 0$ for the injection side (hole outlet) and at $x = -3.46d$, $y = -2d$, $z = 0$ for the suction side (hole inlet).

Name	Number of Cells	Hole points	Hole size	y^+
COARSE	150,000	5	1 mm	20
MEDIUM	1,500,000	15	0.3 mm	5
FINE	25,000,000	45	0.1 mm	2

TABLE 3. Main characteristics of the three grids considered. Column 2: number of tetrahedral cells, Column 3: typical number of points along the hole diameter, Column 4: typical cell size within the hole, Column 5: average location of the first off-wall point in wall units (injection side).

The characteristics of the three grids used to represent the flow domain are reported in table 3. In all cases, the mesh contains essentially isotropic tetrahedral cells, without particular direction of stretching. Since the expected flow structure is 3D and complex, the size of the cells is kept roughly constant within the aperture and wall regions ($-2d < y < 2d$) so that the numerical errors are kept to their minimum in the region of interest. Further from the solid wall, the mesh is stretched in order to minimise the total number of degrees of freedom, the cell-to-cell volume ratio being always less than 1.02.

The main characteristics of the simulations discussed in this paper are gathered in table 4. Runs A, B and C correspond to the 1-hole configuration depicted in figure 2 (right) and discretised respectively by the COARSE, MEDIUM and FINE meshes described in table 3. By making use of a bi-periodic computational domain containing only one hole, one enforces the hole-to-hole distance to play a major role in the simulation. Any turbulence length scale greater than half the domain size would not have enough room to appear and, more importantly, jet-to-jet interaction cannot take place. The aim of Run D, which corresponds to a 4-hole computational domain obtained by duplicating the MEDIUM mesh twice in each tangential direction, is to assess how the results are modified, if they are, by the choice of a 1-hole bi-periodic domain. In order to save CPU time, the initial condition for this 4-hole computation (Run D) is a four times duplicated version of an established solution from the 1-hole simulation (Run B).

The values of discharge coefficient C_D and blowing ratio are reported in table 4. The discharge coefficient C_D is related to the pressure difference ΔP between the secondary and primary channels. It is $C_D = \sqrt{\rho_j V_j^2 / 2 \Delta P}$, where V_j is the bulk velocity in the jet and $\rho_j = 1.13 \text{ kg m}^{-3}$ is the mass density in the jet. Note that variations of ρ_j in the calculation are small due to the isothermal configuration. Two ways of calculating the blowing ratio are reported: M is the ratio between the velocity in the jet core (measured 3 diameters downstream of the hole centre) and the velocity at the centre of the primary channel while M_b is the ratio between the bulk velocity in the hole and the bulk velocity in the region where the jet and the main flow interact ($0 < y < 6d$), viz. $U_1 \approx 5.0 \text{ m s}^{-1}$. These two numbers convey essentially the same information, M_b being more precisely defined and less sensitive to local changes; M was added to facilitate the comparison with the experimental data where the bulk velocities are not available. The bulk velocity in the ‘hot’ stream is close to $U_2 \approx 2.2 \text{ m s}^{-1}$.

Based on the bulk velocity in the ‘hot’ stream and the streamwise distance between two holes, the flow through time is $FTT = 0.0117 \text{ s}$. All the statistics presented in this paper have been accumulated over 23 FTT. Regarding Run D, the statistics have been accumulated from the 32nd FTT after the initialisation of Run D from a snapshot of Run B. It is assumed that any jet-to-jet interaction would have had enough time to appear during the total of 55 FTT that have been computed. Since a detailed analysis of the

Run	Domain	Grid	C_D	V_j (m s ⁻¹)	ΔP (Pa)	M	M_b
A	1-hole	COARSE	0.56	4.85	43	1.53	1.07
B	1-hole	MEDIUM	0.67	5.67	41	1.58	1.12
C	1-hole	FINE	0.69	5.84	41	1.58	1.17
D	4-hole	MEDIUM	0.67	5.67	41	1.58	1.12

TABLE 4. Main characteristics of the presented simulations.

snapshots over the simulation showed no such event, it is believed that the micro-jets are not subjected to collective interaction, at least for the operating point considered in this study. Note that unless otherwise stated, the flow through time, the bulk velocity in the hole V_j obtained in Run C ($V_j = 5.84 \text{ m s}^{-1}$) and the diameter of the hole are the time, velocity and length scales.

All simulations are carried out with the LES code AVBP developed at CERFACS (www.cerfacs.fr/cfd/avbp_code.php). It is based on a fully explicit cell-vertex formulation and solves the compressible Navier–Stokes equations on unstructured meshes for the conservative variables (mass density, momentum and total energy). AVBP is dedicated to LES and has been widely used and validated in the past years in all kinds of configurations (Moureau *et al.* 2005; Schmitt *et al.* 2007; Schönfeld & Rudgyard 1999), and notably in jet-in-crossflow cases (Prière *et al.* 2005, 2004). The present simulations are based on the WALE sub-grid scale model (Nicoud & Ducros 1999), which provides the appropriate damping of the sub-grid scale viscosity in the solid walls region. The numerical scheme is the TTGC scheme (Colin & Rudgyard 2000): this essentially non dissipative scheme was specifically developed to handle unsteady turbulent flows with unstructured meshes. It is third order accurate in both space and time. The solid wall that represents the perforated liner is an adiabatic non-slipping wall. The boundary conditions at the lower and upper limits of the domain are characteristic-based freestream conditions. In the simulations, the desired conditions are obtained by imposing the streamwise bulk velocities (spatial and time-averaged velocities) in the two channels thanks to constant source terms and the pressure drop thanks to the upper and lower boundary conditions. The relaxation time value for the source term (see Eq. 2.1) is approximately $\tau = 10 \Delta t$ for all the computations, where Δt is the explicit time step of the time integration as given by the CFL stability criterion (CFL is fixed to 0.7 to ensure the stability of the numerical scheme).

The geometrical and flow characteristics described above have been chosen to allow a comparison with the isothermal experimental data of Miron (2005). The so-called LARA experiment consists in two channels of height $h = 120 \text{ mm}$ and width $l = 400 \text{ mm}$ separated by a plate perforated with twelve rows of holes of diameter 5 mm (0.5 mm is a typical value for gas turbines). The operating point considered in this paper is such that the pressure drop across the plate and blowing ratio are $\Delta P = 42 \text{ Pa}$ and $M = 1.54$ respectively. The section containing the perforated plate is preceded by two long ducts: when reaching the test section, the flows correspond to fully developed channel flows in each duct. The Reynolds number for the primary ‘hot’ flow (based on the duct centreline velocity and the half height of the rectangular duct) is $Re_1 = 17750$, while it is $Re_2 = 8900$ for the secondary ‘cold’ flow. The Reynolds number in the hole, based on the momentum in the jet core and the hole diameter is $Re_h = 2600$. Further details about this experiment can be found in Miron, Bérat & Sabelnikov (2004) and Miron (2005).

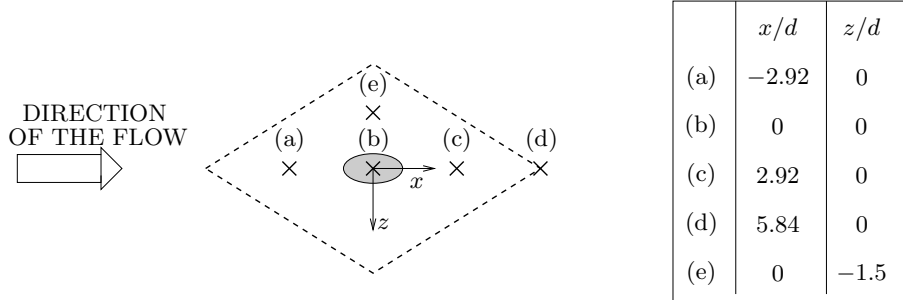


FIGURE 3. Projected location of the profiles displayed in the paper: (a), (b), (c), (d) and (e). The streamwise (x/d) and spanwise (z/d) locations of the points are reported in the table. Profiles are measured from the wall ($y/d = 0$) to the centre of channel 1 ($y/d = 12$). The dashed line represents the projection of the calculation domain.

3. First-order statistics

In this section, low order statistics from Runs A, B, C and D are analysed in order to establish the numerical accuracy of the numerical data. Comparisons with the experimental measurements of Miron (2005) are provided when possible. The ninth row of holes has been chosen for this purpose because it is the location where measurements are most numerous. Note however that the experimental results depend on the row considered so that a perfect agreement cannot be expected with the numerical results for which the row position within the plate is not a relevant parameter. Establishing the numerical accuracy of the LES data by comparing runs A-D is thus a necessary step. Once the numerical accuracy is established, the numerical/experimental comparisons can serve as a mean to investigate the differences between a spatially evolving and a homogeneous turbulent flow with effusion.

3.1. One-point statistics

The five locations where statistics profiles will be displayed are shown in figure 3. Positions (a)-(d) belong to the mid-plane of the computational domain and are aligned with the computed jet, either upstream or downstream; (e) is located $1.5 d$ apart from the jet exit.

Three levels of grid are compared in figures 4 and 5. Overall, the differences between Runs B and C (MEDIUM-FINE) are very small compared to the differences between Runs A and B (COARSE-MEDIUM). As an illustration, the overall difference in the streamwise velocity is $0.065 V_j$ between Runs A and B while it is only $0.017 V_j$ between B and C. In figure 5, the level of vertical velocity and velocity fluctuations is clearly smaller for Run A while Runs B and C are very similar (the experimental results will be discussed later in section 3.3). Although the concept of grid convergence is not clearly defined for LES without explicit filtering, these results indicate that the MEDIUM grid is enough to reproduce the main features of the flow considered, the FINE mesh providing the most detailed results. From figure 4(a), the flow upstream of the hole is affected by the presence of the cooling film formed by the former jets, at least for $y \leq 6 d$. The interaction between this incident flow and the jet is observed in figure 4(b). High values of velocity are observed at the outlet of the hole (near $y = 0$). The jet strongly modifies the streamwise velocity profile downstream of the hole, as shown in figure 4(c). The characteristic form of effusion profiles is observed, with a peak ($y/d \approx 1$) marking the jet just upstream, and a second peak that represents the film created by injection through the former holes ($y/d \approx 3$). This second peak is more pronounced in the coarse

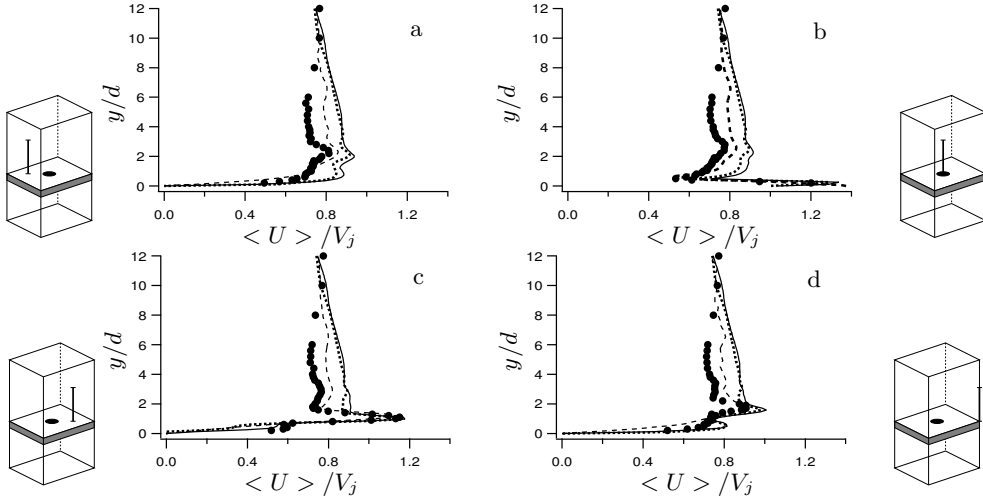


FIGURE 4. Time-averaged streamwise velocity profiles at four locations: comparison between experimental results (\bullet), Run A (---), Run B (—) and Run C (.....). Graphs correspond to the locations (a), (b), (c) and (d) presented in figure 9.

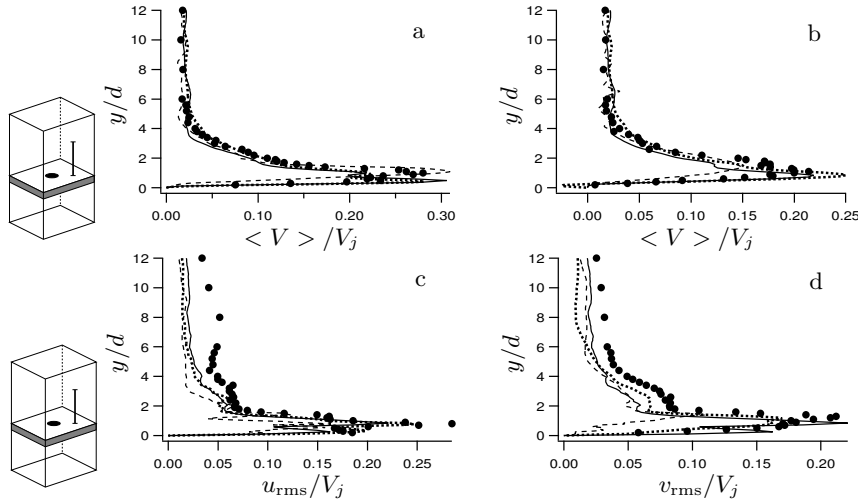


FIGURE 5. Velocity profiles: comparison between experimental results (\bullet), Run A (---), Run B (—) and Run C (.....). (a): time-averaged vertical velocity at station (c), $x = 2.92 d$, (b): time-averaged vertical velocity at station (d), $x = 5.84 d$, (c): streamwise RMS velocity at station (c), $x = 2.92 d$, (d): vertical RMS velocity at station (c), $x = 2.92 d$.

grid results (Run A). Further downstream (figure 4d), the jet loses its strength and progressively mixes with the film. Also, the velocity near the wall increases compared to figure 4(c); this is an effect of the entrainment process (see for example Yavuzkurt *et al.* 1980a): when the blowing ratio is high enough (typically greater than 0.5), the jets separate and penetrate deeply in the boundary layer. The main flow bypasses the jet and experiments a movement towards the plate, resulting in negative values of wall-normal velocity around the jet (see § 4.4 and 4.5). An effect of the entrainment process is to reattach the main flow downstream of the jet, inducing the increase in streamwise velocity observed in figure 4(d).

Regarding the potential effect of the number of holes included in the bi-periodic do-

main, it is important to note that the 1-hole (Run B) and 4-hole (Run D) configurations lead to very similar results. This is illustrated in figures 6 and 7 where the profiles of the averaged and root-mean-square (RMS) streamwise and normal velocity components are shown for two locations: one downstream of the hole (position (d) in figure 3), and the second one on the side of the hole (position (e) in figure 3). In these plots the profiles corresponding to the four holes of the 4-hole computation are represented by the same line type (solid) since there is no statistical difference between these profiles. The differences observed are due to the lack of statistical convergence and provide an easy way to estimate the statistical uncertainty in the plotted profiles. Given this error bound, there is no difference between the 1-hole and the 4-hole computations. The same conclusion was drawn for all the one point statistics comparisons performed between the two configurations. Note in figure 7(b) the negative normal velocity in the region $0 < y < 2d$ and large streamwise velocity very close to the wall in figure 7(a). These features result from the bypass by the main stream of the two jets upstream position (e) and located at $(x = -5.84 d, z = 0)$ and $(x = -2.92 d, z = -3 d)$. Regarding the RMS of velocity at position (e), there is a peak very close to the wall for the streamwise component, while the maximum of the normal fluctuations is as far as 3 diameters away from the wall, with a secondary peak very close to the wall as well. Using the local friction velocity as a velocity scale, the peak of streamwise RMS is located at 13 wall units from the solid boundary and its value is close to 3.2. This suggests that at location (e) where the effects of upstream jets are not felt directly, the classical wall scaling holds reasonably and the classical wall turbulence structure tends to be recovered. Note however that the value of the secondary peak in normal RMS corresponds to $0.012 V_j$ or 0.25 wall units, a value smaller than the classical value close to unity in wall bounded turbulent flows. One reason could be that the redistribution process via the velocity pressure fluctuations does not have time enough to operate. In any case, the flow structure in position (e) is closer to the classical solid wall situation than position (d) where the mean and RMS profiles are dominated by the jet. Indeed, from figure 6(c,d), the location of maximum velocity fluctuations is roughly 1.3 diameter above the plate where u_{rms} and v_{rms} share the same value, viz. $0.16 V_j$; in local wall units, this corresponds to 3.5 for the peak value and 110 for its distance to the wall, very far from the classical values for attached turbulent flows (except for the peak value of u_{rms}).

3.2. Two-point correlations

Typical streamwise autocorrelation coefficients for the streamwise and normal velocity components (C_{uu} and C_{vv}) are depicted in figure 8. These profiles were obtained by post-processing 50 independent solutions of the 4-hole run and 104 1-hole run snapshots. The four hole regions in the 4-hole run were subsequently averaged together to obtain the presented results. In the centre of figure 8, the reference points location for the computation of the streamwise two-point correlations is also depicted. In one case (figure 8a,c) the reference point (which corresponds to zero streamwise distance in the figure) is located above a hole and the end point is located above the next hole in the downstream direction. In the other case (figure 8b,d), the reference point is located at half the distance between two consecutive lines of holes. The lines over which the correlations were computed are located $1.2d$ above the injection plate. The streamwise hole-to-hole distance, $11.68d$, is used to make the streamwise distance dimensionless. All graphs show a decrease of the autocorrelation coefficients, which reach small values before half the streamwise hole-to-hole distance. Note that the effect of the periodic boundary conditions clearly appears in the 1-hole case with values of autocorrelation coefficients going to 1.0 at a scaled streamwise distance of 1.0. This behaviour is not observed for the 4-

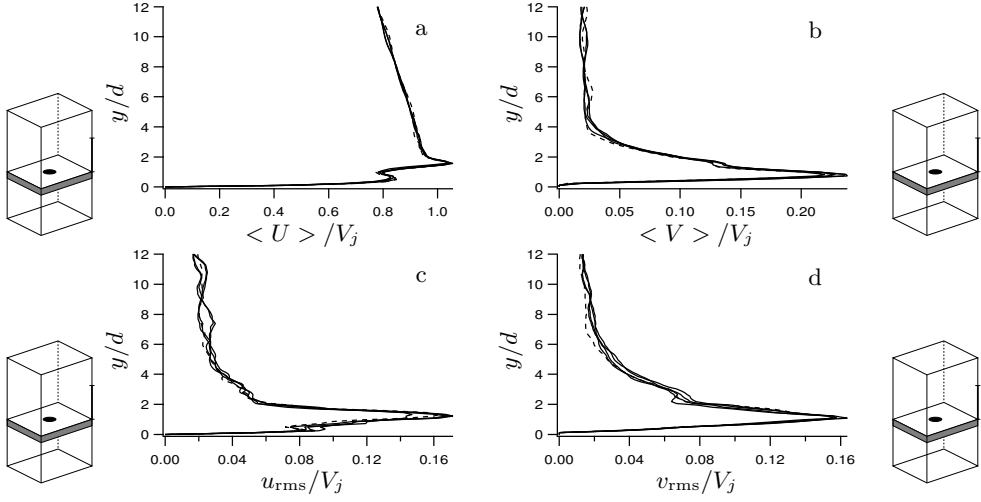


FIGURE 6. Velocity profiles from the 1-hole (---, Run B) and the 4-hole (—, Run D) computations at position (d) in figure 9 (viz. in between two consecutive holes in the spanwise or streamwise direction): (a): time averaged streamwise velocity, (b): time averaged normal velocity, (c): RMS of streamwise velocity, (d): RMS of normal velocity.

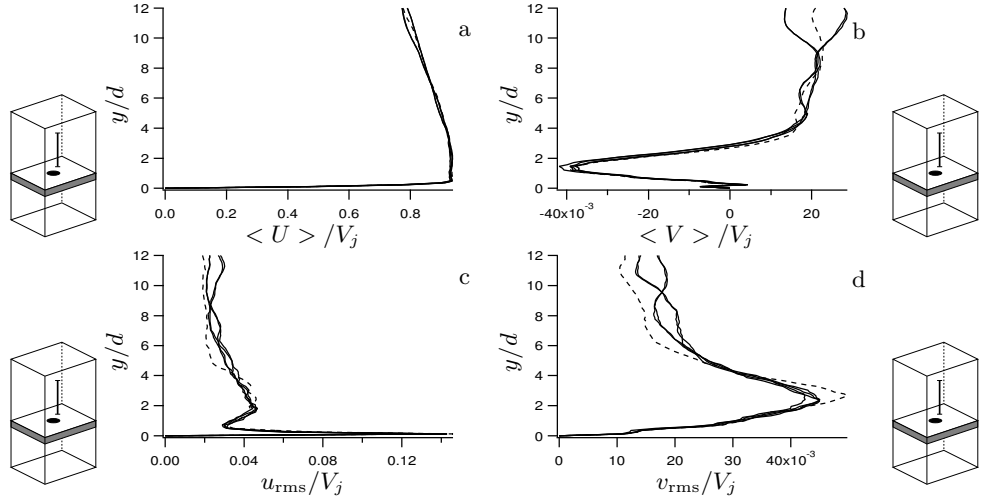


FIGURE 7. Velocity profiles from the 1-hole (---, Run B) and the 4-hole (—, Run D) computations at position (e) in figure 9 ($x = 0, z = -1.5d$): (a): time averaged streamwise velocity, (b): time averaged normal velocity, (c): RMS of streamwise velocity, (d): RMS of normal velocity.

hole results where the points located one streamwise hole-to-hole distance apart are not correlated. Figures 8(a,c) suggest that in Run D, with 4 holes computed, no jet-to-jet interaction occurs, supporting the idea that the use of a periodic domain containing one aperture does not break any natural interaction. In general, with the exception of the periodicity effect, no major difference appears between the 1-hole and the 4-hole runs. Note however that non-negligible differences between the 1-hole and the 4-hole runs are sometimes visible (for example in figure 8(a) at a reduced separation of 0.1). Given the very good agreement observed previously for the time-averaged and RMS of streamwise and normal velocity components (figures 6 and 7), these differences are most likely due

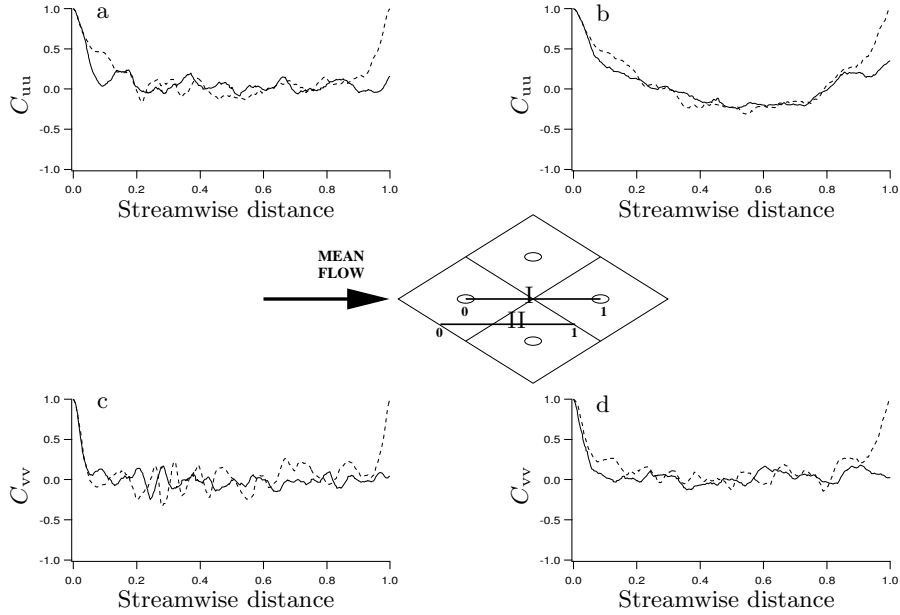


FIGURE 8. Streamwise autocorrelation coefficients for the streamwise [plots (a)&(b)] and normal [plots (c)&(d)] velocity components from the 1-hole (---, Run B) and the 4-hole (—, Run D) computations at 1.2 diameter above the liner for paths I [plots (a)&(c)] and II [plots (b)&(d)]. The sketch in between the plots depicts the paths along which the correlations have been computed.

to a lack of statistical convergence. From a physical point of view, figure 8 also suggests that the micro-jets have a strong effect on the turbulence structure. Turbulent integral length scales L_{uu} and L_{vv} can be assessed by integrating C_{uu} and C_{vv} from 0 (reference point) to 0.5 (half the hole-to-hole streamwise distance): this leads to $L_{uu} = 0.7d$ and $L_{vv} = 0.35d$ for line I and $L_{uu} = 1.1d$ and $L_{vv} = 0.7d$ for line II. Two conclusions can be drawn from these assessments: **(a)** the turbulent integral length scales L_{uu} and L_{vv} are always of order d and not of order of the hole-to-hole distance, **(b)** the turbulent integral length scales are significantly (30–50%) smaller along lines crossing the micro-jets and larger otherwise. Although not displayed, spanwise autocorrelation coefficients have been calculated too. No major difference between the 1-hole and 4-hole results could be observed, the agreement being actually better than for the streamwise two-points correlations presented in figure 8.

Single-hole computations with periodic boundary conditions allow to account for the effect of the jets contained in the neighborhood of the jet considered: it is known that jet interaction can considerably modify the jets behaviour (see for example Yu, Ali & Lee 2006). However, long-distance interactions, such as acoustic interactions (as in Staffelbach, Gicquel & Poinsot (2006), with flames exciting each other in a periodic simulations of a gas turbine combustion chamber) cannot be reproduced. In the present paper, such type of collective interactions has not been observed in the 4-hole computation, supporting the idea that the 1-hole computation performed with the finest grid (Run C) indeed contains all the physics relevant to the turbulent flow over the infinite perforated plate considered. Note however that this conclusion cannot be true for all the geometries. Figure 8(b) shows for example that if the hole streamwise spacing was twice smaller, C_{uu} would clearly be controlled by periodicity. It is difficult to state for which conditions

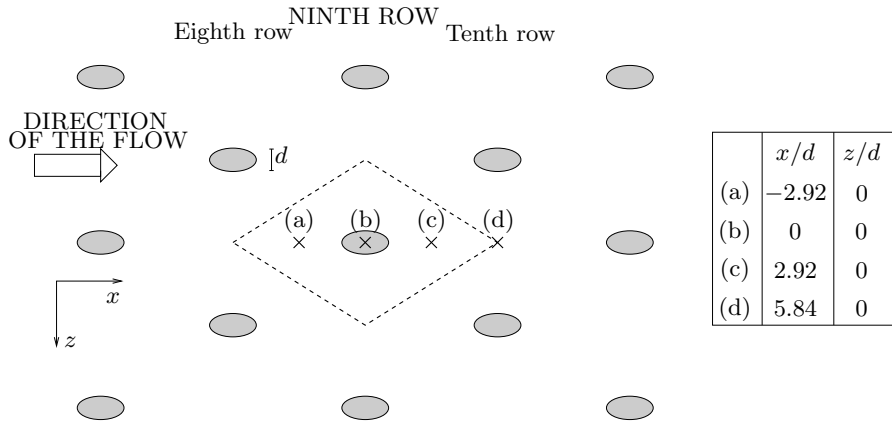


FIGURE 9. Zoom on the ninth row of the experimental test rig. Projected location of the profiles measured in the experiment: (a), (b), (c) and (d). The streamwise (x/d) and spanwise (z/d) locations of the points are reported in the table. Profiles are measured from the wall ($y/d = 0$) to the centre of channel 1 ($y/d = 12$). The projection of the computational domain (---) is also represented.

jet-to-jet interactions may occur, but small row-to-row spacing (typically of order 3-4 d) would probably necessitate computations including a larger number of holes.

3.3. Spatially evolving versus homogeneous flow

From the previous sections, one can conclude that the computational domain and spatial resolution are appropriate for the flow of interest. Note also that the same flow configuration has been computed with another LES code (Ham & Iaccarino 2004), called CDP and developed at the Center for Turbulence Research (Stanford University, California). The detailed comparison is presented in Mendez *et al.* (2006). The very good agreement between the two codes strongly supports the idea that numerical or sub-grid scale modelling errors have no significant effects on the results presented in this paper. It is then justified to consider Run C as a reference solution relevant to a bi-periodic (fully-developed) turbulent flow with effusion. The next natural question to address regards the similarities/differences of this flow compared to the more classical spatially evolving configuration where the position within the array of holes is a relevant parameter.

In the LARA experiment, Miron (2005) investigated the flow within two parallel channels separated by a 12-rows perforated plate. The experimental data base provides velocity profiles in the streamwise and vertical directions on the injection side of the plate, at row 9. Comparisons are made with experimental profiles at locations (a), (b), (c) and (d) of figure 3 and recalled in figure 9. Note that no measurement is available at position (e). From figures 4 and 5, a general good agreement is obtained between the simulations and the experiment. Surprisingly, Run A (COARSE grid) seems to better reproduce the experimental data than Runs B and C (finer grids). However, the near-wall region is not discretised finely enough: this leads to important errors on the velocity gradient at the wall (figure 4d) as well as a significant under-estimation of the velocity fluctuations (figure 5c,d). These errors are also related to an insufficient description of the vortical structure of the flow, the entrainment process being not correctly reproduced with the coarsest grid.

Regarding Runs B and C (MEDIUM and FINE mesh), the behaviour of the streamwise velocity in the near wall region is well represented: the velocity peak due to the jet is

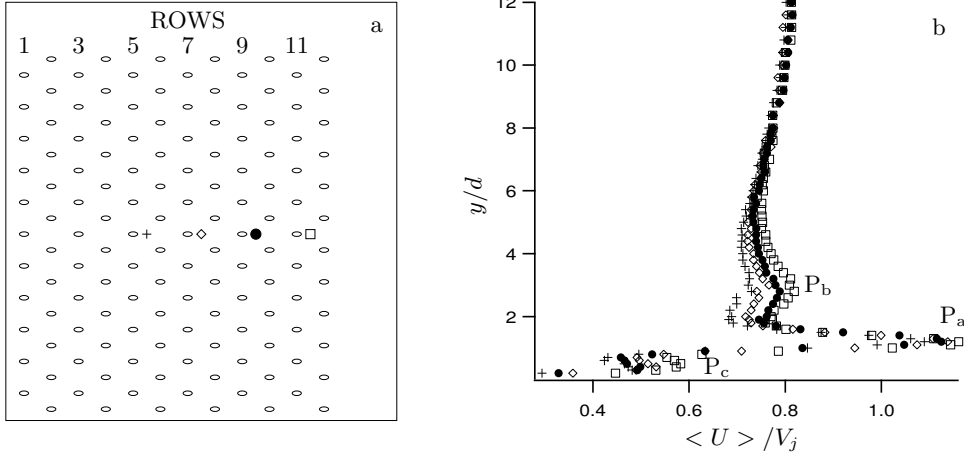


FIGURE 10. Experimental measurements: (a): perforated zone of the LARA plate with the measurements locations (+, ◇, ●, □), (b): time-averaged streamwise velocity profiles evolution in the injection region: + : fifth row, ◇ : seventh row, ● : ninth row, □ : eleventh row. Profiles are measured 3 diameters downstream of each row, on the centreline plane.

located as in the experiment (figure 4c) and the RMS peak is well reproduced (figure 5c) in both shape and level. At the same time, significant differences can be found in the film core region ($y > 2d$) where the numerical streamwise mean velocity is systematically larger than the experimental values. A closer investigation of the experimental data base supports the idea that this difference is mainly due to the difference between the configurations that are studied: recall that simulations characterise the flow around an infinite perforated plate while measurements correspond to the ninth row of a spatially evolving flow. From figure 10, which displays the mean streamwise velocity profiles at several locations along the perforated plate, the velocity of the film core (above the jet) tends to increase with the number of upstream rows. Measurements are performed 3 diameters downstream of the centre of the hole located in the middle of each row, far from the lateral walls (see figure 10a). Velocity profiles show the formation of a film created by effusion through the plate. The jets interact together to form a film that develops in the ‘hot’ side, modifying the primary flow in the neighborhood of the plate. Time-averaged streamwise velocity profiles (figure 10b) are characterised by three peaks: the first one (P_a), next to the wall, represents the jet core ($y/d \approx 1$). The second peak ($y/d \approx 3$) represents the film core (P_b), which results from the interaction of all the upstream jets with the main flow. The presence of a secondary velocity peak, located below the jet core and due to the entrainment process, can also be observed (P_c) at $y/d \approx 0.5$.

An important feature visible from figure 10 is that the peaks behave differently: the peak related to the jet just upstream does not change a lot from one row to the other, whereas the peaks corresponding to the film core and the entrainment process are highly influenced by the number of rows upstream of the measurement location. Since P_a is related to the jet just upstream and the flow rate is roughly uniform along the plate, this peak does not depend on the position over the plate. On the contrary, P_b and P_c are directly related to the velocity of the main flow just upstream the hole and thus their amplitude depend on the number of row upstream, viz. on the position over the plate. It is also obvious from figure 10 that the experimental results are not established at row 9: the jet core is rapidly established, but peaks P_b and P_c continue to evolve. Now, since in

the computation these peaks have reached an established state because of the enforced periodicity in the streamwise direction, a significant difference is found between the two data sets (figure 4c,d), the streamwise velocity near peaks P_b and P_c being larger in the bi-periodic case. Note that this accumulation effect is not reproduced in the coarse grid simulation, as the accumulation of fluid near the wall is a consequence of the entrainment process. This explains the fortuitous better agreement observed for the coarse resolution (Run A) in the film core region (figure 4).

Although differences in the mean streamwise velocity appear between the synthetic flow and the spatially evolving situation, it is fair to believe that conclusions drawn from the simulations do not apply only to ‘infinite’ configurations. Even if the film still evolves after 11 rows (figure 10), the peak marking the jet upstream is established very quickly, after only 5 rows. It is thus expected that the momentum flux induced by the jet does not change much as a function of the row number. The viscous fluxes at the wall probably need a larger number of rows to be established, but their contribution is small (see §5) compared to the inviscid term for blowing ratio greater than unity (this conclusion does not hold for cases with blowing ratio much smaller than unity but they are not representative of practical FCFC applications). Thus it is expected that any model built from the present numerical data would be useful even for FCFC plates with a moderate number of rows (5-10 say).

At last, for quantities that are not directly affected by the accumulation effect due to the periodicity enforced in the streamwise direction, comparisons between the two configurations show a very good agreement for the fine grids, as shown for the time-averaged vertical velocity (top of figure 5) for stations (c) and (d) or for the RMS velocities (bottom of figure 5).

4. Flow structure

The complete flow structure is detailed in this section, focusing on all the three regions that compose the effusion cooling configuration: suction side, aperture and injection side. The vortical structure of the flow, which is a topic of particular interest in jets in crossflow is also described. Results from the FINE grid (Run C) have been used in this section since they contain more small scale information and provide the most complete flow description.

4.1. General flow description

Figure 11 presents contours and isolines of the time-averaged pressure and velocity magnitude from Run C on the mid plane ($z = 0$): the pressure in the lower channel P_2 is higher than that of the upper channel, P_1 , leading to injection of fluid into the upper channel. Effusion cooling is then a suction process for the lower channel and an injection process for the upper channel.

Several general features of the flow can be observed in figure 11: the pressure difference across the plate is essentially due to strong variations at the entrance of the hole (1). In this zone, the variations of pressure are as large as the total pressure drop. The value of pressure on the injection side P_1 is almost reached just after the entrance of the hole, inducing a strong acceleration of the fluid. Due to the sharp edge at the entrance of the hole, the jet separates (2). Walters & Leylek (2000) also obtained this flow organisation in their RANS calculations for similar configurations. They define two regions in the hole: the jetting region along the upstream wall and the low-momentum region along the downstream wall of the hole. This structure is also reported by Brundage, Plesniak & Ramadhyani (1999). When the jet issues in the upper channel, another separation zones

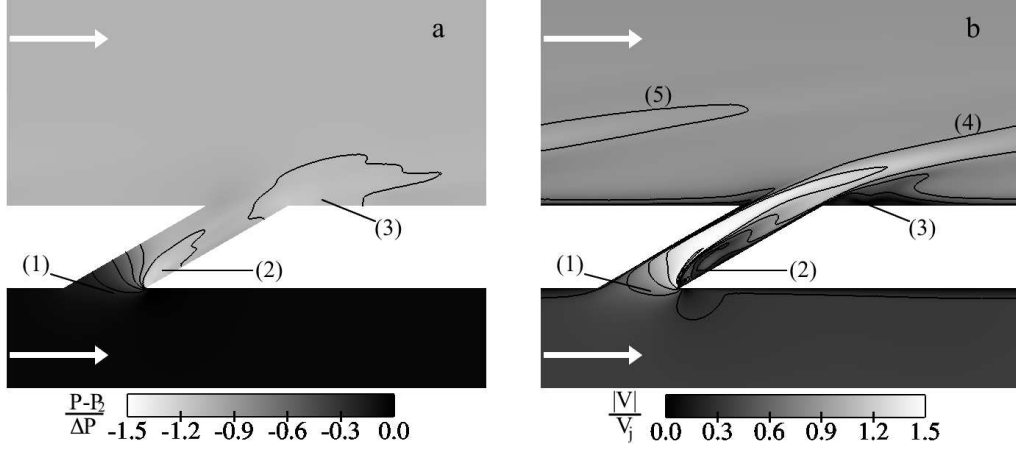


FIGURE 11. Time-averaged quantities from Run C on the centreline plane (zoom over the hole region) **(a)**: Contours and isolines of the time-averaged pressure. **(b)**: Contours and isolines of the time-averaged velocity magnitude $|V|$. White arrows show the flow direction in both channels.

is observed just downstream of the jet, near the wall (3). This separation is known to appear for relatively high blowing ratios and is responsible for a key feature of this type of flow, the entrainment phenomenon, visualised in §4.4 and 4.5.

Further in the primary main stream, the jet loses its strength by mixing with the main flow (4). Note that due to the periodic configuration, the jet that goes out of the domain reenters by the other side (5). Figure 11 strongly suggests that the shape of the micro-jet (1–4) is influenced by the aspiration side and that computing only the injection side would be questionable.

4.2. Flow on the suction side

Figure 12 presents the structure of the flow on the suction side by displaying, in a horizontal plane located $0.5d$ under the suction wall, contours and isolines of the three components of the time-averaged velocity in figures 12(a–c) and contours of the Q criterion (Hunt, Wray & Moin 1988) calculated from the time-averaged velocity in figure 12(d).

The acceleration of fluid entering the hole can be seen in figure 12(b), on the time-averaged vertical velocity field, which is very inhomogeneous. The spatial-averaged vertical velocity over the horizontal plane is $0.02V_j$ but locally in the cutting plane, it reaches $0.3V_j$. Note also that the maximum of the vertical velocity is not centred under the hole inlet but is located downstream of the centre. This can be related to the pressure gradients observed in figure 11(a): the maximum pressure variations are observed at the downstream edge of the hole inlet.

The suction through the hole influences the three components of the velocity: figure 12(a) shows its effect on the streamwise velocity: under the upstream edge of the hole, the aspiration induces a small acceleration and under the downstream edge of the hole, a deceleration. Near the plate, negative values of the streamwise velocity are even observed, showing that the fluid turns back to enter the hole. The aspiration makes the fluid come from all sides of the hole, as observed on the time-averaged spanwise velocity field (figure 12c), which shows how the fluid comes from lateral sides. The streamwise velocity field also shows the presence of two bands of low velocity on each side of the hole. The lateral aspiration visualised in figure 12(c) creates a velocity deficit on both sides of the hole. Figure 12(d) presents isocontours of Q criterion (Hunt *et al.* 1988).

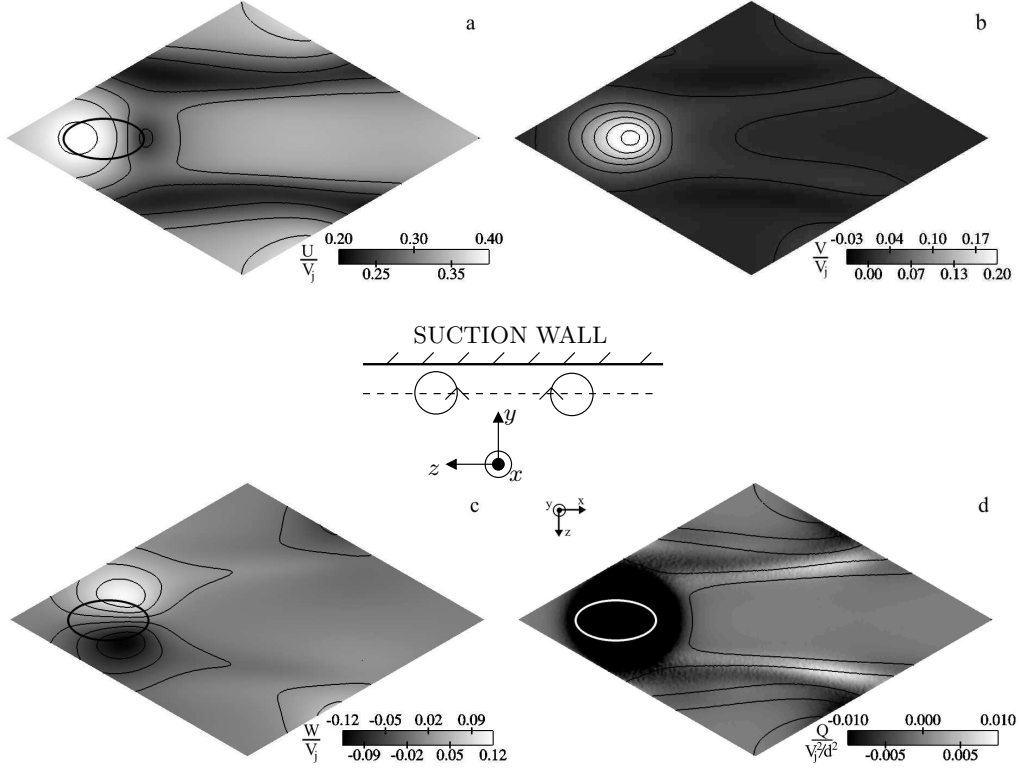


FIGURE 12. Time-averaged solution from Run C over a cutting plane located in the suction side at $0.5d$ below the plate. The thick black/white ellipses correspond to the projection of the aperture inlet. **(a)**: Contours and isolines of time-averaged streamwise velocity. **(b)**: Contours and isolines of time-averaged normal velocity. **(c)**: Contours and isolines of time-averaged spanwise velocity. **(d)**: Contours of Q criterion. Isolines of time-averaged streamwise velocity as in **(a)**. A schematic in the centre of the figure shows the direction of rotation of the vortices; the dotted line shows the location of the cutting plane $y = -2.5d$ displayed in this figure.

This criterion, based on the second invariant of the velocity gradient tensor, is used to locate vortical structures: when the Q criterion is positive, the rotation rate is superior to the strain rate. In figure 12(d), positive values of the Q criterion are observed downstream of the hole. Two counter-rotating streamwise vortices are created at the lateral edges of the hole: their distance to the suction wall is approximately $0.5d$. A schematic in the middle of figure 12 shows the direction of rotation of the vortices. Downstream of the perforation, the spanwise spacing between the vortices increases and they slightly move away from the suction wall. This vortical structure has already been reported both experimentally and numerically in MacManus & Eaton (2000), where their formation process is detailed. Figures 12(a,d) also show that the streamwise vortices delimitate the low streamwise velocity zones (shown by isolines).

The flow near the perforated plate on the suction side proves to be highly three-dimensional, with streamwise vortices appearing downstream of the perforation. This organisation is then very different from an idealised concept of a uniform suction.

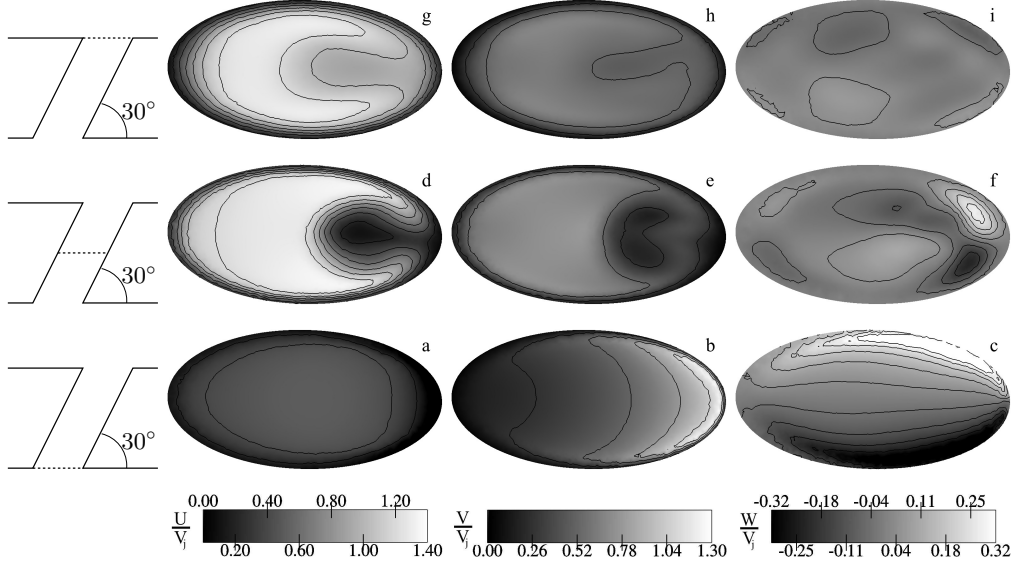


FIGURE 13. Contours and isolines of the three components of the time-averaged velocity on horizontal planes in the hole from Run C. The planes are represented on the left (angles are not conserved). **Top row**: outlet plane. **Intermediate row**: half-height plane. **Bottom row**: inlet plane. **Left column**: streamwise velocity. **Central column**: normal velocity. **Right column**: spanwise velocity.

4.3. Flow within the aperture

The flow inside the hole is known to be highly inhomogeneous. Information about the in-hole flow has been obtained through numerical simulations, either by RANS (Walters & Leylek 2000) or LES (Iourokina & Lele 2006). Due to the difficulty of performing direct measurements in the hole itself, experimental data are rare (see for example the work by the group of M. W. Plesniak for short normal holes, Peterson & Plesniak 2002, 2004a).

Figure 13 shows contours and isolines of the three components of the time-averaged velocity over three horizontal planes from the inlet ($y = -2d$, bottom row) to the outlet of the hole ($y = 0$, top row) from Run C. At the inlet of the hole (figure 13, bottom row), the flow is very similar to the one described in the former section devoted to the suction side of the plate. The streamwise velocity (figure 13a) is rather homogeneous in the inlet plane, with small values still related with the suction crossflow velocity. The vertical velocity field (figure 13b) is different. It shows small values at the upstream part of the hole inlet and high values (superior to V_j) near the downstream edge. As said before, this is related to the pressure field shown in figure 11(a): the strongest pressure gradients are observed near the downstream edge of the hole outlet, in the vertical direction. It induces a strong separation near the downstream wall of the hole. As seen on the organisation of the flow on the suction side, the aperture is fed by fluid particles coming from its lateral neighborhood: this explains the spanwise velocity field in figure 13(c), with strong values near the lateral edges of the hole.

In the middle of the hole (middle row), the flow is completely different. The upstream wall of the hole blocks the fluid that has, at the inlet of the hole, a strong vertical velocity and forces the jet to align in the direction of the hole. The jet is then flattened against the upstream wall, with smaller values of velocity magnitude near the downstream boundary. The vertical velocity is more homogeneous (figure 13e) than at the inlet (figure 13b). On the contrary, the streamwise velocity (figure 13d) shows a partic-

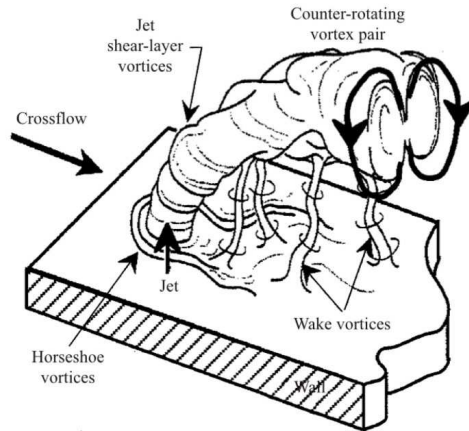


FIGURE 14. Structural features of canonical wall-normal JCF (from Fric & Roshko 1994).

ular form, characteristic of effusion cooling, the jet having a kidney shape. The jetting region and the low-momentum region defined by Walters & Leylek (2000) (see also § 4.1) are clearly observed in figure 13(d) and 13(e). The vertical and the spanwise components of the velocity allow observation of another characteristic of the velocity field in the hole: counter-rotating vortices appear in the aperture itself, in the low-momentum region. This type of organisation has often been reported before, for example by Leylek & Zerkle (1994) or Brundage *et al.* (1999). The counter-rotating vortices seem to be related to the deformation of the velocity field due to the separation at the entry of the hole. Near the upstream wall, another pair of vortices can be seen. They are much less intense than the vortices observed in the low-momentum region and spanwise velocity values near the upstream wall are small. This structure is due to the FCFC configuration: it results from the aspiration of fluid experimenting a small spanwise movement on the suction side, due to former aspiration. It is thus due to the multiple hole geometry. This feature is expected to be stronger as the suction rate (ratio between the bulk vertical velocity and the crossflow velocity on the suction side) increases.

The structure of the flow does not change much between the half-height plane and the outlet of the hole (top row). Note however that the kidney shape is even clearer in the streamwise velocity (figure 13g) and the vertical velocity (figure 13h) is more homogeneous. The in-hole counter-rotating vortices do not appear as strong as within the hole. Indeed, they do not really survive when they reach the outlet of the hole.

The description of the flow in the hole shows that it is highly inhomogeneous. Such observations raise some questions about the validity of studies where the calculation domain is cut at the outlet or even at the inlet of the hole, imposing a particular velocity profile. In addition, in the context of cooling, the complexity of the flow compromises the use of simple correlations to assess the convective heat flux along the hole, an important data for the thermal design of combustion chambers.

4.4. Vortical structure of the flow

Before describing the velocity field near the wall on the injection side of the domain, the vortical topology of the flow is presented and compared with the classical jet-in-crossflow structure. JCF configurations are dominated by coherent structures that have been abundantly studied in the literature. Many studies (Andreopoulos & Rodi 1984; Cortelezzi & Karagozian 2001; Fric & Roshko 1994; Kelso, Lim & Perry 1996; Muppidi

& Mahesh 2007) deal with the characterisation of the vortical structure of the flow in the case of large injection rate in the direction normal to the wall. As illustrated in figure 14, four different structures are usually reported in the instantaneous fields for canonical JCF: the counter-rotating vortex pair, the jet shear layer vortices, the horseshoe vortices and the wake vortices. The counter-rotating vortex pair is the main structure of the jet in crossflow: it is present in the far field, where it is aligned with the jet. The shear layer vortices result from the Kelvin-Helmholtz instability that develops at the edge of the jet. Horseshoe vortices are created by the adverse pressure gradient encountered by the primary main flow in the wall region, the jet acting as an obstacle for the crossflow. A wake region is observed downstream of the jet, with wall-normal orientated wake vortices starting from the wall and ending in the jet. The counter-rotating vortex pair and the horseshoe vortices are present in the average field. More recently, time-averaged wake vortices have been detected just downstream of the hole exit, both experimentally by Peterson & Plesniak (2004a) and numerically by Hale, Plesniak & Ramadhyani (2000) or Peet (2006). Peterson & Plesniak (2004a) refer to these vortices as *downstream spiral separation node vortices* to distinguish them from the unsteady ‘wake’ vortices reported by Fric & Roshko (1994).

Figure 15 displays the different vortical structures that are present in the simulations, in a time-averaged sense. The solid wall is partly transparent to allow observation of the hole and of the suction side. The main flow structure is the counter-rotating vortex pair (1), which dominates the wake of the jet. The two vortices originate from the lateral edges of the hole outlet, as observed experimentally by Gustafsson (2001) or numerically by Renze *et al.* (2006). Their direction of rotation is such that the fluid is pulled away from the wall at the centreline and entrained towards the wall when coming from the sides of the jet. As discussed in § 4.3, two counter-rotating vortices aligned with the jet are also present in the hole itself (2), in the low-momentum region of the perforation. Even if the direction of rotation is the same for the aperture vortices and the main counter-rotating vortex pair (CVP), they do not form a unique structure. The second counter-rotating pair detected in the hole (§ 4.3) is much less intense and is not observed in figure 15. A horseshoe vortex (3) is also observed just upstream of the hole. This classical structure for jets in crossflow is not reported in every similar works on inclined jets: Peet (2006) observes such a structure but it seems absent in Gustafsson (2001) and Tyagi & Acharya (2003). Compared to canonical jets in crossflow, this structure is much weaker, consistently with the fact that the adverse pressure gradient experienced by the primary stream is smaller when the jet is inclined. The inclined jet does not block the incident flow as much as the normal one does. As stated by Bergeles *et al.* (1977), inclined jets induce substantial disturbances of the flow, but essentially downstream.

Two small vortices are detected just downstream of the hole exit: the downstream spiral separation node vortices (4). They originate from the wall, where they are almost vertical, and they are rapidly reoriented in the direction of the jet. Their other extremities rotate in the same direction as the counter-rotating vortex pair with which they coalesce. The vortices detected on the suction side (see figure 12) are also visible in this figure (5). The intensity of this vortex pair is small compared to the other structures displayed in figure 15. A secondary counter-rotating vortex pair (6) is observed under the primary CVP, with a direction of rotation opposite to that of the CVP. They are located very close to the wall and their direction is almost horizontal. This structure has been reported both numerically by Hale *et al.* (2000) or Yuan, Street & Ferziger (1999) and experimentally by Andreopoulos & Rodi (1984) or Kelso *et al.* (1996) for example, although their size and their proximity to the wall make their observation more difficult than the primary CVP. As for Kelso *et al.* (1996), wall vortices are steady and can be observed in instantaneous

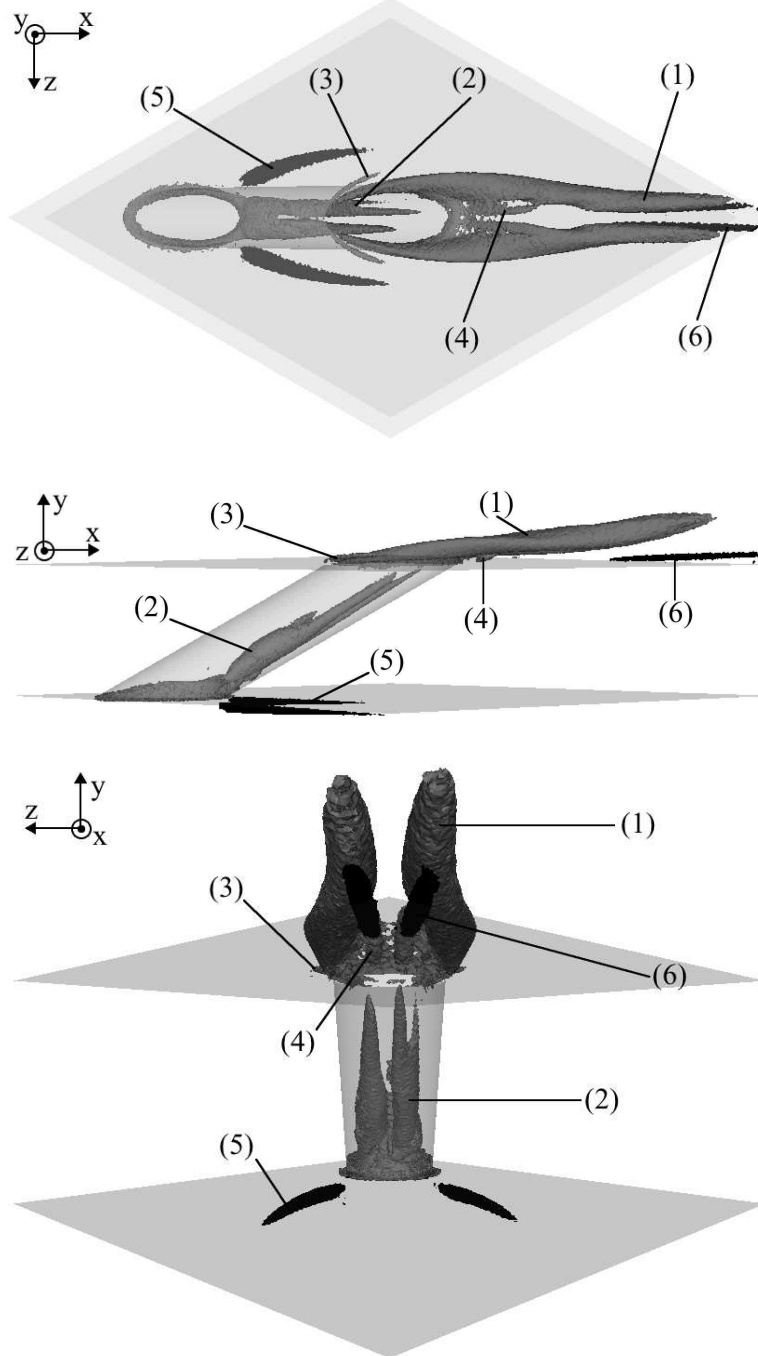


FIGURE 15. Grey isosurface of Q criterion ($0.55 V_j^2/d^2$) from Run C showing four structures present in the time-averaged field: two pairs of counter-rotating vortices downstream of the hole (1) and within the aperture (2), the horseshoe vortex (3) just upstream of the hole, the small downstream spiral separation node vortices immediately downstream of the aperture exit (4). Two dark grey iso-surfaces of Q -criterion show two additional structures: the pair of suction vortices (5), $Q = 0.05 V_j^2/d^2$ and small streamwise vortices (6) on the injection side, lying beneath the CVP, $Q = 0.2 V_j^2/d^2$.

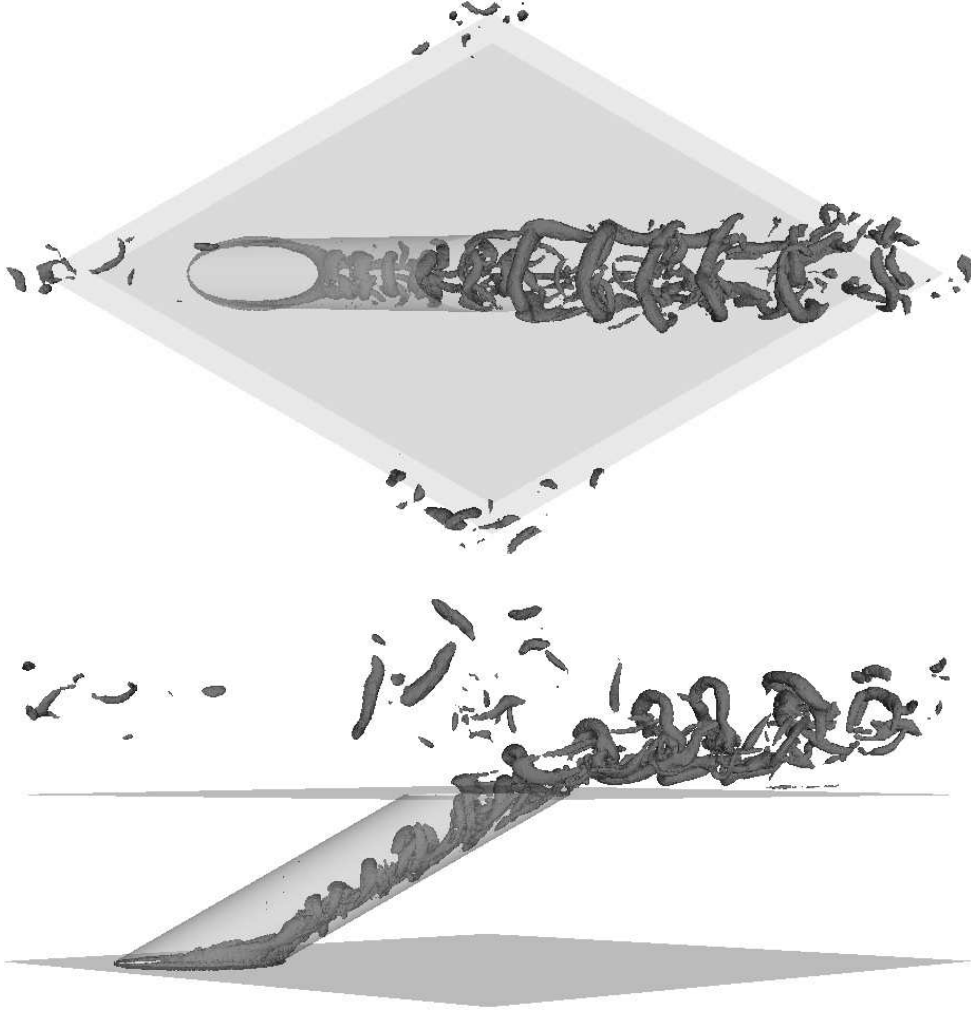


FIGURE 16. Isosurface of Q criterion ($5 V_j^2/d^2$) from Run C showing the instantaneous flow structure. Top: top view. Bottom: side view.

fields. Note that they appear beneath the location where the vortices composing the CVP get closer from each other, at approximately $x = 3.5 d$.

Instantaneous fields of Q-criterion offer a very different picture of the vortical flow structure. Instantaneous structures are much intense, as shown in figure 16, where an instantaneous iso-surface of Q-criterion at $5 V_j^2/d^2$ is shown. Again, the solid wall is partly transparent to allow observation of the in-hole behaviour. The instantaneous field is dominated by shear layer vortices formed at the upstream face of the jet and also inside the aperture, at the high shear zone that separates the low-momentum and the jetting regions. These in-hole vortices have a hairpin form with two legs located in the low-momentum region, in the direction of the hole. The counter-rotating vortex pair observed within the hole in the average field actually results from the averaging of series of hairpin vortices: they form a unique structure in an instantaneous visualisation. The hairpin vortices seem to result from the roll-up of the vorticity located at the sharp edge of the hole entrance. Outside the hole, in addition to the shear layer vortices, another type of vortices are detected. They are located close to the wall and have a streamwise

orientation. Their direction of rotation corresponds to the one of the counter-rotating vortex pair observed in the time-averaged field (figure 15). In the instantaneous solution displayed in figure 16, they are more intense in one side of the jet ($z < 0$). They show the same spatial periodicity as the shear layer vortices (see figure 16, top view).

Figure 17 displays the spanwise vorticity field over the centreline plane, at eight different instants. Two images are separated by $\delta t = 0.0156$ FTT. Two shear layers with negative spanwise vorticity (black colours in figure 17) are observed: the in-hole one separates the low-momentum and the jetting regions, and the leeward one is between the jet and the separation downstream the aperture. The windward shear layer exhibits positive values of spanwise vorticity. The in-hole shear layer destabilises and produces the in-hole hairpin vortices observed in figure 16. The Strouhal number of the in-hole structures, based on the vorticity thickness of the shear layer and the velocity difference is 0.14. The vortices are convected by the effusion flow (see the black arrows in figure 17) and they destabilise the windward shear layer at the same frequency of 1640 Hz. Small vortices with positive vorticity are then shed (white arrows); the Strouhal number in the windward shear layer is 0.54. The triggering of the windward vortices by the in-hole structures that are initiated near the hole inlet demonstrates that computing both sides of the wall is necessary to capture the FCFC flow physics. The in-hole vortices are convected outside the aperture but they are rapidly dissipated: none can be observed downstream of $x \approx 1.2d$. Note also that the leeward shear layer does not form any coherent structure. As a consequence, only structures with positive spanwise vorticity are observed outside the hole, on the injection side. This is different from what observed Tyagi & Acharya (2003) in their LES, in a comparable configuration, with a blowing ratio equal to unity. These authors interpret the vorticity fields from their computation as traces of hairpin structures shed from a thick shear layer observed in the downstream wall of the hole. Instead, the present results show that the shear layer vortices and the CVP form two different structures (figure 16). The slightly lower blowing ratio, the insufficient grid resolution and smaller computational domain (starting at the hole inlet) used in Tyagi & Acharya (2003) may explain these differences. Figure 17 also shows that the separation zones are regions of intense activity.

4.5. Flow organisation on the injection side: jet and wake

In order to show how the jet behaves after having penetrated the crossflow, figure 18 displays contours and isolines of the time-averaged streamwise velocity $\langle U \rangle$, the streamwise RMS velocity u_{rms} and the vertical RMS velocity v_{rms} in the mid plane $z = 0$ and the time-averaged vertical velocity $\langle V \rangle$ in a plane normal to the crossflow direction and located three diameters downstream of the hole centre. The black line in figure 18(a) represents the trace of the cutting plane displayed in figure 18(d).

Just after the outlet (1), the jet bends due to the crossflow (figure 18a) and separates from the wall. As reported in §4.1, a zone of low velocity can be observed (2). Just downstream of the separation zone, under the jet, the velocity increases (3) because of the bypass of the jet by the main flow: part of the main flow is entrained between the jet and the wall. Figure 18(b) displays the variations of the streamwise RMS velocity. In the zone of strong shear in the hole (4), high levels of fluctuations are observed; they are mainly due to vortex shedding displayed in figure 17. In the wake of the jet, a second zone of high fluctuations can be noticed (5). This is also a region of strong shear, between the jet core and the separation zone. In this region, velocity fluctuations are mostly due to the variation of the jet position. Note that on the upstream side of the jet, the fluctuations are much smaller. Inclined jets in crossflow with moderate blowing ratio often show this type of behaviour because the velocity of the jet is close to that of the crossflow (Peet

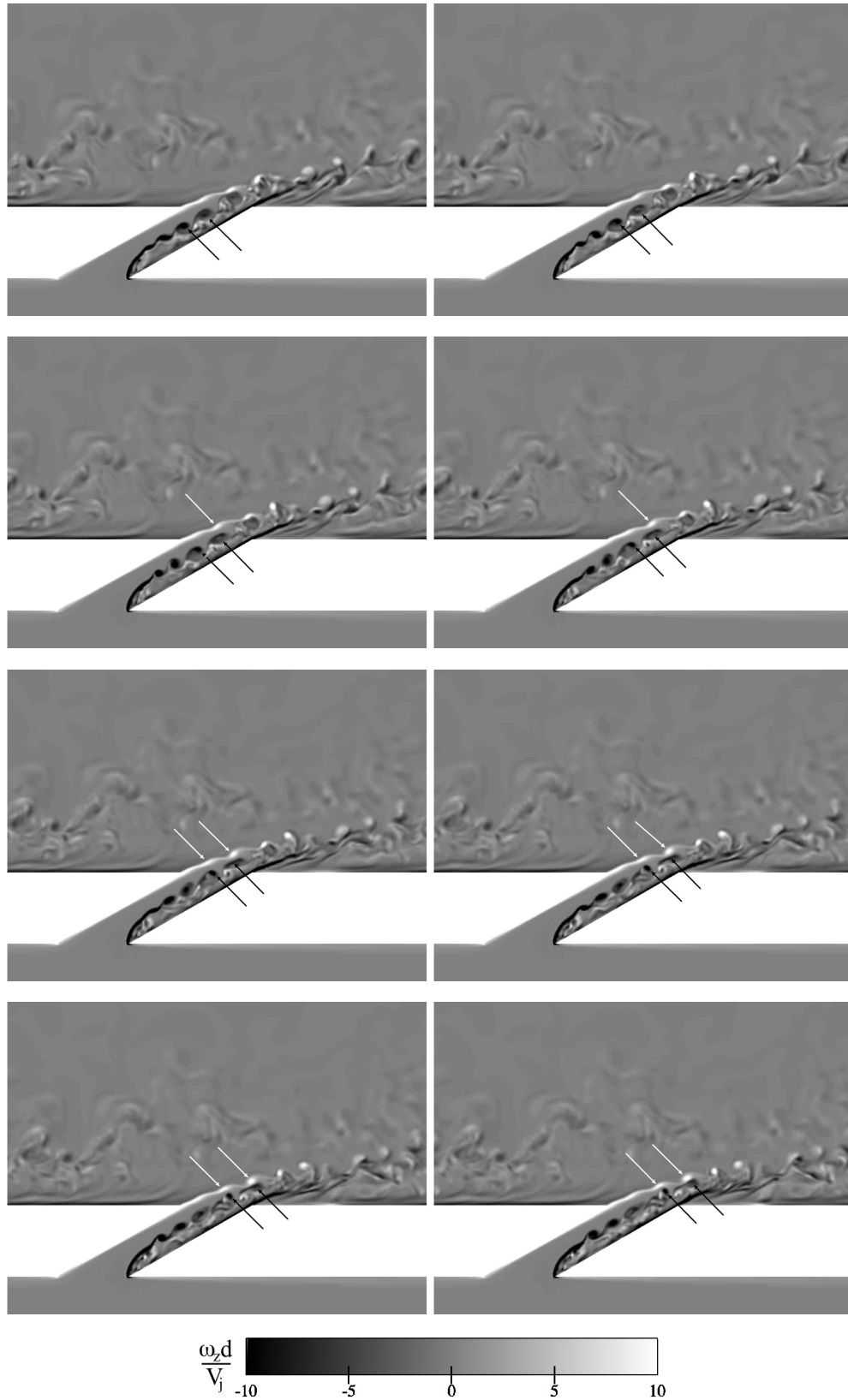


FIGURE 17. Instantaneous views of the spanwise vorticity field ω_z over the centreline plane. Reading is from left to right and top to bottom. Two images are separated by $\delta t = 0.0156$ FTT. The black arrows follow two consecutive in-hole vortices with negative vorticity; the white arrows show the two corresponding positive vortices triggered in the windward shear layer.

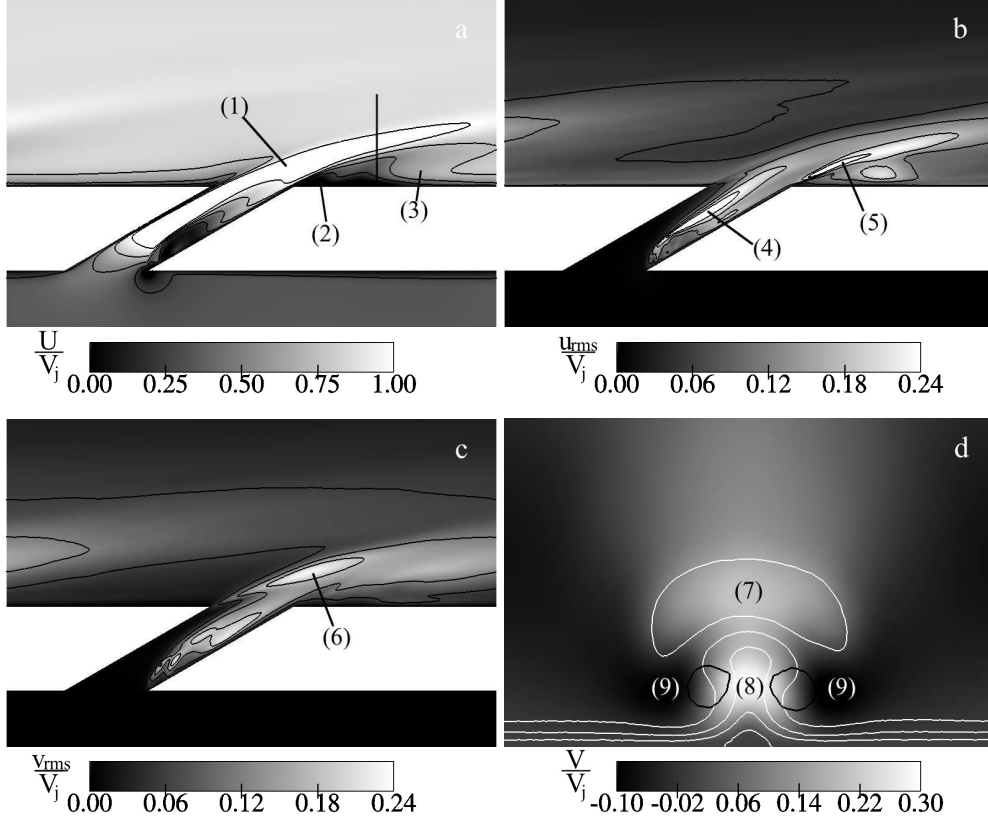


FIGURE 18. Description of the jet and its wake. **(a)**: Contours and isolines of the time-averaged streamwise velocity on the mid plane $z = 0$. **(b)**: Contours and isolines of the streamwise RMS velocity on the mid plane $z = 0$. **(c)**: Contours and isolines of the vertical RMS velocity on the mid plane $z = 0$. **(d)**: Contours of the time-averaged vertical velocity on a plane normal to the direction of the crossflow, visualised in **(a)** by a black vertical line ($x = 3d$, zoom on the near-wall region). White isolines of the time-averaged streamwise velocity (same values as in **a**). Black isolines of the Q criterion ($Q = V_j^2/d^2$) to show the counter-rotating vortex pair.

2006). Figure 18(c) displays the field of vertical RMS velocity in the mid plane $z = 0$. High levels of velocity fluctuations are observed in the in-hole separation zone and at the windward edge of the jet (6).

Figure 18(d) shows the contours of the time-averaged vertical velocity. Black isolines of Q criterion ($Q = V_j^2/d^2$) are used to locate the two main vortices of the wake. White isolines of time-averaged streamwise velocity allow observation of the location of the jet core. From figure 18(d), the jet (7) conserves the kidney shape it has in the hole (see § 4.3) after it penetrates the main stream. However, it is no longer confined by the walls of the hole and it becomes wider (approximately $1.6d$). The two counter-rotating vortices forming the CVP (see figure 15) are located under the jet, and the distance between their centres is approximately $0.6d$. They induce a zone of low streamwise and high vertical velocity between them (8). Figure 18(d) also shows how the main flow is convected near the wall (negative vertical velocity is observed on both sides of the jet (9)) and then decelerated in the streamwise direction (8) under the effect of the two counter-rotating vortices under the jet. Note that the vertical velocity under the jet (8) is actually larger than in the jet itself (7). These features are related to the entrainment effect, responsible for the whole structure of the film. In non-isothermal cases, at the beginning of a cooling

film, the main flow is only composed by hot gases that are entrained towards the wall. This explains the classical results of very bad overall efficiency observed for high blowing ratios at the beginning of the film or for isolated jets (see for example Rouvreau 2001). On the contrary, far from the leading edge of the multi-perforated plate, the entrainment phenomenon reattaches the cool air coming from previous jets, forming a robust film that really isolates the plate, even downstream of the zone where the plate is perforated (Mayle & Camarata 1975; Yavuzkurt *et al.* 1980*b*).

The centreline jet trajectory can be evaluated by tracking the location of maximum jet velocity. The jet trajectory is displayed in figure 19, together with the correlation proposed by Ivanov (1963) for canonical inclined JCF. This correlation has been tested at various angles and blowing ratios by Margason (1968) and seems a robust correlation for trajectories of inclined JCF:

$$\frac{x}{d} = \left(\frac{1}{R}\right)^{2.6} \left(\frac{y}{d}\right)^3 + \frac{y}{d} \cot \alpha_g \quad (4.1)$$

where α_g is the geometrical angle of the perforation and the most natural choice for the jet-to-mainstream velocity ratio is $R = M_b = 1.17$ (see table 4). This correlation is compared to the trajectory obtained from Run C in figure 19. Note that the trajectories do not meet the origin because the location of the maximum of velocity magnitude at the hole exit is located $x = 0.42d$ upstream of the hole centre. The numerical jet trajectory has the usual shape for JCF. However, its curvature is smaller than the classical one for JCF and the long distance behaviour is $x/d \propto (y/d)^{2.5}$ instead of $(y/d)^3$ in the JCF correlation. The two trajectories cross at $x/d \approx 7$ and the most significant differences appear for long distances from the hole: the LES trajectory is approximately half a diameter higher than the correlation for $x/d \approx 15$. Several reasons might explain these differences in the trajectories:

(a) the effective flow angle slightly departs from the geometrical angle (see § 5.2). Note however that the $\cot \alpha_g$ term is not the main term for long streamwise distances in equation 4.1,

(b) because of the FCFC configuration, the mainstream is affected by the previous upstream jets before it interacts with the current one. Recall that due to the effect of the main CVP, the streamwise velocity is smaller downstream the (upstream) jet (see figure 18d). Thus the velocity of the effective mainstream seen by the current jet is smaller than in the case of a single JCF with the same outer conditions. As a direct consequence, the penetration is somewhat more effective. This effect has been assessed in figure 19 where the correlation 4.1 has been also plotted for $R = 1.25$, which corresponds to the bulk streamwise velocity computed at $x = -2d$ over the ranges $0 < y < 2d$ and $-d < z < d$,

(c) because of the small plate thickness-to-diameter ratio, the effusion flow within the aperture is not established (see § 4.3). The flow behaviour in the aperture is known to have an effect on jet trajectory, as shown by Peterson & Plesniak (2002): the in-hole vortices rotating in the same direction as the CVP reinforces this structure, inducing a higher trajectory,

(d) because of the bypass of the previous upstream jets, the vertical velocity of the main flow interacting with the current jet is not negligible. In the present case, it is of order 6 % of the streamwise velocity. This characteristic of the mainstream has most probably the effect of limiting the bending of the jet, consistently with a curvature smaller than for the JCF case,

(e) as depicted in figure 19, the jet-to-jet downstream distance might be small enough so that the downstream jet generates an additional lift-off of the trajectory by inflecting

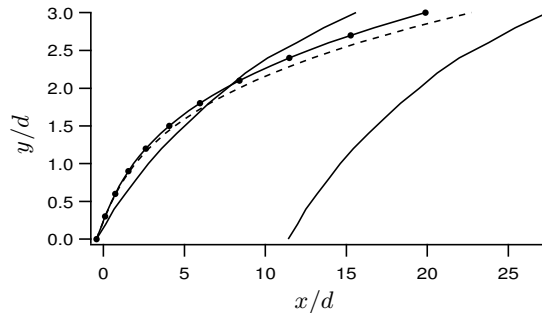


FIGURE 19. Jet trajectory from Run C (—). Comparison with the correlation of Ivanov (1963) with $R = M_b$ (---) and $R = 1.25$ (—●—).

the main stream, at least for $x/d \geq 12$ (recall that the hole-to-hole streamwise distance is 11.68 d),

(f) due the staggered arrangement of the holes, the penetration of the current jet might be enhanced by the presence of the two lateral jets located downstream, at half the downstream hole-to-hole distance.

Note that the first two items can be accounted for in equation 4.1 by tuning the velocity ratio and flow angle. Figure 19 shows that the penetration of the jet is better reproduced by the JCF correlation when $R = 1.25$ is used instead of $R = M_b$. The last four items are related to the presence of regions with non negligible vertical velocity beside the current jet. Specific to FCFC cases, they are also consistent with the smaller curvature and deeper penetration of the jet observed in figure 19.

5. Discussion

In this section, the LES results are analysed to provide information about the wall fluxes modelling on both sides of the perforated plate. In §5.1, the fluxes at the wall are post-processed from Run C in order to determine the most important contributions. In §5.2, for each side of the plate, an attempt to model the main contribution of the streamwise momentum flux is presented.

5.1. Wall fluxes

The perforated plate is a combination of holes and solid wall. At the suction side, the liner can be seen as a solid wall plus an outlet and at the injection side, as a solid wall plus an inlet. The fluxes are then a combination of inlet/outlet fluxes and solid wall fluxes. The configuration tested in this paper being isothermal, only the momentum fluxes are considered in the remainder of this section.

The wall fluxes for the three components of the momentum have been post-processed from Run C and are presented in tables 5, 6 and 7. Each flux at the wall is decomposed into contributions from the hole outlet/inlet (surface S_h) and from the solid wall (surface S_s) and also into viscous and non-viscous parts. The relative importance of each contribution in the total flux at the wall can be assessed from these tables. Note that viscous contributions are not presented in table 6, as they are negligible compared to non-viscous terms. Subscripts 1, 2 and 3 correspond to the three coordinates x , y and z . The outgoing normal to the wall is \mathbf{n} . In the case of interest, \mathbf{n} has only a vertical component: $n_2 = -1$ for the injection wall and $n_2 = 1$ for the suction wall. τ_{ij} is the

Region	total plate	hole	solid wall	
Expression	$\int_S (\langle -\rho UV + \tau_{12} \rangle) n_2 ds$	$\int_{S_h} -\langle \rho UV \rangle n_2 ds$	$\int_{S_h} \langle \tau_{12} \rangle n_2 ds$	$\int_{S_s} \langle \tau_{12} \rangle n_2 ds$
Injection	7.21×10^{-1}	114.1	-0.1	-14.0
Suction	-2.83×10^{-1}	86.8	0.0	13.2

TABLE 5. Time averaged wall fluxes for streamwise momentum from Run C: **First column:** expression and values of the total flux (in $\rho_j V_j^2 d^2$) on both sides of the plate (total surface S). **Columns 2–4:** relative contributions (in %) of the terms involved in the wall fluxes.

Region	total plate	hole	solid wall	
Expression	$\int_S \langle -P - \rho V^2 + \tau_{22} \rangle n_2 ds$	$\int_{S_h} -\langle P + \rho V^2 \rangle n_2 ds$	$\int_{S_s} -\langle P \rangle n_2 ds$	
Injection	3.42×10^3	4	96	
Suction	-3.46×10^3	4	96	

TABLE 6. Time averaged wall fluxes for vertical momentum from Run C: **First column:** expression and values of the total flux (in $\rho_j V_j^2 d^2$) on both sides of the plate (total surface S). **Columns 2–3:** relative contributions (in %) of the non-viscous terms involved in the wall fluxes.

Region	total plate	hole	solid wall	
Expression	$\int_S \langle -\rho VW + \tau_{32} \rangle n_2 ds$	$\int_{S_h} -\langle \rho VW \rangle n_2 ds$	$\int_{S_h} \langle \tau_{32} \rangle n_2 ds$	$\int_{S_s} \langle \tau_{32} \rangle n_2 ds$
Injection	-1.21×10^{-4}	38.1	-3.6	65.5
Suction	9.95×10^{-5}	116.9	-4	-12.9

TABLE 7. Time averaged wall fluxes for spanwise momentum from Run C: **First column:** expression and values of the total flux (in $\rho_j V_j^2 d^2$) on both sides of the plate (total surface S). **Columns 2–4:** relative contributions (in %) of the terms involved in the wall fluxes.

viscous stress tensor:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial V_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (5.1)$$

where μ is the dynamic viscosity ($\mu = 1.788 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$), V_i ($i = 1, 2, 3$) the velocity components, x_i ($i = 1, 2, 3$) the coordinates and δ_{ij} the Kronecker symbol. Recall that $\langle \rangle$ denotes time averaged quantities.

Several statements can be made from tables 5 to 7:

(a) streamwise momentum $\langle \rho U \rangle$: the non-viscous streamwise momentum flux (table 5, second column) is the main term for both the suction and the injection sides of the perforated plate. The viscous term over the hole surface is very small. The wall friction over the solid wall is approximately 8–10 times smaller than the non-viscous aperture term for the operating point considered. This means that one can only focus on the inviscid part of the flux when developing a first order model for effusion. In other words, assuming that the turbulent transfers scale as the wall friction, turbulence is not a first-order issue when dealing with discrete effusion, which is of course significantly different from the classical case of an attached boundary layer over a solid plate,

(b) vertical momentum $\langle \rho V \rangle$: the flux of normal momentum involves a pressure term that is clearly dominant. As pressure is almost constant, the repartition of fluxes between hole surface and solid wall surface corresponds to the porosity of the plate

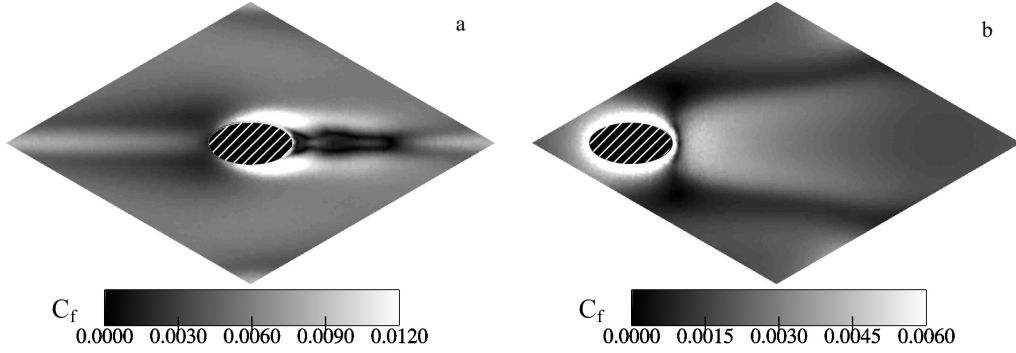


FIGURE 20. Time-averaged skin friction coefficient C_f on both sides of the liner. The hole outlet/inlet is represented with a hatched ellipse. (a): View of the liner from the injection side. (b): View of the liner from the suction side.

($\sigma \approx 4\%$). Note that the velocity term in the hole does not modify this repartition: it is small compared to the pressure term. This is true as long as the pressure drop is small compared to the operating pressure, which is the case in gas turbine applications,

(c) due to the symmetry of the problem, the spanwise momentum flux should be zero. The computation is almost symmetrical, the spanwise momentum flux being 1000 times smaller than the streamwise momentum flux.

Even if the porosity of the plate is small ($\sigma \approx 4\%$), table 5 shows that wall friction is not the main effect at the wall. However, the skin friction at the wall can be locally high, as shown in figure 20, where the distributions of the skin friction coefficient over the suction and injection walls are presented. The skin friction coefficient is $C_f = 2 \tau_w / (\rho_j V_j^2)$, where τ_w is the total wall shear stress. As expected from the velocity field analysis, the friction at the wall is strongly inhomogeneous. On the injection side (figure 20a), the field of wall friction shows a structure corresponding to the characteristics of the flow described in § 4.5: upstream of the jet, the flow is lifted off and low values of skin friction coefficient are obtained. The primary counter-rotating vortex pair is observed thanks to the high values of wall shear stress. The CVP accelerates the flow near the wall, resulting in higher wall shear stress downstream of the aperture edges. Downstream of the jet separation, the velocity near the wall is small and low values of wall shear stress are observed. Just downstream of the hole, two lobes exhibit very low value of wall shear stress. This feature has to be related with downstream spiral separation node vortices (Peterson & Plesniak 2004a,b). The structure of the wall shear stress is very similar to the one observed experimentally by Peterson & Plesniak (2004b). Note however that due to the reattachment induced by the entrainment of the main flow towards the wall, the region of skin friction deficit stops 3.5 diameters downstream of the hole while it extends more than 10 diameters in the normal hole case (Peterson & Plesniak 2004b). Downstream of the deficit region, traces of the secondary pair labelled (6) in figure 15 are detected in figure figure 20a. On the suction side (figure 20b), the presence of low-velocity zones is also observed, with small values of wall shear stress. Maximum values are observed all around the hole inlet, where the acceleration of fluid induced by the aspiration is the strongest. Just downstream of the hole inlet centre, the fluid reattaches, showing high values of wall shear stress. These features are consistent with the flow structure described in § 4.2.

Expression	$-\rho \overline{UV}^t{}^s n_2$	$-\rho \overline{U}^t{}^s \overline{V}^t{}^s n_2$	$-\rho \overline{(U^t)}^s \overline{(V^t)}^s n_2$	$-\rho \overline{(U^t)(V^t)}^t{}^s n_2$
Injection	5.24×10^{-1}	89.2	10.8	< 1%
Suction	-1.56×10^{-1}	109.6	-9.6	< 1%

TABLE 8. Decomposition of the non-viscous contribution of the streamwise momentum flux per unit surface from Run C: **First column**: values of the total contribution (in $\rho_j V_j^2$) on both sides of the plate. **Columns 2–4**: relative contributions (in %) of the terms detailed in equation 5.4.

5.2. Assessment of the non-viscous fluxes at the perforated plate

A key step for the modelling of effusion cooling is to estimate mass/momentum/energy fluxes at both sides of the perforated wall. The amount of air passing through the holes is related to the pressure drop across the plate, through a discharge coefficient. The object of this section is not to propose an assessment of the discharge coefficient but to determine the momentum fluxes at the wall at a given mass flux through the hole.

In views of the results presented in tables 5 to 7, assessing the vertical and the spanwise momentum fluxes is straightforward: the vertical momentum flux at the wall is directly related to the value of the pressure at the plate, a quantity that can easily be estimated in the RANS context from the pressure value at the first off-wall mesh point. As the perforation does not have any spanwise orientation, the spanwise momentum flux at both sides of the plate is null. On the contrary, the streamwise momentum flux cannot be determined easily. In the remainder of this section, focus is made on the possibility to propose a rough estimation of the main contribution to this flux, viz. its inviscid part through the hole inlet/outlet. Note first of all that for any quantity $\phi(\mathbf{x}, \mathbf{t})$ that depends on both space and time, the following decompositions can be considered:

$$\phi(\mathbf{x}, \mathbf{t}) = \overline{\phi}^t(\mathbf{x}) + (\phi)^t(\mathbf{x}, \mathbf{t}) \quad (5.2)$$

$$\phi(\mathbf{x}, \mathbf{t}) = \overline{\phi}^s(t) + (\phi)^s(\mathbf{x}, \mathbf{t}) \quad (5.3)$$

where $\overline{}^t$ is the time-averaging operator and $\overline{}^s$ denotes the spatial-averaging operator over the hole inlet or outlet surfaces (S_h). Consistently, $()^t$ and $()^s$ denote the fluctuations from the time and spatial averages. Note eventually that $\overline{}^t$ is nothing but the $\langle \rangle$ operator used in the previous sections. Combining these two decompositions, the inviscid flux per unit hole surface can be written as (the mass density ρ is supposed to be constant in space and time over the hole inlet/outlet surface):

$$-\rho \overline{UV}^t{}^s n_2 = -\rho \left(\overline{U}^t{}^s \overline{V}^t{}^s + \overline{(U^t)}^s \overline{(V^t)}^s + \overline{(U^t)(V^t)}^t{}^s \right) n_2 \quad (5.4)$$

The first term is the product of time and spatial averaged quantities, the second one estimates the non-uniformity and correlation of time averaged velocity components over the hole surface. The third term is the spatial average of the classical Reynolds stress based on time averaging. The values of each of these terms are reported in table 8, for the hole outlet (injection) and inlet (suction). A reasonable estimation of the non-viscous streamwise momentum flux per unit surface of aperture is obtained from the product of time and spatial-averaged quantities. Assessing $\overline{UV}^t{}^s$ by $\overline{U}^t{}^s \overline{V}^t{}^s$ leads to an error of approximately 10%. This difference is mainly due to the non-uniformity of the time-averaged velocity field over the hole inlet and outlet surfaces. The term of fluctuations in time does not contribute in the mean although the turbulence activity is substantial,

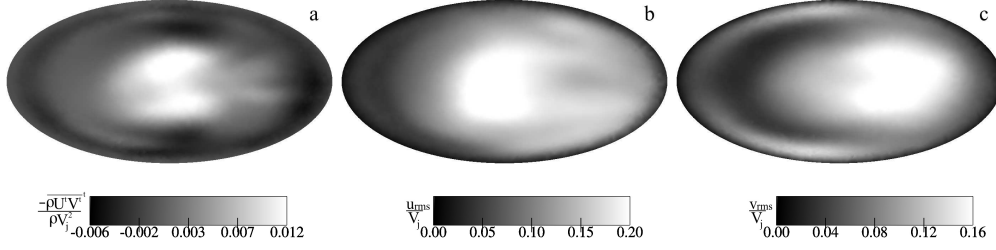


FIGURE 21. Reynolds stress and velocity fluctuations at the hole outlet. (a): Contours of the Reynolds stress $-\rho\overline{(U)^t(V)^t}$, (b): Contours of the streamwise root mean square velocity, (c): Contours of the vertical root mean square velocity.

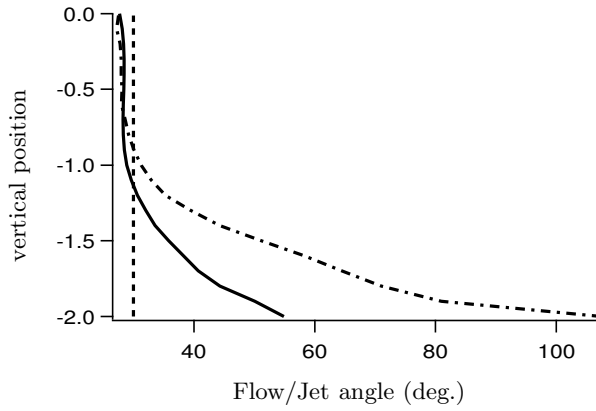


FIGURE 22. Flow angle (—) and jet angle (---) as a function of the vertical position: $y = -2d$ is the position of the hole inlet and $y = 0$, the position of the hole outlet. The geometric hole angle ($\alpha_g = 30^\circ$) is also plotted (---).

especially near the centre of the hole outlet where the turbulence intensity is as large as 30 %: figure 21(b,c) shows that streamwise and vertical root mean square velocity can reach 20 % of the bulk velocity in the hole. However, as shown in figure 21(a), the Reynolds stress $-\rho\overline{(U)^t(V)^t}$ is positive in the hole centre and negative in the wall region so that its contribution to equation 5.4 is very small.

In the previous approximation of the momentum flux, the $\overline{V^t}^s$ term is easy to estimate, as the mass flow rate is supposed to be known. On the contrary, the time-space average over the hole inlet/outlet of the streamwise velocity is not known *a priori*. One way to proceed is to relate these two quantities via the flow angle α defined as the angle between the (x, z) -plane and the time-averaged, plane-averaged velocity vector. In other words, the flow angle is such that $\overline{V^t}^s = \overline{U^t}^s \tan \alpha$: if the plane-averaged velocity vector is vertical, the flow angle is 90° and if it is along the streamwise direction, $\alpha = 0^\circ$. Of course, a natural modelling idea would be to assume that α is imposed by the geometrical characteristics of the aperture (recall that the geometrical angle is $\alpha_g = 30^\circ$). In order to test this simple idea, figure 22 shows the evolution of the flow angle in the hole as a function of the vertical coordinate (solid line). The hole inlet (suction wall) is located at $y = -2d$ and the hole outlet (injection wall) is at $y = 0$. The averaged orientation of the flow within the hole changes along the aperture and proves to be different from the hole angle. At the inlet of the hole, α is approximately 55° , almost twice as large as the

geometrical angle. Over the first half of the row, the orientation of the flow progressively changes and is nearly aligned with the hole direction between $y = -1.2d$ and $y = -0.4d$ (29°). Near the hole outlet, the angle continues to decrease to reach 28° at the hole outlet. Note that α is different from the classical definition of the jet angle, which is assessed at the location of maximum velocity magnitude, as the jet trajectory (see § 4.5). The jet angle in the aperture is also reported in figure 22. The jet angle is close to α at the hole outlet (27.5°) but it is more than 90° at the hole inlet. This is consistent with the pressure gradient at the hole inlet, which is almost vertical near the sharp edge of the hole, where the velocity magnitude is maximum.

It follows from figure 22 that the geometrical angle is not relevant to the flow behaviour near the hole inlet. On the contrary, the flow is almost aligned with the hole at the outlet: the streamwise velocity at the hole outlet is strongly related to the vertical velocity, through the hole angle, the angle mismatch being only 2° . Note however that this difference is not without consequence: the averaged streamwise velocity at the outlet plane \overline{U}^t would most likely be of interest in any model aiming at reproducing the momentum transfer through the plate. Assessing this quantity from the averaged vertical velocity at the outlet plane \overline{V}^s (easily assessed from the global injection mass flow rate) and the hole angle as $\overline{U}^t = \overline{V}^s / \tan \alpha_g$ would lead to an error of approximately 10% since $\tan 30 / \tan 28 \approx 1.1$.

Putting the previous discussion into a modelling perspective, the following conclusions can be drawn:

(a) momentum fluxes over the suction plane and the injection plane are dominated by inviscid contributions. Wall friction is not the first-order effect for permeable plates, at least when the blowing ratio is not very small. Note however that the viscous contribution through wall friction is small but not negligible,

(b) vertical and spanwise momentum fluxes can easily be estimated and do not demand any modelling effort, at least as long as the main flows are aligned with the aperture mid-plane,

(c) regarding the injection side of the plate, the non-viscous streamwise momentum flux can be approximated by:

$$-\rho \int_{S_h} \overline{UV}^t n_2 ds \approx \frac{m_h^2}{\rho \tan \alpha_g} \quad (5.5)$$

where m_h is the mass flow rate per unit area in the hole, viz. $m_h = (1/S_h) \int_{S_h} \rho \overline{V}^t ds$. This approximation leads to an error of 18 %. The difference is mainly due to the two assumptions that α can be assessed by α_g and \overline{UV}^t by $\overline{U}^t \overline{V}^t$ at the hole outlet. In order to improve the assessment of the inviscid contribution to the streamwise momentum flux on the injection side, one should improve these two assumptions,

(d) at the suction side of the plate, the flow direction is not controlled by the hole orientation. Instead, it is directly related to the streamwise velocity in the cold crossflow. Approximating the non-viscous streamwise momentum flux at the suction side by:

$$-\rho \int_{S_h} \overline{UV}^t n_2 ds \approx U_2 m_h \quad (5.6)$$

where U_2 is the crossflow velocity in the casing side leads to an error of 20%. The two assumptions $\overline{UV}^{t^s} \approx \overline{U}^{t^s} \overline{V}^{t^s}$ and $\overline{U}^{t^s} \approx U_2$ leads each to 10% error.

Of course, since only one operating point has been considered, there is no proof of the generality of these conclusions. For example, a multi-perforated plate whose thickness is less than approximately $0.6d$ may behave very differently from thicker plates because the angle of the jets seen by the primary flow might be significantly different from the geometrical angle. However, since the geometrical (hole angle, diameter-to-thickness ratio) and flow (hole Reynolds number, injection parameter) characteristics considered in this paper are relevant to practical film cooling applications in gas turbines, one can expect that the above conclusions can serve as a guide for further developments. In other words, if the quantitative assessments of the different contributions of the wall fluxes presented in tables 5, 6 and 7 are not universal, it is fair to believe that the trends reported are valid for practical FCFC applications.

6. Conclusion

A numerical methodology is proposed to generate a synthetic turbulent flow with effusion. The method presented simulates the flow around a perforated plate using a single-hole, bi-periodic domain, thus representing the interaction between a large (infinite) number of jets and the main streams. Such a periodic flow allows use of a refined mesh in a reduced computational domain to learn about the small-scale structure of the flow in the case of full-coverage film cooling. Both sides of the liner are computed to avoid any erroneous assumption regarding the flow in the aperture. The influence of the computational domain size is discussed by comparison of simulations based on 1-hole and 4-hole computational domains: time-averaged and root mean square velocity profiles as well as two-point correlations are compared and no major difference is observed. This important result allows regarding the 1-hole domain computations as reference simulations which can be used to generate a numerical database of effusion cooling flows. Quantitative comparisons are proposed with experimental results in the case of a large-scale isothermal configuration in order to precise the similarities and differences between a bi-periodic effusion flow over an infinite perforated plate and a spatially evolving configuration. Overall, the global structure of the flow is not modified and the simulations show good general agreement with the experimental results. However, appreciable differences are observed on the mean streamwise velocity. This is consistent with the observation, in spatially evolving effusion cooling film, that the mean streamwise velocity evolves from one row to the other, at least at the beginning of the plate. This is the main difference between a spatially evolving effusion cooling film and the synthetic flow presented in the paper.

The following main flow structures have been observed by investigating the suction, aperture and injection regions of the flow domain:

- (a) Counter-rotating vortical structures inside and outside of the hole,
- (b) Horseshoe vortex upstream of the jet and downstream spiral separation node vortices,
- (c) Jetting effect with concentration of momentum along the upstream wall inside the hole,
- (d) Separation at the entry and at the outlet of the hole due to high enough blowing ratio,
- (e) Entrainment phenomenon in the wake of the jet,

(f) Two streamwise counter-rotating vortices created at the lateral edges of the hole inlet on the suction side.

Regarding the instantaneous vortical structure of the flow, it is found that the vortices present in the windward shear layer are triggered by the in-hole vortices initiated at the downstream edge of the aspiration hole section.

From the obtained results, several key statements relevant to future modelling efforts can be made:

(a) The flow is highly inhomogeneous in the casing and the combustion chamber sides of the liner, as well as in the hole itself,

(b) A strong coupling is observed between the different parts of the computational domain,

(c) The jet is not aligned with the hole direction except in a small part of the hole,

(d) On both sides of the liner, the overall contribution of the wall shear stress over the solid plate is approximately 10 % of the non-viscous flux due to the injection through the hole.

(e) A first-order model can be derived by estimating the streamwise momentum fluxes at both sides of the plate, assuming constant velocity profiles over the aperture inlet/outlet.

It is anticipated that these results will be useful in supporting future modelling efforts to account for multi-perforated plates in full-scale combustion chamber calculations.

The authors are grateful to the European Community for funding this work under the project INTELLECT-DM (Contract No. FP6 - AST3 - CT - 2003 - 502961), and to the BSC (Barcelona Supercomputing Center) and the CINES (Centre Informatique National pour l'Enseignement Supérieur) for the access to supercomputer facilities. A substantial part of this study was performed during the 2006 CTR Summer Program at Stanford. M. Shoeybi and Prof. G. Iaccarino are also gratefully acknowledged for performing the simulation equivalent to Run B with the CDP code. The authors would also like to thank Turbomeca and Dr. P. Miron for the access to the LARA experimental database.

REFERENCES

- AMMARI, H. D., HAY, N. & LAMPARD, D. 1990 The effect of density ratio on the heat transfer coefficient from a film-cooled flat plate. *ASME J. Turbomach.* **112**, 444–450.
- ANDREOPOULOS, J. & RODI, W. 1984 Experimental investigation of jets in a crossflow. *J. Fluid Mech.* **138**, 93–127.
- BAZDIDI-TEHRANI, F. & ANDREWS, G. E. 1994 Full-coverage discrete hole film cooling : investigation of the effect of variable density ratio. *J. of Engineering for Gas Turbines and Power* **116**, 587–596.
- BERGELES, G., GOSMAN, A. D. & LAUNDER, B. E. 1976 The near-field character of a jet discharged normal to a main stream. *J. of Heat Transfer* pp. 373–378.
- BERGELES, G., GOSMAN, A. D. & LAUNDER, B. E. 1977 Near-field character of a jet discharged through a wall at 30 deg to a mainstream. *AIAA J.* **15** (4), 499–504.
- BRUNDAGE, A. L., PLESNIAK, M. W. & RAMADHYANI, S. 1999 Influence of coolant feed direction and hole length on film cooling jet velocity profiles. *ASME Paper 99-GT-035* .
- CHAMPION, J.-L., DI MARTINO, P. & CORON, X. 2005 Influence of flow characteristics on the discharge coefficient of a multiperforated wall. In *Turbo Expo 2005, Reno Hilton, Reno Tahoe, Nevada USA, June 6-9 2005*, vol. GT2005-68904.
- CHO, H. H. & GOLDSTEIN, R. J. 1995a Heat (mass) transfer and film cooling effectiveness with injection through discrete holes: Part i-within holes and on the back surface. *ASME J. Turbomach.* **117**, 440–450.
- CHO, H. H. & GOLDSTEIN, R. J. 1995b Heat (mass) transfer and film cooling effectiveness with

- injection through discrete holes: Part ii-on the exposed surface. *ASME J. Turbomach.* **117**, 451–460.
- COLIN, O. & RUDGYARD, M. 2000 Development of high-order Taylor-Galerkin schemes for unsteady calculations. *J. Comp. Physics* **162** (2), 338–371.
- CORTELEZZI, L. & KARAGOZIAN, A. R. 2001 On the formation of the counter-rotating vortex pair in transverse jets. *J. Fluid Mech.* **446**, 347–373.
- CRAWFORD, M. E., KAYS, W. M. & MOFFAT, R. J. 1980 Full-coverage film cooling. part i : Comparison of heat transfer data for three injection angles. *J. of Engineering for Power* **102**, 1000–1005.
- DORIGNAC, E., VULLIERME, J. J., BROUSSELY, M., FOULON, C. & MOKKADEM, M. 2005 Experimental heat transfer on the windward surface of a perforated flat plate. *Int. J. of Thermal Sciences* **44**, 885–893.
- ERIKSEN, V. L. & GOLDSTEIN, R. J. 1974 Heat transfer and film cooling following injection through inclined circular tubes. *J. of Heat Transfer* **96**, 239–245.
- ERRERA, M. P. & CHEMIN, S. 2004 A fluid-solid thermal coupling applied to an effusion cooling system. In *34th Fluid Dynamics Conference and Exhibit. Portland, Oregon.*
- FRIC, T.F. & ROSHKO, A. 1994 Vortical structure in the wake of a transverse jet. *J. Fluid Mech.* **279**, 1–47.
- GOLDSTEIN, R. J. 1971 *Advances in Heat Transfer*. Academic Press, New-York and London.
- GRITSCH, M., SCHULTZ, A. & WITTIG, S. 2001 Effect of crossflows on the discharge coefficient of film cooling holes with varying angles of inclination and orientation. *ASME J. Turbomach.* **123**, 781–787.
- GUSTAFSSON, K. M. B. 2001 Experimental studies of effusion cooling. PhD thesis, Chalmers University of Technology. Göteborg.
- HALE, C. A., PLESNIAK, M. W. & RAMADHANI, S. 2000 Structural features and surface heat transfer associated with a row of short-hole jets in crossflow. *Int. Journal of Heat and Fluid Flow* **21**, 542–553.
- HAM, F. & IACCARINO, G. 2004 Energy conservation in collocated discretization schemes on unstructured meshes. In *Annual Research Briefs 2004, 3-14. Center for Turbulence Research, NASA Ames/Stanford Univ.*
- HARRINGTON, M. K., MCWATERS, M. A., BOGARD, D. G., A., LEMMON C. & THOLE, K. A. 2001 Full-coverage film cooling with short normal injection holes. *ASME TURBOEXPO 2001. 2001-GT-0130* .
- HUNT, J. C. R., WRAY, A. A. & MOIN, P. 1988 Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows. In *Proc. Summer Program CTR, NASA Ames - Stanford University.*
- IOUROKINA, I. V. & LELE, S. K. 2006 Large eddy simulation of film-cooling above the flat surface with a large plenum and short exit holes. In *44th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit.*
- IVANOV, Y. V. 1963 Shape of the centerline of an axisymmetric fan type jet in a cross flow. *Izv. VUZ Aviotzionnaya Teknika* **4**.
- KELSO, R. M., LIM, T. T. & PERRY, A. E. 1996 An experimental study of round jets in cross-flow. *J. Fluid Mech.* **306**, 111–144.
- LEFEBVRE, A. H. 1999 *Gas Turbines Combustion*. Taylor & Francis.
- LEYLEK, J. H. & ZERKLE, R. D. 1994 Discrete-jet film cooling: A comparison of computational results with experiments. *ASME J. Turbomach.* **116**, 358–368.
- MACMANUS, D. G. & EATON, J. A. 2000 Flow physics of discrete boundary layer suction - measurements and predictions. *J. Fluid Mech.* **417**, 47–75.
- MARGASON, R. J. 1968 The path of a jet directed at large angles to a subsonic free stream. TN D-4919. NASA.
- MARGASON, R. J. 1993 Fifty years of jet in crossflow research. In *Computational and Experimental Assessment of Jets in Crossflow* (ed. UK Winchester), , vol. AGARD-CP-534, pp. 1–41.
- MAYLE, R.E. & CAMARATA, F.J. 1975 Multihole cooling effectiveness and heat transfer. *Journal of Heat Transfer* **97**, 534–538.
- MENDEZ, S., ELDRIDGE, J. D., NICOU, F., POINSOT, T., SHOEBY, M. & IACCARINO, G. 2006 Numerical investigation and preliminary modeling of a turbulent flow over a multi-perforated plate. In *Proc. Summer Program CTR, NASA Ames - Stanford University.*

- MENDEZ, S. & NICOUD, F. 2007 Numerical investigation of an anisothermal turbulent flow with effusion. In *5th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, vol. 2, pp. 791–796.
- MENDEZ, S., NICOUD, F. & MIRON, P. 2005 Direct and large-eddy simulations of a turbulent flow with effusion. In *ERCOTAC WORKSHOP. Direct and Large-Eddy Simulations 6. Poitiers FRANCE*.
- METZGER, D. E., TAKEUCHI, D. I. & KUENSTLER, P. A. 1973 Effectiveness and heat transfer with full-coverage film-cooling. *ASME paper*.
- MIRON, P. 2005 Étude expérimentale des lois de parois et du film de refroidissement produit par une zone multiperforée sur une paroi plane. PhD thesis, Université de Pau et des Pays de l'Adour.
- MIRON, P., BÉRAT, C. & SABELNIKOV, V. 2004 Effect of blowing rate on the film cooling coverage on a multi-holed plate: application on combustor walls. In *Eighth International Conference on Heat Transfer. Lisbon, Portugal*.
- MOIN, P. & MAHESH, K. 1998 Direct numerical simulation: A tool in turbulence research. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **30** (539–578).
- MOUREAU, V., LARTIGUE, G., SOMMERER, Y., ANGELBERGER, C., COLIN, O. & POINSOT, T. 2005 Numerical methods for unsteady compressible multi-component reacting flows on fixed and moving grids. *J. Comp. Physics* **202** (2), 710–736.
- MUPPIDI, S. & MAHESH, K. 2007 Direct numerical simulation of round turbulent jets in crossflow. *J. Fluid Mech.* **574**, 59–84.
- NICOUD, F. & DUCROS, F. 1999 Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow, Turbulence and Combustion* **62** (3), 183–200.
- PAPANICOLAOU, E., GIEBERT, D., KOCH, R. & SCHULTZ, A. 2001 A conservation-based discretization approach for conjugate heat transfer calculations in hot-gas ducting turbomachinery components. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **44**, 3413–3429.
- PEET, Y. V. 2006 Film cooling from inclined cylindrical holes using Large-Eddy Simulations. PhD thesis, Stanford University.
- PETERSON, S. D. & PLESNIAK, M. W. 2002 Short-hole jet-in-crossflow velocity field and its relationship to film-cooling performance. *Exps. Fluids* **33**, 889–898.
- PETERSON, S. D. & PLESNIAK, M. W. 2004a Evolution of jets emanating from short holes into crossflow. *J. Fluid Mech.* **503**, 57–91.
- PETERSON, S. D. & PLESNIAK, M. W. 2004b Surface shear stress measurements around multiple jets in crossflow using the fringe imaging skin friction technique. *Exps. Fluids* **37**, 497–503.
- PIETRZYK, J. R., BOGARD, D. G. & CRAWFORD, M. E. 1989 Hydrodynamic measurements of jets in crossflow for gas turbine film cooling applications. *ASME J. Turbomach.* **111**, 139–145.
- PIOMELLI, U., FERZIGER, J. H., MOIN, P. & KIM, J. 1989 New approximate boundary conditions for large eddy simulations of wall-bounded flows. *Phys. Fluids A* **1** (6), 1061–68.
- PRIÈRE, C., GICQUEL, L. Y. M., GAJAN, P., STRZELECKI, A., POINSOT, T. & BÉRAT, C. 2005 Experimental and numerical studies of dilution systems for low emission combustors. *AIAA J.* **43** (8), 1753–1766.
- PRIÈRE, C., GICQUEL, L. Y. M., KAUFMANN, A., KREBS, W. & POINSOT, T. 2004 LES predictions of mixing enhancement for jets in cross-flows. *J. of Turbulence* **5**, 005.
- RENZE, P., MEINKE, M. & SCHRÖDER, W. 2006 LES of turbulent mixing in film cooling flows. In *Conference on Turbulence and Interactions TI2006, May 29 - June 2, 2006, Porquerolles, France*.
- ROUVREAU, S. 2001 Étude expérimentale de la structure moyenne et instantanée d'un film produit par une zone multiperforée sur une paroi plane. application au refroidissement des chambres de combustion des moteurs aéronautiques. PhD thesis, E.N.S.M.A. et Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées.
- SCHLÜTER, J. U. & SCHÖNFELD, T. 2000 LES of jets in crossflow and its application to a gas turbine burner. *Flow, Turbulence and Combustion* **65** (2), 177–203.
- SCHMITT, P., POINSOT, T., SCHUERMANS, B. & GEIGLE, K. 2007 Large-eddy simulation and experimental study of heat transfer, nitric oxide emissions and combustion instability in a swirled turbulent high-pressure burner. *J. Fluid Mech.* **570**, 17–46.

- SCHÖNFELD, T. & RUDGYARD, M. 1999 Steady and unsteady flows simulations using the hybrid flow solver AVBP. *AIAA J.* **37** (11), 1378–1385.
- SIMPSON, R. L. 1970 Characteristics of turbulent boundary layers at low reynolds numbers with and without transpiration. *J. Fluid Mech.* **42** (4), 769–802.
- SINHA, A. K., BOGARD, D. G. & CRAWFORD, M. E. 1991 Film-cooling effectiveness downstream of a single row of holes with variable density ratio. *ASME J. Turbomach.* **113**, 442–449.
- SMITH, S. H. & MUNGAL, M. G. 1998 Mixing, structure and scaling of the jet in crossflow. *J. Fluid Mech.* **357**, 83–122.
- STAFFELBACH, G., GICQUEL, L. Y. M. & POINSOT, T. 2006 Highly parallel large eddy simulations of multiburner configurations in industrial gas turbines. *Lecture Notes in Computational Science and Engineering - Complex effects in Large Eddy Simulations* **56**, 325–336.
- THOMPSON, K. W. 1990 Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems. *J. Comp. Physics* **89**, 439–461.
- TYAGI, M. & ACHARYA, S. 2003 Large eddy simulation of film cooling flow from an inclined cylindrical jet. *ASME J. Turbomach.* **125**, 734–742.
- WALTERS, D.K. & LEYLEK, J.H. 2000 A detailed analysis of film-cooling physics: Part 1-streamwise injection with cylindrical holes. *ASME J. Turbomach.* **122**, 102–112.
- YAVUZKURT, S., MOFFAT, R. J. & KAYS, W. M. 1980a Full coverage film cooling. Part 1. Three-dimensional measurements of turbulence structure. *J. Fluid Mech.* **101**, 129–158.
- YAVUZKURT, S., MOFFAT, R. J. & KAYS, W. M. 1980b Full coverage film cooling. Part 2. Prediction of the recovery-region hydrodynamics. *J. Fluid Mech.* **101** (1), 159–178.
- YU, D., ALI, M. S. & LEE, J. H. W. 2006 Multiple tandem jets in cross-flow. *J. Hydr. Engrg* **9**, 971–982.
- YUAN, L. L., STREET, R. L. & FERZIGER, J. H. 1999 Large-eddy simulations of a round jet in crossflow. *J. Fluid Mech.* **379**, 71–104.

Chapitre 6

Un modèle adiabatique pour la multi-perforation

Ce chapitre présente un article en préparation pour l'AIAA Journal qui traite spécifiquement de la modélisation de l'écoulement de multi-perforation. Dans cette étude sont proposés deux modèles homogènes adiabatiques pour représenter la multi-perforation sur des maillages grossiers incapables de décrire l'écoulement proche paroi. Leur capacité à reproduire les flux de quantité de mouvement à la paroi est évaluée par comparaison avec les données de LES de multi-perforation en domaine périodique, données parues dans [Mendez *et al.* \(2006b\)](#) : cas 4 du chapitre 4. Cette comparaison permet d'évaluer les erreurs associées à chaque hypothèse de modélisation.

Les modèles sont ensuite implémentés dans le code AVBP pour réaliser des simulations de validation. Le cas expérimental LARA est l'expérience de référence pour la validation des modèles. Seul l'un des deux modèles donne des comparaisons satisfaisantes avec les données expérimentales. Au cours de la thèse, il a été codé dans AVBP et est maintenant régulièrement utilisé dans les simulations de configurations industrielles réalisées au CERFACS pour reproduire l'injection d'air de refroidissement dans la chambre de combustion ([Boudier *et al.*, 2007a,b](#); [Staffelbach *et al.*, 2007](#); [Roux *et al.*, 2007](#)).

An adiabatic model for the flow around a multi-perforated plate

S. Mendez *

CERFACS, 31057 Toulouse, France.

F. Nicoud[†]

University Montpellier II, CC51, 34095 Montpellier, France

An adiabatic model to account for multi-perforated liners in combustion chamber flow simulations is described. It is separated into a suction model and an injection model to reproduce the average effect of effusion cooling on both sides of the plate. This model has been specifically designed to be used in industrial full-scale computations of gas turbine combustion chambers, where effusion cooling is commonly used for cooling the liners. Notably, it does not impose any minimal resolution at the wall and can be used with a coarse grid, the real perforated plate being replaced by a homogeneous boundary condition on which the model is applied. From the analysis of former wall-resolved Large-Eddy Simulations (LES), two versions of the model are derived with simple assumptions: one conserves the spatially-averaged velocity at the wall and the other conserves the wall fluxes. Two series of validations are proposed: *a priori* tests, where the model is compared with wall-resolved LES data and *a posteriori* tests, where an experimental test rig is computed replacing the perforated plate of the experiment by the two models proposed in the paper. The model conserving spatially-averaged velocity at the wall imposes low velocity in the near-wall region, providing an unrealistic flow structure. On the other hand, the model conserving the wall fluxes allows reproduction of the global structure of the flow and comparisons with experimental profiles agree reasonably well.

*PhD Student

[†]Professor. E-mail: nicoud@math.univ-montp2.fr

Nomenclature

ρ	Mass density, kg/m^3
P	Pressure, Pa
T	Temperature, K
V_i	i th component of the velocity vector
τ_{ik}	Viscous stress tensor $\mu(\frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_i}) - \frac{2}{3}\mu\frac{\partial V_l}{\partial x_l}\delta_{ik}$
δ_{ik}	Kronecker symbol 1 if $i = k$, 0 else
V_j	Bulk velocity in the hole, m/s
ρ_j	Mass density in the hole, m/s
q	Mass flow rate through one hole, g/s
φ	Mass flow rate per total surface unit $\frac{q}{S_w}$, $g/s/m^{-2}$
U	Streamwise velocity, i.e. V_1
V	Vertical velocity, i.e. V_2
W	Spanwise velocity, i.e. V_3
U_1	Streamwise velocity at the center of channel 1
U_2	Streamwise velocity at the center of channel 2
Re	Reynolds number
x_i	i th coordinate
x	Streamwise coordinate, i.e. x_1
\vec{e}_x	Unit vector in the streamwise direction
y	Vertical coordinate, i.e. x_2
\vec{e}_y	Unit vector in the vertical direction
z	Spanwise coordinate, i.e. x_3
\vec{n}	Outward normal vector
S	Wall surface
α	hole angle with respect to the wall
C_D	Discharge coefficient through the plate
σ	Porosity
d	Aperture diameter, m
h	Channel height m

Subscript

h	Relative to the hole
jet	Relative to the jet
s	Relative to the solid part of the perforated plate
W	Relative to the total perforated plate (aperture and solid part)
1	Relative to channel 1 (injection channel)

2 Relative to channel 2 (suction channel)

Superscript

inj Relative to the injection side

suc Relative to the suction side

I. Introduction and objectives

In gas turbines, the turbine blades and the liner of the combustion chamber are submitted to large thermal constraints. As the materials used for these solid parts cannot stand such high temperature and temperature gradients, they need to be cooled. As pointed out by Lefebvre,¹ the most efficient cooling system is transpiration-based: the solid parts to be cooled are made of porous material through which cool air is injected. The resulting uniform film of fresh gas isolates the solid parts from the hot products. However, the application of transpiration in gas turbines is not practical due the mechanical weakness of available porous materials and alternative technological solutions are sought for. One possibility often chosen for combustion chamber liners is to use multi-perforated walls to produce the necessary cooling. In this approach (see Fig. 1), fresh air coming from the casing goes through thousands of angled perforations and enters the combustion chamber. This is a discrete form of transpiration cooling: the cooling film that protects the liner from the hot gases results from the coalescence of the discrete micro-jets emanating from the perforations. This technique is usually called full-coverage film cooling (FCFC) to distinguish it from the film cooling (FC) systems used for turbine blades, where only a few cooling holes are required.

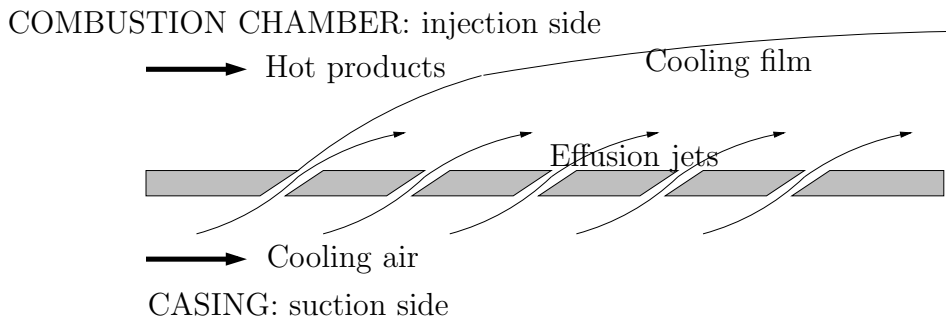


Figure 1. Principle of full-coverage film cooling: fresh air flowing in the casing is injected into the combustion chamber through the liner perforations and forms an isolating film protecting the internal face of the liner from the combustion gases.

When computing the 3-D turbulent reacting flow within the burner, the number of sub-millimetric holes is far too large to allow a complete description of the generation and coales-

cence of the jets. This is particularly true for the Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) computations used by the industrial manufacturers to design their combustion chambers. However, effusion cooling cannot be neglected: it is known to have drastic effects on the whole flow structure, notably by changing the flame position and subsequently modifying the temperature field. An appropriate model is then needed to reproduce the effect of effusion cooling on the main flow. Such a modeling effort has already been done for transpired boundary layers and extended law-of-the-wall for moderate uniform blowing or suction are available.^{2,3} It is quite obvious that for a given injected mass flow rate, the injected momentum flux is different depending on if the injection is done through a porous material (uniform injection) or a perforated plate (discrete injection). As a consequence, existing models accounting for moderate transpiration can hardly be adapted to FCFC and new wall models for turbulent flows with effusion are required to perform predictive full-scale computations. The purpose of the present paper is to propose a simple model, independent of the grid in the near-wall region, to account for effusion through a multi-perforated plate: this model has to deal with both sides of the perforated plate, as the current tendency in industrial computations is to include the casing in combustion chamber simulations.

The design of such models needs to be supported by detailed data concerning FCFC. Several academic configurations are related with FCFC problems. The suction of a boundary layer through one or several perforations is not highly documented⁴ and the flow at the suction side is rarely considered in details in the studies concerning injection through short holes.^{5,6} From the injection side, the cooling jets can be seen as an array of jets in crossflow (JCF). Contrary to suction, JCF have been widely studied over the years because of their high engineering interest (see for example the review by Margason⁷) and continue to be a subject of active research.^{5,8-11} Note however that the FCFC jets differ from the most common configurations of jets in crossflow in several aspects: while single canonical JCF are usually designed to penetrate in the main flow and enhance mixing, the purpose of effusion jets is to create a film in order to protect the wall from hot gases: many jets are used to form this film, and they are oriented so that the cooling air stays next to the wall. The inclination of the jets in FCFC application is thus smaller than in JCF, modifying the penetration of the jets as well as the interaction with the upstream main flow,^{12,13} Furthermore, in FCFC, the crossflow is not a simple boundary layer as for JCF studies; it results from the interaction between all the jets upstream. At last, owing to the small length-to-diameter ratio of the holes in FCFC applications, the flow in the injection side is strongly related to the flow in the aperture and in the suction side.^{5,14,15}

In view of these differences, extrapolating the results from JCF studies to gain insight into FCFC would not be justified and specific FCFC configurations must be considered. This is also what Walters and Leylek¹⁵ state: they insist on the importance of reproducing the ex-

act geometry for film cooling studies. However, generating this type of data experimentally is very challenging: the operating conditions in the combustion chambers (high temperature and high pressure) are difficult to reproduce in test rigs and experimental techniques are rarely adapted to such conditions. Moreover, the characteristic size of the micro-jets being sub-millimetric, the main flow features are out of reach of current measurements techniques. This explains the lack of detailed measurements in realistic operating conditions: accurate information about the velocity field in FCFC configurations is available only on large-scale isothermal plates.^{16–18} When experiments are performed on plates at real scale, only wall parameters,^{19–22} like the heat transfer coefficient or the adiabatic cooling efficiency, or integrated data like the discharge coefficient^{23,24} are provided and very often, only small temperature differences between the hot and the cold streams are investigated.

An alternative is to use direct simulations to generate the requested data. However requirements in computational power are huge due to the configuration: in FCFC, the perforated plate contains hundreds or thousands of holes and resolving the flow in each of these holes would be very expensive. Hence, only Reynolds-Averaged Navier–Stokes (RANS) computations were performed with a large number of cooling rows.^{25,26} However, using RANS results as reference data for modeling is questionable, as they already result from the modeling of the whole turbulent part of the flow. On the other hand, owing to the moderate Reynolds number in the perforations, Large-Eddy Simulations (LES)^{6,27,28} and Direct Numerical Simulations (DNS)²⁹ can be used, but until now they only deal with a very small number of holes, typical of turbine blades film cooling. As existing small-scale computations do not directly deal with FCFC configurations, it has been decided to perform specific small-scale wall-resolved LES relevant to FCFC configurations. The underlying methodology and the corresponding results obtained in an isothermal configuration are described in Mendez *et al.*³⁰

The present paper details the methodology developed for post-processing the reference isothermal data obtained by LES and proposes a homogeneous model that accounts for the major flow characteristics near a perforated wall. In this model, the injection and the aspiration sides are coupled: a law for the discharge coefficient in the holes relates the pressure drop to the mass flow rate through the plate. The inputs are the pressure drop across the plate and the geometrical characteristics (porosity, aperture angle). *A priori* testing is first performed, the fluxes provided by this homogeneous model being compared to the reference simulations.³⁰ As an *a posteriori* validation, the model is implemented in a LES code in order to reproduce an experimental set-up where two channels are separated by a perforated plate. Numerical results are compared with experimental measurements performed in an isothermal large-scale configuration.¹⁸

Section II is dedicated to the description of the code used to perform the Large-Eddy

Simulations. The small-scale LES results presented by Mendez *et al.*³⁰ are related to the experimental test rig of Miron.¹⁸ The model proposed in this study is also tested using this experimental setup. This experiment is thus described in section II. An analysis of small-scale LES results³⁰ is then provided in section III, in order to estimate the fluxes at the perforated plate: two adiabatic models for effusion cooling are constructed from this analysis. Section IV details the validating simulations. Comparisons with the experimental database are shown.

II. Presentation of the experimental configuration and of the LES code

A. Presentation of the LES Code

All simulations are carried out with the LES code developed at CERFACS, named AVBP (www.cerfacs.fr/cfd/avbp_code.php). It is a cell-vertex/finite element code, explicit in time, which solves the compressible Navier–Stokes equations on unstructured meshes for the conservative variables (mass density, momentum and total energy). AVBP is dedicated to LES and DNS and has been widely used and validated in the past years in all kinds of configurations,^{31–33} and notably in jets in cross-flow cases.^{34,35} Several numerical schemes and sub-grid models are available in AVBP: the most adequate numerical parameters have been chosen, depending on the objectives of each simulation. Two different types of simulations are presented in this paper. First, fine-scale computations are analyzed. They aim at providing detailed data of the flow around a multi-perforated plate. They are based on the WALE sub-grid model.³⁶ The numerical scheme is the TTGC scheme:³⁷ this essentially non-dissipative scheme was specifically developed to handle unsteady turbulent flows. It is third order accurate in both space and time. Large-scale computations are also shown: they deal with a case where the flow near the perforated wall is not well resolved. A coarse mesh is used in conjunction with the crudest numerical parameters available in AVBP: the sub-grid model is the classical Smagorinsky³⁸ model (with a constant fixed at $C_S = 0.1$) and the numerical scheme for the large-scale simulations is the Lax-Wendroff scheme³¹ (second order accurate in space and time).

B. The Experimental Configuration

All the calculations presented in this paper are related with a reference experiment named ‘LARA’¹⁸ and performed at Turbomeca. The experimental set up allows to study the effusion process in the case of a large-scale isothermal configuration. The experimental test rig is divided into two channels: the first one, denoted by ‘1’, represents the combustion chamber

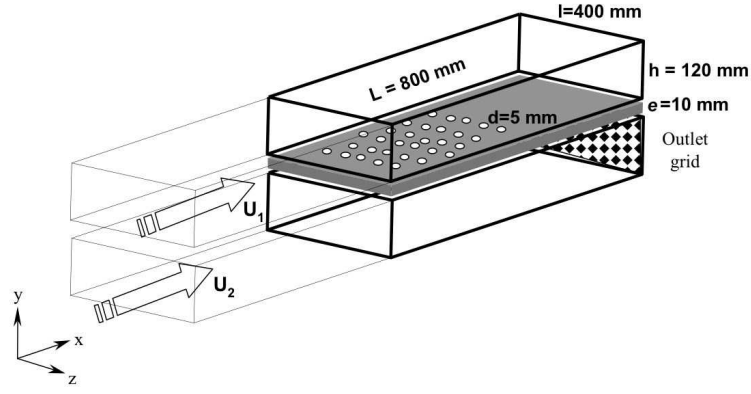


Figure 2. Principle of the large-scale isothermal LARA experiment.¹⁸

side, with a primary flow of ‘hot gases’; the second one, denoted by ‘2’, represents the casing, with a secondary flow of ‘cooling air’ (Fig. 2). The two channels (height $h = 120$ mm and width $l = 400$ mm) are separated by a plate perforated with holes of diameter $d = 5$ mm (0.5 mm is the common value for gas turbines). Twelve rows of staggered holes are drilled into the plate that separates the two channels. A grid is placed at the outlet section of channel 2 in order to generate a pressure drop across the plate. Because the pressure is higher in the ‘casing side’, a fraction of the air flowing in channel 2 is injected through the perforated plate. The spacing between the holes corresponds to classical industrial applications: the distance between two rows of holes is 5.84 diameters in the streamwise direction and 3.37 diameters in the spanwise direction. Due to the staggered disposition of the perforations, the hole-to-hole distances are 2×5.84 and 2×3.37 diameters in the streamwise and spanwise directions respectively. The thickness of the plate being $e = 10$ mm and holes being angled at $\alpha = 30^\circ$ with the plate, the hole length-to-diameter ratio is 4. Note that the perforations are only angled in the direction of the main flow, without any spanwise component. Measurements are performed at ambient temperature.

The LARA database has been used twice: first, the LES presented in section III deals with the same geometry as the LARA test rig. Numerical and experimental results are compared in Mendez *et al.*³⁰ Then, in section IV, a model for discrete effusion through a plate is implemented in our CFD code. The validation case is also the LARA experiment. One operating point has been considered: the pressure drop across the plate is $\Delta P = 42$ Pa. The Reynolds number for the primary ‘hot’ flow (based on the duct centerline velocity U_1 and the half height of the rectangular duct $h/2$) is $Re_1 = 17750$, while it is $Re_2 = 8900$ for the secondary ‘cold’ flow. The characteristics are given upstream of the perforated zone, where the flow is fully-developed. The Reynolds number in the hole, based on the momentum in the jet core at the hole exit and the hole diameter is $Re_h = 2600$. The ninth row has been

chosen to compare with numerical results because it is the location where measurements are most numerous. Further details about this experiment can be found in studies by Miron.^{18,39}

III. Construction of a model for effusion cooling from LES results

To perform fast-running simulations of their combustion chambers in presence of effusion cooling, manufacturers need a model that reproduces the main effects of effusion on the main flow. This model must meet several criteria:

- It has to provide information for both sides of the plate. Indeed, the current tendency is to include the casing when computing the flow in a combustion chamber; thus both the casing side (suction of cooling air) and the combustion chamber side (injection of this cooling air) must be modeled,
- As the objective is to use coarse grids to have fast-running simulations, the flow near the wall would not be resolved: effusion through small holes ($d \approx 0.5 \text{ mm}$) imposes characteristic length scales that cannot be solved over coarse meshes. As a consequence, an appropriate model must represent the multi-perforated plate as a homogeneous boundary, without distinction between perforations and solid parts of the wall any more,
- The model has to be local. Global parameters, such as the number of upstream rows, are often used for models related to effusion cooling (see for example Mayle and Camarata⁴⁰ for a model of the adiabatic effectiveness of the cooling). However, in a combustion chamber, the row number cannot always be defined, and the notion of upstream direction is a loopy concept for 3-D flows multiple inlets/outlets. To overcome this problem, it has been decided to look for a local model, that only depends on the flow conditions in the neighborhood of each point where the model is needed.

To satisfy these criteria, the objective is to build a uniform model that only has local information as input data, and that reproduces correctly the fluxes at both sides of the perforated wall: this is inspired by what is done for wall-function boundary conditions for impermeable walls, where the wall friction and the wall heat flux are assessed in order to reproduce the macroscopic effect that the wall has on the main flow. The following sub-section aims at describing the reference simulations and their post-treatment in order to construct such a model.

A. Analysis of the small-scale reference LES results

Small-scale simulations were performed in order to learn more about the fine structure of the flow around and inside a perforated plate in an isothermal configuration corresponding to the LARA experiment. A complete description of the methodology can be found in Mendez *et al.*³⁰ In FCFC experiments, the flow is known to be different depending on the number of rows of perforations considered. This is very difficult to handle from a modeling point of view. Furthermore, as already said, this dependence on the row number is not obvious to transpose in full burners. It has been decided to deal with this difficulty by considering the case where the perforated plate is infinite. The computational domain can then be reduced to a small box containing only one perforation, using periodic boundary conditions in order to reproduce the periodicity of the staggered pattern (see Fig. 3). This is also consistent with the construction of a local model.

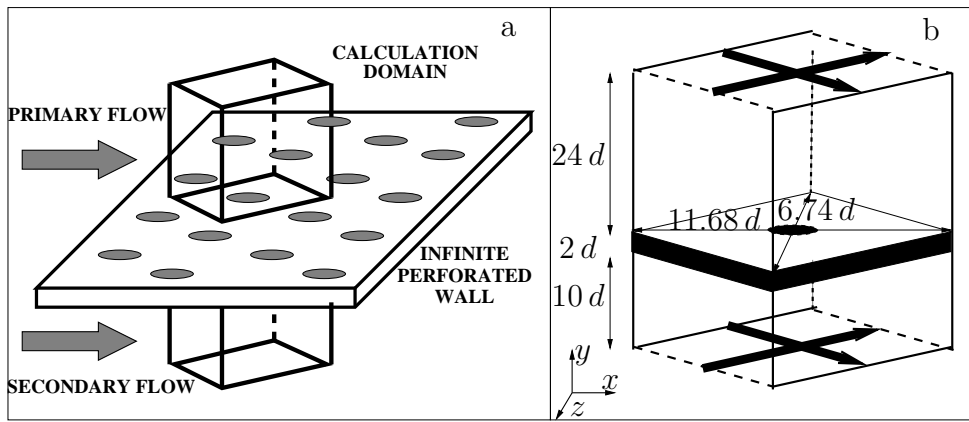


Figure 3. From the infinite plate to the ‘bi-periodic’ calculation domain. (a): Geometry of the infinite perforated wall. (b): Calculation domain centered on a perforation; the bold arrows correspond to the periodic directions. The dimensions of the computational domain are provided.

The calculation grid contains 1,500,000 tetrahedral cells: fifteen points describe the diameter of the hole and on the average the first off-wall point is located 5 wall units apart from the wall. Typically the cells along the wall to be cooled and in the hole are sized to a height of 0.3 mm (recall that the aperture diameter is 5 mm).

As natural mechanisms that normally drive the flow in a non-periodic domain are absent in such a configuration, an appropriate method has to be set up to generate and sustain the flow: the main tangential flow at both sides of the plate is enforced by a constant source term added to the momentum equation, as is usually done in channel flow simulations. The effusion flow through the hole is sustained by imposing a uniform vertical mass flow rate at the bottom boundary of the domain. The source terms and the uniform vertical mass flow rate were tuned in order to reproduce the operating conditions given in section IIB. A

pressure drop of 41 Pa is effectively imposed in the simulation. The resulting bulk velocity in the hole is $V_j \approx 5.67 \text{ m s}^{-1}$ and the mass flow rate through the hole is $q = 0.126 \text{ g s}^{-1}$. Note that the mass density in the hole is approximately $\rho_j \approx 1.13 \text{ kg m}^{-3}$. These values of mass density and velocity, ρ_j and V_j , are used as reference for non-dimensional quantities.

The simulations in such a periodic configuration have proved to provide results that reproduce very well the global structure of the flow observed in the LARA experiment and comparisons with experimental profiles at row 9 show good agreement.³⁰ The numerical fields have been averaged over 20 flow through times (FTT). This time-averaged solution of the flow is analyzed here in terms of modeling. Time-averaged quantities are denoted by the $\bar{\cdot}$ operator.

The model has to reproduce correctly the momentum and energy fluxes at the perforated plate (injection and suction sides), at a given mass flow rate and a given geometry. Indeed, the mass flow rate through the plate is supposed to be known: whether it is imposed by the user, or it can be calculated thanks to a relation between the pressure drop and the mass flow rate thanks to a discharge coefficient, in cases where both sides of the plate are computed. The analysis of small-scale data can support the modeling effort by answering to two main questions:

- Among the terms contributing to the wall fluxes, which are the dominant ones?
- The mass flow rate being known, is it possible to model the dominant fluxes?

Note that because the flow computed is isothermal, only information about the momentum fluxes at the perforated plate are relevant. Momentum fluxes are calculated over two planes located just above (for the injection side) and just below (for the suction side) the perforated plate (see Fig. 4). The perforated plate is considered as a boundary condition made of two parts: the hole surface and the solid surface. The normal to the total surface, taken in the outward direction from the fluid point of view, is noted \vec{n} .

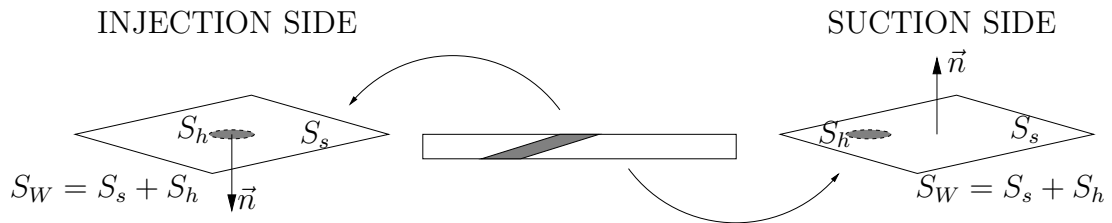


Figure 4. Schematic of the planes where the fluxes are assessed.

From the momentum conservation equation, both the viscous (τ_{ik} , $k = 1, 2, 3$) and the inviscid ($P\delta_{ik} + \rho V_i V_k$, $k = 1, 2, 3$) terms contribute to the flux associated to the momentum

in the x_i direction. Furthermore, both the solid part (S_s) and the aperture (S_h) of the multi-perforated plate contribute to the global flux over the $x-z$ planes represented in Fig. 4. The expressions of the different contributions are summarized in Table 1. In the configuration considered, the normal to the homogeneous boundary is along the y -direction: $\vec{n} = -\vec{e}_y$ or $n_2 = -1$ for the injection wall and $\vec{n} = \vec{e}_y$ or $n_2 = 1$ for the suction wall. S_s and S_h stand for the solid wall and aperture surfaces respectively (see Fig. 4).

	solid wall		hole	
	viscous	non-viscous	viscous	non-viscous
$\overline{\rho V}$	$\int_{S_s} \overline{\tau_{22}} n_2 dx dz$	$\int_{S_s} (-\overline{P}) n_2 dx dz$	$\int_{S_h} \overline{\tau_{22}} n_2 dx dz$	$\int_{S_h} (-\overline{P} - \overline{\rho V^2}) n_2 dx dz$
$\overline{\rho V_{t_i}}$	$\int_{S_s} \overline{\tau_{i2}} n_2 dx dz$	0	$\int_{S_h} \overline{\tau_{i2}} n_2 dx dz$	$\int_{S_h} (-\overline{\rho V V_{t_i}}) n_2 dx dz$

Table 1. Contributions to the momentum fluxes over a $x-z$ plane just above (injection side $n_2 = -1$) or just below (suction side $n_2 = +1$) the perforated plate. V_{t_i} is U or W ($i = 1$ or 3).

Small-scale computations allow to assess the different terms of the momentum fluxes on the suction and injection wall planes. Integrations over the solid wall (S_s) and the hole surface (S_h) are performed and the results are reported in Tables 2 and 3 for the streamwise and vertical momentum respectively. Viscous fluxes have not been reported in Table 3 (vertical momentum), as they are negligible compared to inviscid contributions.

Region	total plate	hole		solid wall
Expression	$\int_{S_W} (-\overline{\rho UV} + \overline{\tau_{12}}) n_2 dx dz$	$\int_{S_h} -\overline{\rho UV} n_2 dx dz$	$\int_{S_h} \overline{\tau_{12}} n_2 dx dz$	$\int_{S_s} \overline{\tau_{12}} n_2 dx dz$
Injection	8.0×10^{-1}	111.5	-0.1	-11.4
Suction	-3.11×10^{-1}	90.4	-0.1	9.7

Table 2. Wall fluxes for the streamwise momentum: First column: expression and values of the total flux (in $\rho_j V_j^2 d^2$) on both sides of the plate (total surface S_W). Columns 2–4: relative contributions (in %) of the terms involved in the wall fluxes.

Streamwise momentum ρU : the non-viscous streamwise momentum flux is the main term for both the suction and the injection sides of the perforated plate. The viscous term over the hole surface is very small. The wall friction over the solid wall is approximately 10 times smaller than the non-viscous aperture term for the operating point considered. This means that one can only focus on the inviscid part of the flux when developing a (rough) model for effusion. In other words, assuming that the turbulent transfers scale as the wall friction, turbulence is not a first-order issue when dealing with discrete effusion, which is of course significantly different from the classical case of an attached boundary layer over a solid plate.

Vertical momentum ρV : the flux of normal momentum involves a pressure term that is clearly dominant. The velocity term in the hole is small compared to the pressure term. The

Region	total plate	hole	solid wall
Expression	$\int_{S_W} (-\bar{P} - \overline{\rho V^2} + \overline{\tau_{22}}) n_2 dx dz$	$\int_{S_h} -(\bar{P} + \overline{\rho V^2}) n_2 dx dz$	$\int_{S_s} -\bar{P} n_2 dx dz$
Injection	3.64×10^3	4	96
Suction	-3.69×10^3	4	96

Table 3. Wall fluxes for the vertical momentum: First column: expression and values of the total flux (in $\rho_j V_j^2 d^2$) on both sides of the plate (total surface S_W). Columns 2–5: relative contributions (in %) of the terms involved in the wall fluxes.

repartition between hole and solid surface fluxes is completely related to the porosity of the plate $\sigma = 0.04$: pressure is almost constant over the whole wall.

Note that owing to the symmetry of the problem, the spanwise momentum flux should be zero. In the computation, it is not perfectly so but for injection the spanwise momentum flux is approximately 50 times smaller than the streamwise momentum flux. This ratio is even smaller for the suction side.

An appropriate model has thus to reproduce the two main effects of the flow around a perforated plate: the non-viscous streamwise momentum flux due to injection and the non-viscous vertical momentum flux that can be reduced to a pressure effect. All the other terms are negligible, at least in a first modeling effort. As it is usual in wall bounded flows, we will consider that the outer pressure is a good measure of the pressure in the vicinity of the wall. This is verified in the small-scale LES results. Thus, the pressure term can be easily related to the pressure values obtained in the calculation. Hence, the main modeling effort consists in obtaining a good estimation of the non-viscous streamwise momentum flux in the hole. We are going to present the models in terms of equivalent boundary condition, answering the following question: what is the equivalent injection/suction over the whole plate surface that better represents the real injection/suction of fluid through cooling holes.

Before constructing homogeneous models over the whole surface, an intermediate model that takes two different constant velocity values over the hole zone and the solid wall zone is built. The wall-normal vertical velocity to impose is directly related to the mass flow rate. The ratio between the vertical velocity and the streamwise velocity over the hole surface depends on the side of the plate: indeed, the velocity at the hole outlet is strongly orientated by the hole angle; on the contrary, at the hole entrance, the streamwise velocity highly depends on the crossflow velocity. Let U_{c2} be the average streamwise velocity on the suction channel. We assume the streamwise The intermediate model we propose reads:

Injection side:

$$V = V_{jet}^{inj} = \frac{q}{S_h \rho_{inj}} \quad \text{over } S_h \quad \text{and} \quad V = 0 \quad \text{over } S_s, \quad (1)$$

$$U = U_{jet}^{inj} = V_{jet}^{inj} \cotan(\alpha) \quad \text{over } S_h \quad \text{and } U = 0 \quad \text{over } S_s. \quad (2)$$

Suction side:

$$V = V_{jet}^{suc} = \frac{q}{S_h \rho_{suc}} \quad \text{over } S_h \quad \text{and } V = 0 \quad \text{over } S_s, \quad (3)$$

$$U = U_{jet}^{suc} = U_{c2} \quad \text{over } S_h \quad \text{and } U = 0 \quad \text{over } S_s. \quad (4)$$

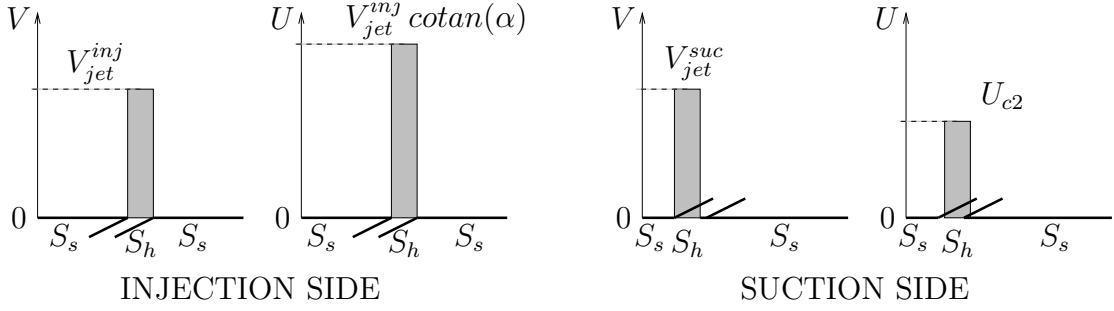


Figure 5. Representation of the intermediate model described by Eq. 1 to 4.

ρ_{inj} and ρ_{suc} are the surface-averaged mass density at the hole outlet/inlet. Eq. 4 can be rewritten as $U = U_{jet}^{suc} = V_{jet}^{suc} \cotan(\beta)$, where (β) is the angle formed by e_x and the vector $(U_{c2}; V_{jet}^{suc})$.

Indeed, from Eq. 1 to 4, the inviscid flux of streamwise momentum can be assessed and compared to the numerical results obtained in the reference simulations. The inviscid flux of streamwise momentum at the injection side is $\rho_{inj} \frac{V_j^2}{4 \tan(\alpha)} \frac{\Pi d^2}{4 \sin(\alpha)}$ (recall that $V_{jet}^{inj} = V_j/2$), which gives an adimensional value of $\frac{\Pi \cos(\alpha)}{16 \sin^2(\alpha)} = 0.68$. This value of 0.68 must be compared to the value of 0.89 (111.5% of 0.8, see table 2) in the reference simulation.

The inviscid flux of streamwise momentum at the suction side is $-\rho_{suc} V_{jet}^{suc} U_{c2} \frac{\Pi d^2}{4 \sin(\alpha)}$, which gives an adimensional value of $-\frac{\Pi U_{c2}}{8 V_j \sin(\alpha)} = -0.305$. This must be compared to the value of -0.28 (90.4% of 0.31, see table 2) in the reference simulation.

From the analysis of the reference numerical database,³⁰ it appears that the errors of this crude model have two main sources:

- the flat profile assumption, viz. the approximation of the flow in the hole by constant values of velocity. Implicitly, it has been considered that:

$$\frac{1}{S} \int_S \overline{\rho UV} ds = \left(\frac{1}{S} \int_S \overline{\rho} ds \right) \left(\frac{1}{S} \int_S \overline{U} ds \right) \left(\frac{1}{S} \int_S \overline{V} ds \right). \quad (5)$$

This equality is almost verified at the suction side (1.5% error) but not at the injection side. At the injection side, using the hypothesis of Eq. 5 leads to an error of 15% on the estimation of the inviscid streamwise momentum flux through the hole outlet.

- the estimation of the tangential velocity (here the streamwise velocity): the assumption that the geometrical angle (α) is also relevant to the velocity vector at the injection side is not perfectly true. Assuming that $U_{jet}^{inj} = V_{jet}^{inj} \cotan(\alpha)$ (Eq. 2) introduces an error of 10% on the estimation of the streamwise velocity at the jet outlet: the jet angle in the reference simulation is 62° instead of 60° for the hole angle. On the suction side, assuming that $U_{jet}^{suc} = U_{c2}$ leads to an error of approximately 10%

Eventually, the model described by Eq. 1 to 4 assesses the inviscid streamwise momentum flux with an error of 9% on the suction side and 24% on the injection side. This last error is not small but is considered to be acceptable, given the simplicity of the model.

The aim is now to design a uniform condition that applies over the entire surface of the plate and that has the same characteristics in terms of resulting momentum fluxes.

B. Construction of the uniform model for full-scale simulations

A model for effusion cooling has to be provided in order to perform simulations involving a perforated plate without resolving the flow inside and near the plate. The model for FCFC has thus to be homogeneous to be adapted to any grid in the near-wall region: the holes and the solid wall are not distinguished. The mass flow rate is injected through the entire plate: the injection surface is $1/\sigma$ larger in the uniform model. As a consequence the normal injection velocity is multiplied by σ to ensure that the proper mass flow rate crosses the equivalent boundary. The obvious uniform model (named UM1) proposed is (see Fig. 6):

Injection side:

$$V = V_W^{inj} = \sigma V_{jet}^{inj} = \frac{q}{S_h \rho_{inj}} \sigma \quad \text{over} \quad S_W, \quad (6)$$

$$U = U_W^{inj} = V_W^{inj} \cotan(\alpha) \quad \text{over} \quad S_W. \quad (7)$$

Suction side:

$$V = V_W^{suc} = \sigma V_{jet}^{suc} = \frac{q}{S_h \rho_{suc}} \sigma \quad \text{over} \quad S_W, \quad (8)$$

$$U = U_W^{suc} = V_W^{suc} \cotan(\beta) \quad \text{over} \quad S_W. \quad (9)$$

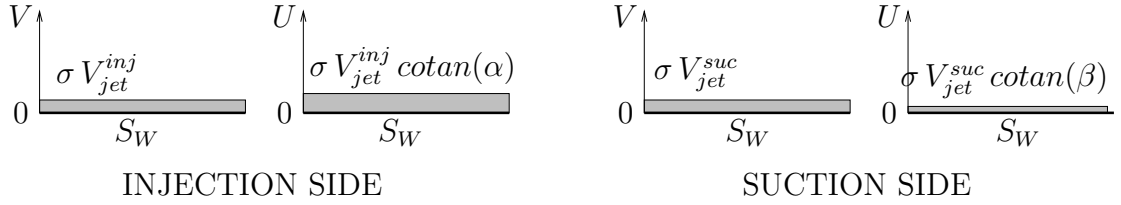


Figure 6. Representation of the uniform model described by Eq. 6 to 9: UM1.

In this model, the velocity averaged over the total surface are the same as in the intermediate model (Eq. 1 to 4). The above expressions lead to the following approximations for the inviscid fluxes of streamwise momentum: $\frac{\Pi \cos(\alpha)}{16 \sin^2(\alpha)} \sigma$ for the injection side and $-\frac{\Pi U_{c2}}{8 V_j \sin(\alpha)} \sigma$ for the suction side, viz. σ times the flux corresponding to the flat profiles discussed in the previous sub-section. Thus, modeling the discrete effusion with a uniform injection imposing the proper mass flow rate and injection/suction angles is not appropriate to reproduce the fluxes at the perforated wall. As we will see in section IV, this model not allow to reproduce the correct effect of effusion cooling in the main flow.

In order to retrieve the same streamwise momentum flux as the inhomogeneous model of section IIIA, another uniform condition (UM2) with modified injection (resp. suction) angle α' (resp. β') is proposed (see Fig. 7):

Injection side:

$$V = V_W^{inj} = \sigma V_{jet}^{inj} = \frac{q}{S_h \rho_{inj}} \sigma \quad \text{over} \quad S_W, \quad (10)$$

$$U = U_W^{inj} = V \cotan(\alpha') \quad \text{over} \quad S_W. \quad (11)$$

Suction side:

$$V = \frac{q}{S_h \rho_{suc}} \sigma \quad \text{over} \quad S_W, \quad (12)$$

$$U = V \cotan(\beta') \quad \text{over} \quad S_W. \quad (13)$$

These angles are directly related to (α) and (β) through: $\tan(\alpha') = \tan(\alpha)\sigma$ and $\tan(\beta') = \tan(\beta)\sigma$. This uniform injection/suction model UM2 injects the same mass flow rate as the model of Eq. 1 to 4 but the angle of injection is modified to ensure proper streamwise momentum flux through the plate. Note also that UM2 does not allow reproducing the vertical momentum flux corresponding to Eq. 1 to 4. However, as the vertical momentum flux is dominated by a pressure term that does not change in both models, the difference is

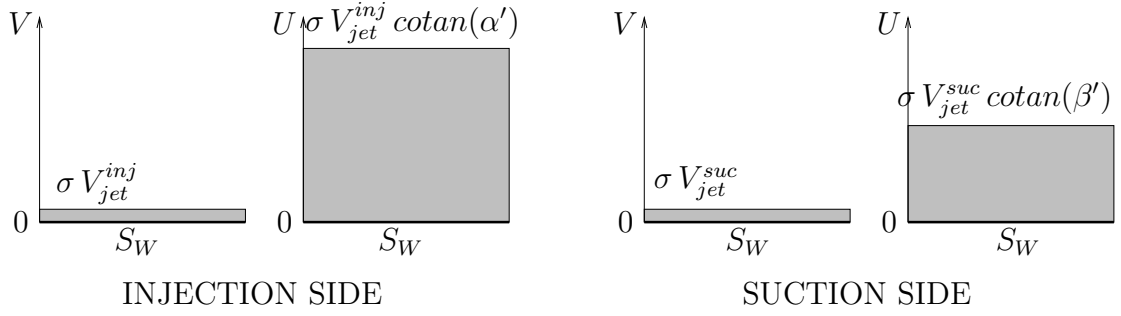


Figure 7. Representation of the uniform model described by Eq. 10 to 13: UM2.

negligible between the intermediate model and the UM2 model.

C. Implementation of the LES models

The models proposed in section III.B, UM1 and UM2, are implemented in the AVBP code (section IIA).

To make the coupling easier, one assumes that the surface meshes on the injection and the suction sides coincide (see Fig.8). To determine the operating conditions at a liner point, only the values at this node and at the corresponding node on the other side of the plate (same streamwise and spanwise coordinates on the other side) are used. At each iteration, the mass flow rate per surface unit through the plate, φ , is computed from the pressure drop across the liner, assessed as the difference between the nodal pressures P_{inj} and P_{suc} (see Fig.8). For doing so, φ is related to the micro-jets velocity V_j , viz. $\varphi = \rho V_j \sin(\alpha) \sigma$. Introducing the discharge coefficient C_D to express V_j as a function of $\Delta P = P_{suc} - P_{inj}$, viz. $\frac{1}{2} \rho V^2 = C_D^2 \Delta P$, the mass flow rate per unit wall surface is then $\varphi = \sin(\alpha) \sigma \sqrt{2 \rho_{suc} C_D^2 \Delta P}$. Note that in this latter relation, the density is assessed at the suction side, viz. $\rho = \rho_{suc}$.

Once φ is known, the following quantities are imposed:

- at the suction side: the only variable imposed is the normal velocity, computed as $V_W^{suc} = \frac{\varphi}{\rho_{suc}}$. As only one quantity can be imposed for an outlet boundary condition, both uniform models are implemented with the same boundary conditions for the suction side, corresponding to the UM2 model (Eq. 12 and 13).
- at the injection side: ρ is determined from the temperature T_{suc} (assumed to be also the fluid temperature at the hole outlet) and the pressure P_{inj} . Then the normal velocity is $V_W^{inj} = \frac{\varphi}{\rho_{inj}}$ and the streamwise velocity is set to $U_W^{inj} = V_W^{inj} \cotan(\alpha)$ in UM1 and $U_W^{inj} = V_W^{inj} \cotan(\alpha')$ in UM2.

The number of imposed quantities corresponds to what is usually done for classical inlets/outlets.

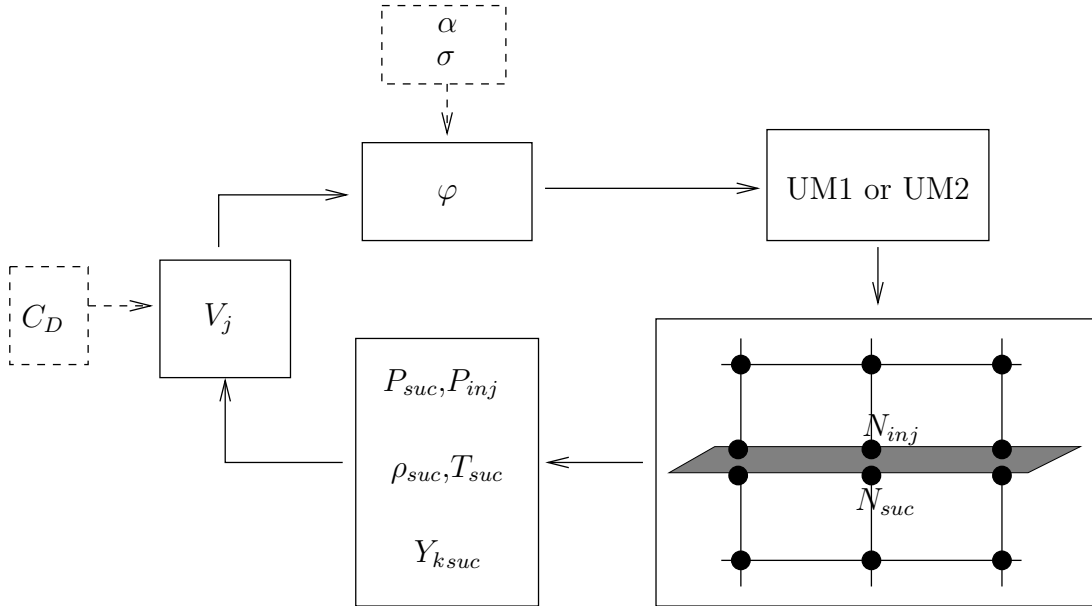


Figure 8. Schematic of the coupling procedure. Dotted lines denote the external input parameters needed by the models: only the geometrical details (porosity and hole angles) and a law for the discharge coefficient C_D have to be provided.

IV. Application of the uniform model in the LARA configuration

The models proposed in section III.B, UM1 and UM2, are implemented in the AVBP code (section IIA) and tested in the case of the LARA experiment. Fig. 9 presents the computational domain of the large-scale large-eddy simulations performed for the *a posteriori* validation. It consists in two channels (height $h = 0.12$ m) separated by a plate that is perforated over a streamwise distance of $2.7h$. It has been decided to locate the inflows $6h$ upstream of the perforated part of the plate. Fluid coming from channel 2 is injected in channel 1 through the multi-perforated plate to mimic the effusion of cooling air into combustion products.

The side walls of the experiment have been replaced by periodic conditions in the spanwise direction z . In the simulation, the perforated part of the wall is replaced by the coupled boundary condition described in section III.C. The grid contains $121 \times 31 \times 31$ hexahedral nodes for channel 1 and $121 \times 21 \times 31$ hexahedral nodes for channel 2. This difference is due to the lower values of Reynolds numbers imposed in channel 2 in the LARA experiment.

In the experiment, far enough from the side walls, the velocity profiles upstream of the perforated zone correspond to fully developed channel flow profiles. In the simulation, imposing the mean streamwise velocity profile at the inlet is not a satisfying approach: the flow needs a too long distance to destabilize and recover the characteristics of a fully turbulent channel. Thus it has been decided to accelerate this transition by using the Random Flow Generation (RFG) algorithm^{41,42} to make the fluid velocity vary in time and space at the

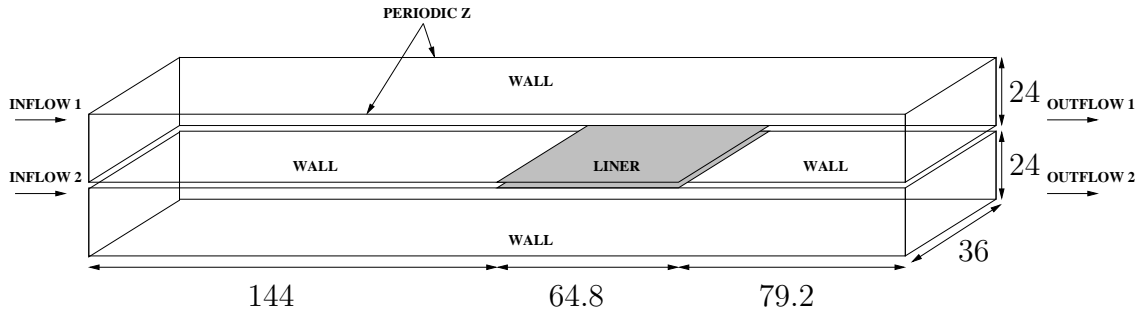


Figure 9. Large-scale computational domain for the *a posteriori* testing of the liner model. Dimensions are specified in hole diameters.

inlets. This method reproduces the effect of an incoming turbulent field thanks to the superposition of harmonic functions (100 modes projected along the three directions) with characteristic length-scales directly related to the geometry and the grid. This method has already been successfully employed in various simulations with AVBP.^{34,43}

Ideally the fluctuating velocity profiles and the cross-correlation $u_i u_j$ imposed at the simulation inlets should be the values measured in the experiment. However, in the LARA experiment, only a two-component laser-doppler anemometry system has been used: the data involving the spanwise component W is unknown. To overcome this problem, it has been decided to generate the characteristics of the inflow numerically. A periodic channel flow simulation with wall function boundary conditions is performed. The wall function boundary conditions have been developed in Schmitt *et al.*³³ in AVBP and validated in the case of a periodic channel flow; they used a logarithmic law to predict friction at the wall from the first off-wall point. Two periodic simulations have been performed to generate the statistics needed for the inflows of the top and bottom channels of the computational domain (Fig. 9). The dimensions of the calculation domains in the periodic simulations in millimeters are $(3h, h, 2h)$. Statistics (mean and fluctuating velocities, Reynolds stresses) are obtained from the averaging of eleven independent solutions. For consistency reasons, periodic simulations are performed with exactly the same parameters as the large-scale computation: the numerical parameters, grid spacing, spatial/temporal schemes, sub-grid scale model and wall function are identical.

The NSCBC method⁴⁴ is used for the inflow and outflow boundary conditions in the domain. The pressure at the outflows is imposed, with a pressure at outlet 2 (Fig. 9) superior to the one imposed at outflow 1 to ensure the injection of fluid from channel 2 to channel 1. The wall-function boundary conditions³³ are used for the solid walls in the large-scale computation, the first off-wall point being located approximately at $y^+ = 45$.

Computations have been run over 16 flow through times (FTT): the flow through time is based on the length of the channels and the crossflow velocity in channel 1, U_1 . Time averages are accumulated over 8 FTT. Fig 10 and 11 present the time-averaged streamwise

velocity field over the cutting plane $z = 0$. As the treatment is identical for both models on the suction side, the main differences are observed in channel 1 (injection side). Both models do not influence the flow upstream of the perforated region ($x < 144 d$). In Fig. 10, the consequence of imposing a small streamwise momentum is observed, for $x > 120 d$: using UM1 induces a region of very low velocity near the perforated plate. This has a huge blocking effect on the main flow in channel 1: the passage area is reduced and the flow highly accelerates. These effects are completely artificial and do not reproduce the reality of an effusion cooling configuration.^{16–18,39}

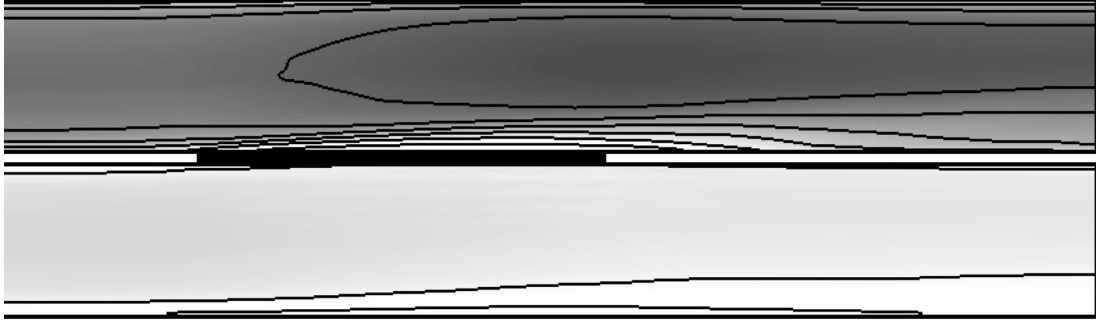


Figure 10. Field and isolines of time-averaged streamwise velocity over the cutting plane $z = 0$ using model UM1. Scale is from $0.25 V_j$ (white) to $0.9 V_j$ (dark grey). Isolines are from 0 to V_j . The spacing between two isolines is $\delta = 0.143 V_j$. Zoom on the section between $120 d < x < 288 d$.



Figure 11. Field and isolines of time-averaged streamwise velocity over the cutting plane $z = 0$ using model UM2. Scale is the same as for Fig. 10. Zoom on the section between $120 d < x < 288 d$.

Figure 11 shows a completely different behavior in channel 1. When reaching the perforated zone, the flow is modified in several ways: on the injection side, the flow is accelerated near the perforated plate due to positive streamwise momentum flux (1). Aft of the perforated region (2), the flow is accelerated in the center of channel 1. On the suction side, the flow is aspirated towards the plate, leading to higher streamwise velocity near the perforated plate (3). The effect of aspiration can also be seen near the bottom wall, where the velocity decreases (4).

The time-averaged vertical velocity (see Fig 12) is only disturbed near the perforated

part of the plate. Downstream of this region, it recovers very small values. As expected, near the perforated plate the values of velocity are approximately $0.5 \sigma V_j$, corresponding to the bulk vertical velocity.

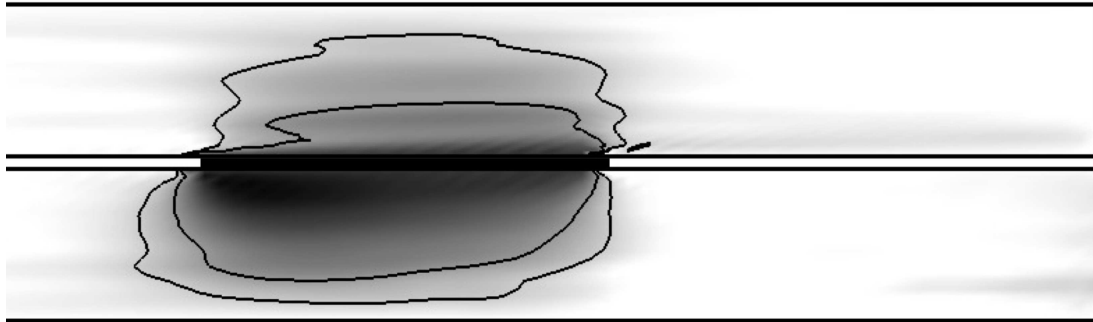


Figure 12. Field and isolines of time-averaged vertical velocity field over the cutting plane $z = 0$ using model UM2. Scale is from 0 (white) to $0.025 V_j$ (black). Two isolines are represented, at $0.005 V_j$ and $0.01 V_j$. Zoom on the section between $120 d < x < 288 d$.

In order to obtain a quantitative assessment of the models, all the experimental profiles available for row 9 of the LARA experiment have been averaged for comparison with the numerical results. Eight experimental profiles are available at row 9, their locations being displayed by crosses in Fig. 13.

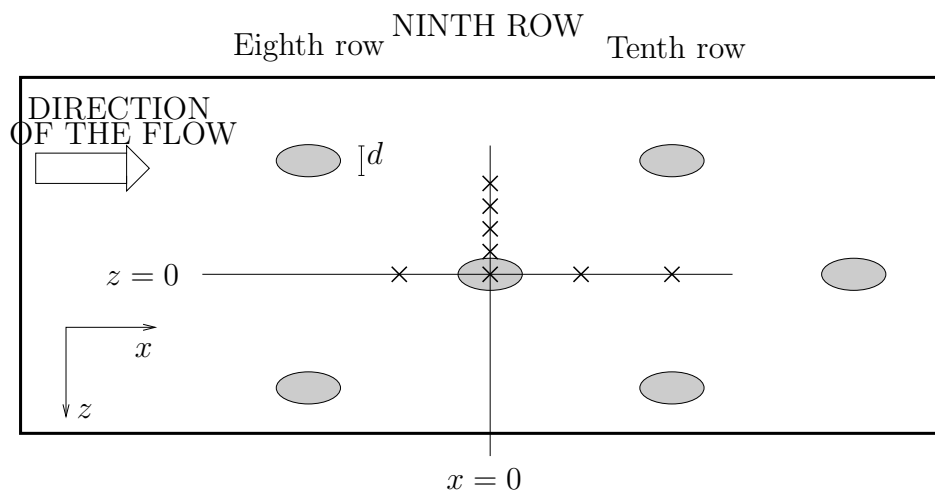


Figure 13. Zoom on the ninth row of the experimental test rig. The locations of the profiles measured in the experiment are represented by crosses.

Experimental spatial-averaged profiles are calculated from these eight profiles. The four profiles located at $z = 0$ are averaged together, then this profile is averaged with the other ones at $z \neq 0$. In other words, the eight experimental profiles are summed with a weight of 0.05 for the ones located at $z = 0$ and 0.2 for the remaining ones ($z \neq 0$). Of course, the resulting profile is only an approximation of the surface-averaged profile, used thereafter for comparison with numerical results. This comparison is shown in Fig. 14, from the wall

to the center of channel 1 ($0 < y < 12d$). Numerical profiles are taken at $z = 0$ and at $x = 190.72d$ ($46.72d$ from the beginning of the perforated zone): this corresponds to the distance between the holes of row 1 and row 9.

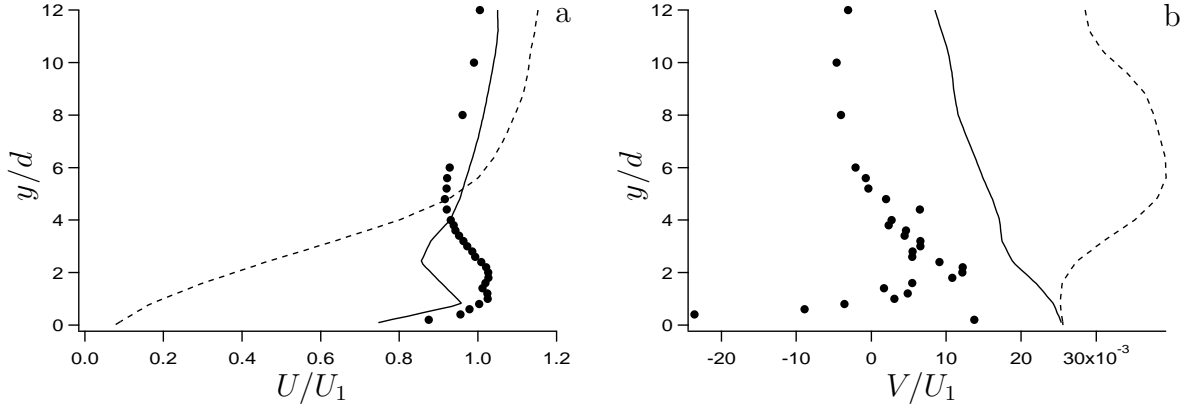


Figure 14. Evaluation of models UM1 (----) and UM2 (———). Numerical time-averaged velocity profiles at $x = 190.72d$ and $z = 0$ are compared to time- and spatial-averaged experimental data (•) at row 9. (a): streamwise velocity, (b): normal velocity.

Streamwise velocity profiles are displayed in Fig. 14a. The experimental profile can be separated into two distinct regions: above $y = 5d$, the velocity is not affected by effusion. On the contrary, near the plate, the profile is highly modified by effusion and shows a strong acceleration. From Fig. 14a, the model UM2 is more appropriate than UM1. The wall velocity for the UM1 profile is very small and does not correspond at all with the experimental value. Moreover, this low-velocity condition has a blocking effect on the main flow: the passage area is reduced and the main flow accelerates above this region. On the contrary, the use of UM2 allows to obtain reasonable results: differences between experimental and numerical values using UM2 are of order of 10%. Two types of discrepancies are observed: near the wall, the injected streamwise momentum flux seems too low to reach the experimental results. This is coherent with the observations of section III: the assumptions of model UM2 lead to an under-estimation of the injected non-viscous streamwise momentum flux. Further from the wall, the flow slightly accelerates.

Fig. 14b displays the vertical velocity profiles. It is much more difficult to conclude on this figure. Eight profiles are insufficient to obtain a satisfying of the spatially-averaged vertical velocity: numerical simulations inject the good mass flow rate through the plate (the discharge coefficient is known from the small-scale LES) so at least the values near the perforated wall should be close to the ones obtained in the simulations.

These calculations have shown the ability of model UM2 to reproduce a structure of the flow that presents satisfying results by comparison with the LARA experimental database. As could be guessed after the flux analysis in section III, the model UM1 injects a very small

streamwise momentum flux. As a consequence, the resulting flow is completely different from the one observed experimentally. Differences between experimental and numerical results are observed near the perforated plate, due to an under-estimation of the streamwise momentum flux. Computations also confirm that the objective of a uniform model for effusion cooling is to be representative of the fluxes at the perforated wall. Note also that for a better validation of the model, detailed experimental data are needed, ideally providing spatially-averaged velocity profiles.

V. Conclusion

In this paper, an adiabatic model to account for multi-perforated liners in combustion chamber flow simulations is described. It is separated into a suction model and an injection model to account for the effect of effusion at both sides of the plate. The modeling respects two important constraints: it is local and homogeneous. By local we mean that the effect of effusion through the perforated plate is assessed only from local quantities, without any reference to global parameters such as the distance to the beginning of the perforated zone for example. It is homogeneous because it does not impose any constraint in terms of grid size at the wall: the perforated plate is replaced by a homogeneous boundary condition on which the model is applied.

Mendez *et al.*³⁰ have performed wall-resolved Large-Eddy Simulations of the flow around a multi-perforated plate in an isothermal case. The analysis of these results show that if the mass flow rate through the plate is known, the difficult task is to assess the streamwise momentum flux. It is also shown that the main contribution to the streamwise momentum flux is due to the inviscid injection of fluid through the hole: wall friction over the solid wall is approximately ten times smaller. This paper presents a way to reproduce the inviscid part of the streamwise momentum flux at the perforated wall.

The model is built in two steps. First, the velocity fields at the hole inlet/outlet are approximated by constant values. Then, two homogeneous models are constructed from these approximated fields, conserving either the spatially-averaged velocities (UM1) or fluxes at the wall (UM2). Both models are implemented in an LES code. They are tested by reproducing the experimental configuration of two channel flows separated by a plate including a perforated region. The experimental perforated zone is replaced by the numerical homogeneous model. Both sides of the plate are coupled: the mass flow rate is not imposed but calculated locally from local conditions at both sides of the plate and from the perforated plate geometry. Results from simulations are compared with spatially-averaged experimental data. We show that the model built to reproduce the wall fluxes (UM2) is the best one. UM1 imposes a very low streamwise velocity at the wall, which is not observed in experiments. On

the contrary, the global behavior of the flow seems to be correctly reproduced using model UM2. Moreover, reasonable agreement with experimental data is obtained on streamwise velocity profile in the perforated zone. However, the velocity is slightly under-estimated near the wall, which is consistent with the comparison of the model with the reference small-scale wall-resolved LES data. Despite this under-estimation, the model UM2 is considered to be correct enough to be used in full combustion chamber flow computations. The model can be used in the presented form in non-isothermal computations: in this case, the wall is implicitly assumed to be adiabatic.

Detailed information of the flow around multi-perforated plated is crucial not only to determine which physical characteristics have to be modeled but also to evaluate the exactness of the modeling assumptions. The comparison with the reference small-scale wall-resolved LES data indicates that improvements to the UM2 model can be obtained by refining the modeling of the time- and spatial-averaged streamwise velocity at the hole inlet/outlet and by being able to evaluate the shape of the time-averaged velocity field at the hole inlet/outlet.

Acknowledgments

The authors are grateful to the European Community for funding this work under the project INTELLECT-DM (Contract No. FP6 - AST3 - CT - 2003 - 502961), and to the CINES (Centre Informatique National pour l'Enseignement Supérieur) and the BSC (Barcelona Supercomputing Center) for the access to supercomputer facilities. The authors would also like to thank Turbomeca and Petre Miron for the access to the LARA experimental database.

References

- ¹Lefebvre, A. H., *Gas Turbines Combustion*, Taylor & Francis, 1999.
- ²Simpson, R. L., "Characteristics of turbulent boundary layers at low Reynolds numbers with and without transpiration," *J. Fluid Mech.*, Vol. 42, No. 4, 1970, pp. 769–802.
- ³Piomelli, U., Ferziger, J. H., Moin, P., and Kim, J., "New approximate boundary conditions for large eddy simulations of wall-bounded flows," *Phys. Fluids A*, Vol. 1, No. 6, 1989, pp. 1061–68.
- ⁴MacManus, D. G. and Eaton, J. A., "Flow physics of discrete boundary layer suction - measurements and predictions," *J. Fluid Mech.*, Vol. 417, 2000, pp. 47–75.
- ⁵Peterson, S. D. and Plesniak, M. W., "Evolution of jets emanating from short holes into crossflow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 503, 2004, pp. 57–91.
- ⁶Peet, Y. V., *Film cooling from inclined cylindrical holes using Large-Eddy Simulations*, Ph.D. thesis, Stanford University, 2006.
- ⁷Margason, R. J., "Fifty years of jet in crossflow research," *Computational and Experimental Assessment of Jets in Crossflow*, edited by U. Winchester, Vol. AGARD-CP-534, 1993, pp. 1–41.

- ⁸Fric, T. and Roshko, A., “Vortical structure in the wake of a transverse jet,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 279, 1994, pp. 1–47.
- ⁹Smith, S. H. and Mungal, M. G., “Mixing, structure and scaling of the jet in crossflow,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 357, 1998, pp. 83–122.
- ¹⁰Cortelezzi, L. and Karagozian, A. R., “On the formation of the counter-rotating vortex pair in transverse jets,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 446, 2001, pp. 347–373.
- ¹¹Muppidi, S. and Mahesh, K., “Direct Numerical Simulation of round turbulent jets in crossflow,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 574, 2007, pp. 59–84.
- ¹²Bergeles, G., Gosman, A. D., and Launder, B. E., “The Near-Field Character of a Jet Discharged Normal to a Main Stream,” *J. of Heat Transfer*, 1976, pp. 373–378.
- ¹³Bergeles, G., Gosman, A. D., and Launder, B. E., “Near-Field Character of a Jet Discharged through a Wall at 30 deg to a Mainstream,” *AIAA J.*, Vol. 15, No. 4, 1977, pp. 499–504.
- ¹⁴Iourokina, I. V. and Lele, S. K., “Large Eddy Simulation of Film-Cooling Above the Flat Surface with a Large Plenum and Short Exit Holes,” *44th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2006.
- ¹⁵Walters, D. and Leylek, J., “A Detailed Analysis of Film-Cooling Physics: Part 1- Streamwise Injection With Cylindrical Holes,” *ASME J. Turbomach.*, Vol. 122, 2000, pp. 102–112.
- ¹⁶Yavuzkurt, S., Moffat, R. J., and Kays, W. M., “Full coverage film cooling. Part 1. Three-dimensional measurements of turbulence structure,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 101, 1980, pp. 129–158.
- ¹⁷Gustafsson, K. M. B., *Experimental Studies of Effusion Cooling*, Ph.D. thesis, Chalmers University of Technology. Göteborg, 2001.
- ¹⁸Miron, P., *Étude expérimentale des lois de parois et du film de refroidissement produit par une zone multiperforée sur une paroi plane.*, Ph.D. thesis, Université de Pau et des Pays de l’Adour, 2005.
- ¹⁹Metzger, D. E., Takeuchi, D. I., and Kuenstler, P. A., “Effectiveness and heat transfer with full-coverage film-cooling,” *ASME paper*, 1973.
- ²⁰Crawford, M. E., Kays, W. M., and Moffat, R. J., “Full-coverage film cooling. Part I : Comparison of Heat Transfer Data for Three Injection Angles,” *J. of Engineering for Power*, Vol. 102, 1980, pp. 1000–1005.
- ²¹Bazdidi-Tehrani, F. and Andrews, G. E., “Full-coverage discrete hole film cooling : investigation of the effect of variable density ratio,” *J. of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 116, 1994, pp. 587–596.
- ²²Rouvreau, S., *Étude expérimentale de la structure moyenne et instantanée d’un film produit par une zone multiperforée sur une paroi plane. Application au refroidissement des chambres de combustion des moteurs aéronautiques*, Ph.D. thesis, E.N.S.M.A. et Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées, 2001.
- ²³Hay, N. and Lampard, D., “Discharge Coefficient of Turbines Cooling Holes,” *ASME J. Turbomach.*, Vol. 120, 1998, pp. 314–319.
- ²⁴Gritsch, M., Schultz, A., and Wittig, S., “Effect of Crossflows on the Discharge Coefficient of Film Cooling Holes With Varying Angles of Inclination and Orientation,” *ASME J. Turbomach.*, Vol. 123, 2001, pp. 781–787.
- ²⁵Papanicolaou, E., Giebert, D., Koch, R., and Schultz, A., “A conservation-based discretization approach for conjugate heat transfer calculations in hot-gas ducting turbomachinery components,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 44, 2001, pp. 3413–3429.
- ²⁶Harrington, M. K., McWaters, M. A., Bogard, D. G., A., L. C., and Thole, K. A., “Full-coverage film cooling with short normal injection holes,” *ASME TURBOEXPO 2001. 2001-GT-0130*, 2001.

- ²⁷Tyagi, M. and Acharya, S., “Large Eddy Simulation of Film Cooling Flow From an Inclined Cylindrical Jet,” *ASME J. Turbomach.*, Vol. 125, 2003, pp. 734–742.
- ²⁸Renze, P., Meinke, M., and Schröder, W., “LES of Turbulent Mixing in Film Cooling Flows,” *Conference on Turbulence and Interactions TI2006, May 29 - June 2, 2006, Porquerolles, France*, 2006.
- ²⁹Muldoon, F. and Acharya, S., “Analysis of k and epsilon Budgets for Film Cooling Using Direct Numerical Simulation,” *AIAA Journal*, Vol. 44, No. 12, 2006, pp. 3010–3021.
- ³⁰Mendez, S., Nicoud, F., and Poinso, T., “Large-Eddy Simulations of a Turbulent Flow around a Multi-Perforated Plate,” *Complex effects in LES*, Vol. 56, 2006, pp. 289–303.
- ³¹Schönfeld, T. and Rudgyard, M., “Steady and unsteady flows simulations using the hybrid flow solver AVBP,” *AIAA J.*, Vol. 37, No. 11, 1999, pp. 1378–1385.
- ³²Moureau, V., Lartigue, G., Sommerer, Y., Angelberger, C., Colin, O., and Poinso, T., “Numerical methods for unsteady compressible multi-component reacting flows on fixed and moving grids,” *J. Comp. Physics*, Vol. 202, No. 2, 2005, pp. 710–736.
- ³³Schmitt, P., Poinso, T., Schuermans, B., and Geigle, K., “Large-eddy simulation and experimental study of heat transfer, nitric oxide emissions and combustion instability in a swirled turbulent high-pressure burner,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 570, 2007, pp. 17–46.
- ³⁴Prière, C., Gicquel, L. Y. M., Kaufmann, A., Krebs, W., and Poinso, T., “LES predictions of mixing enhancement for jets in cross-flows,” *J. of Turbulence*, Vol. 5, 2004, pp. 005.
- ³⁵Prière, C., Gicquel, L. Y. M., Gajan, P., Strzelecki, A., Poinso, T., and Bérat, C., “Experimental and Numerical Studies of Dilution Systems for Low Emission Combustors,” *AIAA J.*, Vol. 43, No. 8, 2005, pp. 1753–1766.
- ³⁶Nicoud, F. and Ducros, F., “Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor,” *Flow, Turbulence and Combustion*, Vol. 62, No. 3, 1999, pp. 183–200.
- ³⁷Colin, O. and Rudgyard, M., “Development of high-order Taylor-Galerkin schemes for unsteady calculations,” *J. Comp. Physics*, Vol. 162, No. 2, 2000, pp. 338–371.
- ³⁸Smagorinsky, J., “General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment,” *Monthly Weather Review*, Vol. 91, 1963, pp. 99–164.
- ³⁹Miron, P., Bérat, C., and Sabelnikov, V., “Effect of blowing rate on the film cooling coverage on a multi-holed plate: application on combustor walls,” *Eighth International Conference on Heat Transfer. Lisbon, Portugal*, 2004.
- ⁴⁰Mayle, R. and Camarata, F., “Multihole cooling effectiveness and heat transfer,” *Journal of Heat Transfer*, Vol. 97, 1975, pp. 534–538.
- ⁴¹Celik, I., Smirnov, A., and Smith, J., “Appropriate initial and boundary conditions for LES of a ship wake,” *Proceedings of the 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference*, Vol. FEDSM99-7851, San Francisco, California, USA, 1999.
- ⁴²Smirnov, A., Shi, S., and Celik, I., “Random Flow Generation Technique for Large Eddy Simulations and Particle-dynamics Modelling,” *J. of Fluids Engineering*, Vol. 123, 2001, pp. 359–371.
- ⁴³Riber, E., García, M., Moureau, V., Pitsch, H., Simonin, O., and Poinso, T., “Evaluation of numerical strategies for LES of two-phase reacting flows,” *Proceedings of the Summer Program*, Center for Turbulence Research, NASA AMES, Stanford University, USA, 2006, pp. 197–211.
- ⁴⁴Poinso, T. and Lele, S. K., “Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows,” *J. Comp. Physics*, Vol. vol.101, No. 1, 1992, pp. 104–129.

Discussion sur la modélisation de la multi-perforation

Cette partie a pour objectif de revenir sur les hypothèses de modélisation effectuées dans l'article en préparation pour l'AIAA Journal afin d'approfondir cette étude. Dans cette discussion, nous utiliserons pour l'évaluation de la qualité du modèle les données présentées dans le chapitre 5 relatives au maillage fin.

Récapitulation des hypothèses de modélisation

La modélisation proposée dans ce chapitre est basée sur l'analyse des données LES. Il s'agit de déterminer les flux pariétaux de part et d'autre de la paroi perforée, en supposant le débit à travers la paroi connu (par exemple à partir du saut de pression, grâce à une loi de débit). Dans le cas isotherme, les flux pariétaux à modéliser sont les flux de quantité de mouvement. L'analyse des résultats (chapitre 5) montre qu'un modèle de multi-perforation doit avant tout reproduire les effets non-visqueux liés à la multi-perforation : il s'agit de prendre en compte correctement le terme de pression sur le flux de quantité de mouvement verticale et le terme convectif sur le flux de quantité de mouvement longitudinale. Une modélisation de ces termes est proposée dans l'article en préparation pour l'AIAA Journal, basée sur les hypothèses suivantes :

- la pression est supposée constante dans la couche limite, c'est-à-dire ne pas dépendre de la distance à la paroi. La pression au niveau de la paroi d'injection (aspiration) peut donc être estimée à partir de la connaissance de la pression au premier point au-dessus (en-dessous) de la paroi.
- Les vitesses sont supposées constantes sur les surfaces d'entrée et de sortie de la perforation.
- La vitesse tangentielle sur les surfaces d'entrée et de sortie de la perforation sont estimées de la manière suivante : en sortie de perforation, le jet est supposé aligné avec la perforation. La vitesse tangentielle est donc calculée à partir de la connaissance du débit à travers les perforations et de l'angle des perforations. En entrée de perforation, la vitesse tangentielle est supposée égale à celle de l'écoulement incident. On utilisera la vitesse au premier point en-dessous de la paroi.

Les forces de frottement sont négligées. A partir de ces hypothèses, on calcule les flux de quantité de mouvement associés à chaque côté de la paroi.

Le modèle couplé a été implémenté dans le code AVBP. Le cas LARA (Miron, 2005) a servi de test de validation. Les simulations montrent des bons niveaux de vitesse, en comparaison des résultats expérimentaux. L'évaluation *a priori* (ie par comparaison avec les données LES fines) du modèle permet d'affiner l'analyse.

Evaluation *a priori* du modèle de multi-perforation : flux de ρU

Le tableau 6.1 reprend les résultats des chapitres précédents en termes d'évaluation des flux pariétaux de la quantité de mouvement longitudinale. Les valeurs des simulations sont comparées aux valeurs données par le modèle.

La comparaison entre les deux premières colonnes donne un très bon accord : le modèle permet

Région	Flux total	Modèle	Terme convectif	Frottement
Expression	$\int_{S_w} (-\overline{\rho UV} + \overline{\tau_{12}}) n_2 dx dz$	modèle	$\int_{S_h} -\overline{\rho UV} n_2 dx dz$	$\int_{S_w} \overline{\tau_{12}} n_2 dx dz$
Injection	7.21×10^{-1}	6.74×10^{-1}	8.23×10^{-1}	-1.02×10^{-1}
Aspiration	-2.83×10^{-1}	-2.94×10^{-1}	-2.45×10^{-1}	-0.38×10^{-1}

TAB. 6.1 - Evaluation des flux de quantité de mouvement longitudinale ρU . Les valeurs données par le modèle sont comparées au flux total et à la contribution non-visqueuse (terme convectif).

d'estimer le flux total de quantité de mouvement longitudinale ρU avec une erreur de 6 % côté injection et 4 % côté aspiration. Cependant, le modèle proposé est censé évaluer le terme convectif (troisième colonne). La comparaison entre la deuxième et la troisième est beaucoup moins avantageuse. Les erreurs sont cette fois de l'ordre de 20 %. Dans notre cas, le modèle des termes convectifs donne donc une bonne évaluation du flux total. Les erreurs de modélisation se compensent, donnant ainsi un résultat final meilleur qu'il ne devrait l'être.

Pour améliorer le modèle, il est indispensable de revoir chacune des hypothèses suivantes.

- Négliger le terme de frottement revient à surestimer le flux côté injection et à le sous-estimer côté aspiration. L'erreur induite est de l'ordre de 13 %.
- Négliger la corrélation spatiale entre les vitesses longitudinale et verticale en entrée et sortie de perforation mène à sous-estimer le flux côté injection et à le surestimer côté aspiration. L'erreur induite est de l'ordre de 10 %.
- Les hypothèses d'évaluation de la vitesse tangentielle moyenne ont le même effet. L'erreur est de l'ordre de 10 %.

Au final, négliger le frottement compense les deux autres erreurs. Dans notre cas, améliorer l'une des trois hypothèses énoncée ci-dessus dégrade l'évaluation du flux total. Il sera donc nécessaire de reprendre les trois hypothèses en même temps pour améliorer la modélisation et la rendre plus robuste.

Evaluation a priori du modèle de multi-perforation : flux de ρV

En terme de flux de quantité de mouvement verticale ρV , l'hypothèse d'une pression constante dans la couche limite semble bonne. La figure 6.1 présente le profil de pression moyennée sur des plans horizontaux (x, z) . La pression est adimensionnée par le saut de pression à travers la paroi et vaut 1 dans le canal d'aspiration et 0 dans le canal d'injection. La figure 6.1 montre que la pression ne subit de variation qu'à l'intérieur de la perforation. Ainsi, utiliser la pression loin de la paroi (typiquement à $10d$ de la paroi) pour évaluer la pression à la paroi semble justifié.

Conclusion sur la modélisation isotherme de la multi-perforation

Le modèle proposé permet d'évaluation la contribution non-visqueuse des flux de quantité de mouvement avec une très bonne confiance pour la quantité de mouvement verticale (erreur inférieure à 1%) et une erreur de l'ordre de 20 % sur la quantité de mouvement longitudinale.

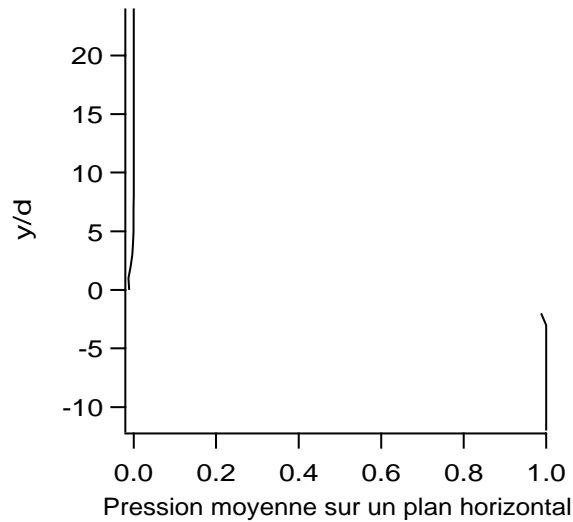


FIG. 6.1 - Profil vertical de pression moyennée sur des plans horizontaux (x,z). La pression est adimensionnée par le saut de pression à travers la paroi et vaut 1 dans le canal d'aspiration et 0 dans le canal d'injection.

Pour améliorer la modélisation de ce dernier terme, il est nécessaire d'évaluer la corrélation spatiale entre les vitesses longitudinale et verticale, comme le montrent les résultats de l'article du chapitre 5. Il est également nécessaire de proposer une meilleure évaluation de la vitesse longitudinale moyenne à l'entrée et à la sortie des perforations. En revanche, l'amélioration de ces deux hypothèses conduira à des erreurs plus importantes par rapport au flux de quantité de mouvement *total*. Il faut donc proposer également un modèle pour le frottement pariétal.

Chapitre 7

Simulations numériques anisothermes

Ce chapitre est composé de deux parties. La première est constituée d'un article présenté au 5th Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP) à Munich en août 2007. Cet article décrit une simulation périodique anisotherme autour d'une paroi perforée. La méthode présentée au chapitre 4 pour les simulations isothermes est adaptée pour maintenir dans le domaine de calcul une différence de température entre l'écoulement de gaz frais (côté aspiration) et l'écoulement de gaz chauds (côté injection). Grâce à ces modifications, on dispose d'une méthode capable de reproduire un écoulement typique de refroidissement par multi-perforation. Dans la présentation des résultats, on s'intéresse particulièrement au comportement thermique (champs de température, flux de chaleur pariétal). La comparaison avec une simulation isotherme est également détaillée.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'exploitation des simulations de l'article en termes de modélisation. Les flux à la paroi perforée sont calculés et analysés. Enfin, des modifications du modèle adiabatique du chapitre 6 sont proposées pour prendre en compte les échanges thermiques entre le fluide et la paroi.

NUMERICAL INVESTIGATION OF AN ANISOTHERMAL TURBULENT FLOW WITH EFFUSION

Simon Mendez

CFD Team, CERFACS

42, avenue Gaspard Coriolis. 31057 Toulouse cedex 1, France
mendez@cerfacs.fr

Franck Nicoud

Département de Mathématiques CNRS UMR 5149 - CC51,
University Montpellier II

Place Eugène Bataillon 34095 Montpellier cedex 5, France
nicoud@math.univ-montp2.fr

ABSTRACT

The results of a Large-Eddy Simulation of the flow around a perforated plate are described. A temperature difference is imposed across the perforated plate, to study the effusion cooling process. A configuration of full-coverage film cooling is considered: a specific methodology allowing to perform the simulation in a periodic computational domain is presented. The geometry corresponds to classical configurations encountered in gas turbines liners: the hole diameter is 0.5 mm , the thickness of the plate 1 mm , and the hole is angled at 30° respect to the plate. The density ratio is 2.85 and the blowing ratio is $M = 1$. The flow obtained in such a periodic domain is described, focusing on information relevant to the estimation of mass/momentum/energy fluxes through the plate.

CONTEXT

In gas turbines, the turbine blades and the liner of the combustion chamber are submitted to large thermal constraints. As the materials used for these solid parts cannot stand such high temperature and temperature gradients, they need to be cooled. As pointed out by Lefebvre (1999), the most efficient cooling system would be transpiration-based: the solid parts to be cooled would be made of porous material through which cool air would be injected. The resulting uniform film of fresh gas would isolate the solid parts from the hot products. However, the application of transpiration in gas turbines is not practical due the mechanical weakness of available porous materials and alternative technological solutions are sought for. One alternative is the so-called full-coverage film cooling (FCFC) technique, where the liner is a multi-perforated plate with thousands of sub-millimetric angled holes. The air flowing in the casing is injected through the perforations, as shown in Fig. 1. The resulting jets coalesce and form an isolating film protecting the internal face of the liner from hot burnt gases.

For economical reasons, computational fluid dynamics is now widely used as a design tool by combustion chamber manufacturers. However, despite the increasing power of the computers, the number of submillimetric holes is far too large to allow a complete description of the jets when performing 3D turbulent reacting simulations of the burner. Effusion is however known to have drastic effects on the whole flow structure, notably by changing the flame position. As a consequence, appropriate wall models have to

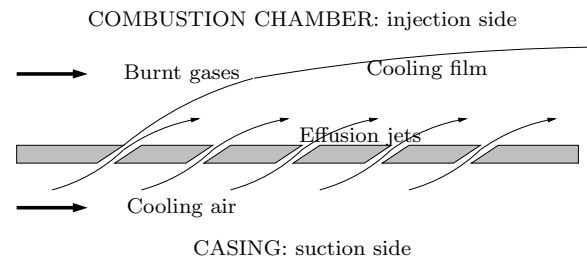


Figure 1: Principle of full-coverage film cooling: fresh air flowing in the casing is injected into the combustion chamber through the liner perforations.

be developed to account for effusion cooling in predictive full-scale computations.

The design of such models needs to be supported by detailed data concerning FCFC. Such detailed description of the flow in the near wall region can hardly be obtained experimentally because a) the perforation imposes small-scale structures that are out of reach of current experimental devices b) the thermal conditions in actual gas turbines make any measurement very challenging; consequently, most available measurements deal with large-scale isothermal flows (see for example Yavuzkurt *et al.*, 1980, Gustafsson, 2001, Miron, 2005). On the other hand, Large-Eddy Simulations (LES) has proved to be adapted to film cooling configurations (Tyagi and Acharya, 2003, Iourokina and Lele, 2006 and Renze *et al.*, 2006). However, the reported studies deal with geometries including only one row of perforations, which is typical of blade film cooling. Therefore, a specific methodology has to be developed to study FCFC. Recently, the case of a large-scale isothermal FCFC configuration has been studied with LES using an original approach (see Mendez *et al.*, 2006a, 2006b): the computational domain contains only one perforation and periodic boundary conditions are applied in the directions parallel to the perforated plate. This method has provided convincing results when compared to the reference experimental results of Miron (2005). This paper details the extension of this method to anisothermal configurations. The complete description of the numerical methodology is provided in the next section and the computational results are described afterwards.

NUMERICAL DETAILS

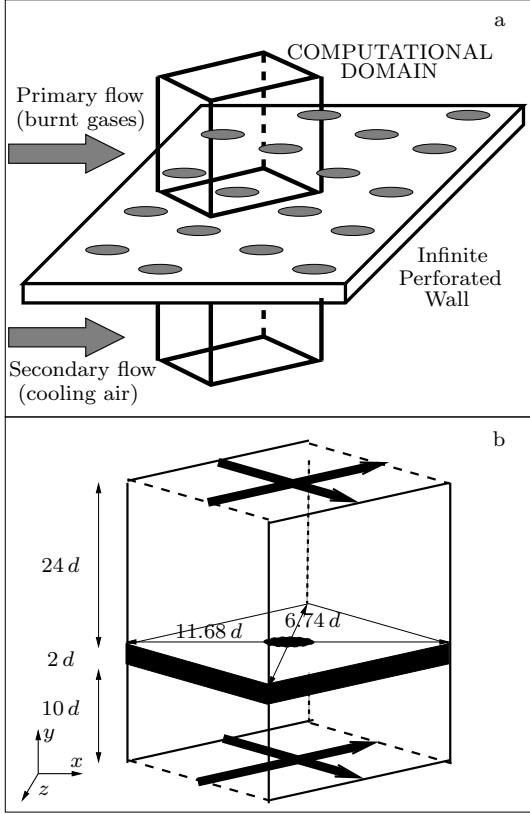


Figure 2: From the infinite plate to the ‘bi-periodic’ calculation domain. **a**: Geometry of the infinite perforated wall. **b**: Calculation domain centered on a perforation; the bold arrows correspond to the periodic directions. The dimensions of the computational domain are provided.

The CPU time required for performing a LES of a classical multi-perforated plate with hundreds of jets would be prohibitive. An infinite perforated plate is then considered, so that the calculation domain can be reduced to a periodic unit box containing a unique perforation. The perforated plate separates the domain into two parts: one containing burnt gases (top part, primary flow), the other containing cooling air (bottom part, secondary flow). As shown in Fig. 2, periodic conditions are imposed along the directions parallel to the plate to reproduce the geometry of an infinite plate.

The main tangential flow at both sides of the plate is enforced thanks to a constant source term added to the momentum equation, as it is usually done in channel flow simulations. In order to sustain the effusion flow through the hole, a uniform vertical mass flow rate is imposed at the bottom boundary of the domain. The numerical strategy has first been tested in an isothermal case by computing a typical operating point of the LARA experiment (see Miron, 2005) developed at TURBOMECA (SAFRAN group). Numerical results compare favorably with experimental measurements (Mendez *et al.*, 2006a) and depend neither on the numerics (the CERFACS and the Stanford/CTR LES codes provide very close results) nor on the size of the domain (1-hole and 4-hole computations give similar results, see Mendez *et al.*, 2006b).

To adapt this methodology to anisothermal calculations, a constant source term is applied on the upper channel (hot side) to heat the fluid and compensate the constant cooling imposed by the injection of cold gas through the hole. The

liner being assumed thermally thin, its temperature T_{wall} is considered to be uniform and fixed *a priori* (known from experimental results for example). The amplitude of the source term is then tuned so that the surface integral of the heat flux entering the solid is null. In doing so, the statistically steady state of the turbulent flow is consistent with the constant uniform temperature prescribed for the liner. The source term is uniform over the region where the temperature increases from T_{wall} to the temperature value prescribed for the burnt gases.

All simulations are carried out with the LES code named AVBP (www.cerfacs.fr/cfd/avbp_code.php) and developed at CERFACS. It solves the compressible Navier–Stokes equations on unstructured meshes for the conservative variables (mass density, momentum and total energy). AVBP is dedicated to LES and DNS and has been widely used and validated in the past years in all kinds of configurations (Schönfeld and Rudgyard, 1999, Schmitt *et al.*, 2007), and notably in jets in crossflow cases (Priere *et al.*, 2004). Simulations are based on the WALE sub-grid model (Nicoud and Ducros, 1999). The numerical scheme is the TTGC scheme (Colin and Rudgyard, 2000): this essentially non-dissipative scheme was specifically developed to handle unsteady turbulent flows. It is third order accurate in both space and time.

The geometry of the calculation domain is detailed in Fig. 2b, where the dimensions are provided. The origin $(0,0,0)$ is located at the center of the hole exit. The hole diameter is $d = 0.5 \text{ mm}$, the plate thickness is $h = 1 \text{ mm}$. The hole is inclined in the streamwise direction (the angle between the wall and the hole direction is $\alpha = 30^\circ$). The top and bottom boundaries of the domain are located respectively at 10 and 24 hole diameters from the plate. The computational domain is diamond-shaped, which corresponds to the staggered arrangement of the perforations in a combustion chamber. The spacing between the holes corresponds to classical industrial applications: the distance between two rows of holes is 5.84 diameters in the streamwise direction and 3.37 diameters in the spanwise direction. Due to the staggered disposition of the perforations, the hole-to-hole distances are 2×5.84 and 2×3.37 diameters in the streamwise and spanwise directions respectively.

The calculation grid contains 2,050,000 tetrahedral cells: fifteen points describe the diameter of the hole and on the average the first off-wall point is located 10 wall units apart from the wall in the injection side and 5 wall units apart from the wall in the suction side. Typically the cells along the wall and in the hole are sized to a height of 0.03 mm (recall that the aperture diameter is 0.5 mm).

ANISOTHERMAL CALCULATIONS

This paper aims at presenting the simulations performed in an anisothermal case, with a large temperature difference between the hot and the cold sides of the domain. The operating point corresponds to an anisothermal full-scale experiment conducted by Rouvreau (2001). The temperature is from $T_{cold} = 330 \text{ K}$ for the cooling fluid to $T_{hot} = 873 \text{ K}$ on the hot side, the temperature of the liner being equal to $T_{wall} = 455 \text{ K}$. The pressure in the bottom channel is $P_{cold} = 208000 \text{ Pa}$ and the pressure drop ΔP through the plate is 4% of P_{cold} . The resulting bulk momentum in the hole is $(\rho V)_{jet} = 128 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The corresponding discharge coefficient is approximately $C_D = 0.72$ (with $\Delta P C_D^2 = \frac{1}{2} \rho_{jet} V_{jet}^2$). The Reynolds numbers of the crossflows (based on far-field flow rates and the height where

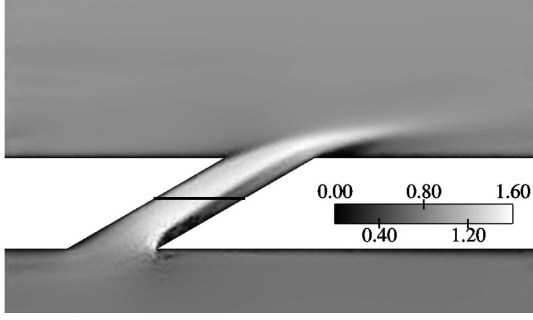


Figure 3: Momentum magnitude over the cutting plane located at $z = 0$. Black line: location of the cutting plane displayed in Fig. 4 and 6.

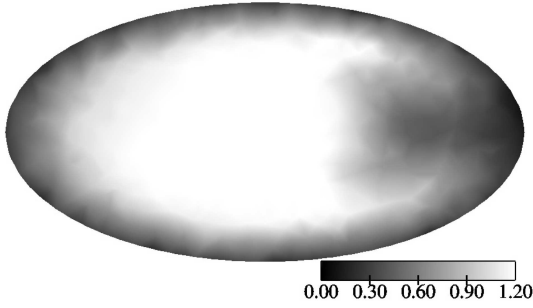


Figure 4: Streamwise momentum over the cutting plane located at $y = -d$ (see Fig. 3).

the temperature recovers the characteristic temperature of the corresponding crossflow) are respectively 6000 and 7900 for the cold and the hot sides. The Reynolds number in the hole (based on the hole diameter, bulk flow rate and viscosity through the aperture) is 3200 and the blowing ratio (ratio of the jet momentum on the hot flow momentum) is close to 1.

In the following sections, the displayed results are dimensionless. The reference momentum is $(\rho V)_{jet}$, and temperature is displayed as $T^* = \frac{T - T_{hot}}{T_{cold} - T_{hot}}$. At the wall, $T^* = 0.77$. All results are time-averaged over a period corresponding to 80 flow through times based on the hot crossflow velocity and the streamwise hole-to-hole distance.

Figure 3 displays the momentum magnitude field over the cutting plane $z = 0$. The classical topology of film cooling flows is reproduced: cooling fluid coming from the bottom channel is aspirated through the hole due to the pressure drop and injected in the upper channel. At the entrance of the aperture, the flow separates, due to the sharp edge. This separation is a classical feature of film cooling with inclined holes (see for example Iourokina and Lele, 2006). It is responsible for the classical kidney form of the jet in the aperture, as seen in Fig. 4 on the streamwise momentum field at half the height of the aperture (the displayed plane is represented by a black line in Fig. 3). Note that at the outlet of the hole, the blowing ratio is high enough to make the jet separate from the wall.

The temperature field over the cutting plane $z = 0$ is shown in Fig. 5. On the suction side of the plate, a thin thermal boundary layer develops, due to higher temperature of the liner. This boundary layer is submitted to the suction due to the hole. The temperature at the inlet of the hole is then different from the cooling temperature. Thermal convection is also present in the hole itself, where the aver-

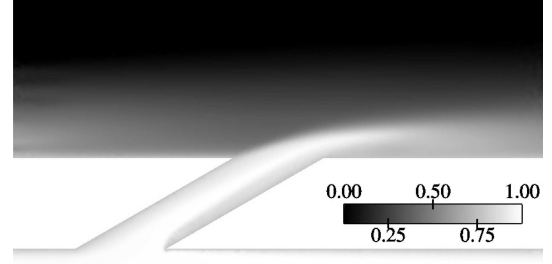


Figure 5: Temperature over the cutting plane located at $z = 0$. Temperature is from 0, in the hot gases, to 1 in the cold gases.

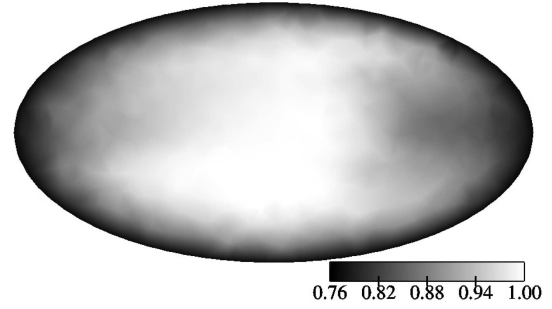


Figure 6: Temperature over the cutting plane located at $y = -d$ (see Fig. 3).

aged temperature of the cooling fluid continues to increase. In the aperture, the temperature is higher than T_{cold} in two zones: near the upstream wall, where the influence of the aspirated boundary can be observed, and near the downstream wall, in the low-momentum region. This is also observed in Fig. 6, where the temperature is displayed over the cutting plane located at half the height of the aperture (see Fig. 3 for the location of the plane).

The reported simulation provides interesting information relevant to anisothermal film cooling flows:

- Heat flux at the wall (hot side, cold side and in the hole),
- Comparison of the pressure losses in the anisothermal and isothermal cases,
- Influence of the variations of density on the aerodynamic behavior of the jet.

Assessment of the heat transfers

Computations provide local information about the heat transfers at the wall. As previously said, the source term that heats the flow in the hot part of the computational domain is tuned so that the perforated plate reaches the thermal equilibrium: the integral of the heat flux over the total surface of the plate is null. The heat flux is always positive on the suction side and in the aperture (the fluid is colder than the plate) and globally negative on the injection side. Computations show that the heat transfer in the hole is not negligible, as the integral of the heat flux over the hole surface, $\langle q_{hole} \rangle$, is approximately 45% of the integral of the heat flux over the suction side surface, $\langle q_{cold} \rangle$, although the hole surface is much smaller.

Figures 7 and 8 show the local Nusselt number over the suction and injection sides of the plate respectively. The Nusselt number displayed here is based on the hole diameter and on the wall and cooling temperature difference:

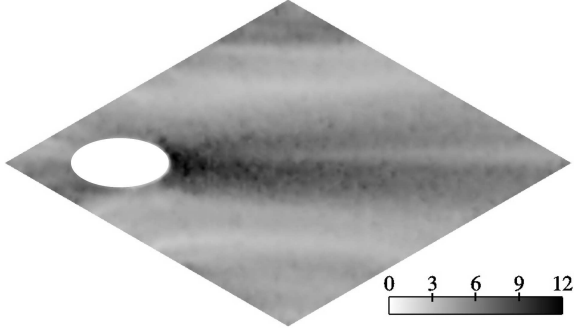


Figure 7: Nusselt number over the suction plane ($y = -2d$).

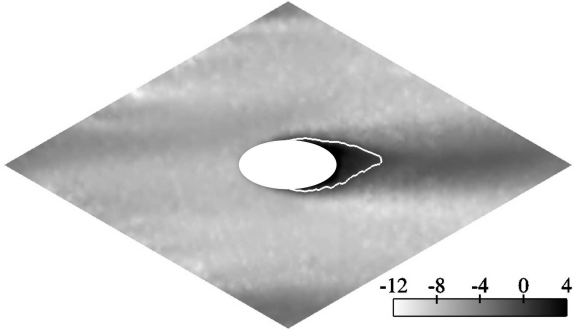


Figure 8: Nusselt number over the injection plane ($y = 0$). The contour $Nu = 0$ is represented thanks to the white line.

$Nu = \frac{qd}{\lambda(T_{wall} - T_{cold})}$, where q is the local heat flux $q = -\lambda \left[\frac{\partial T}{\partial y} \right]_{wall}$ and λ is the thermal conductivity of the gas at T_{wall} ($\lambda = 0.033 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$).

The Nusselt field over the suction side of the perforated plate can be easily interpreted, keeping in mind the main feature of the flow in the suction channel: the aspiration of the thermal boundary layer created by the exchanges between the cooling fluid and the hot plate. The effect of aspiration is mainly visible in the wake of the hole: immediately downstream of the aperture entrance, the heat flux is maximum. Then, it decreases with the streamwise distance, as the thickness of the boundary layer increases (Fig. 5). Outside the hole wake, the heat transfers are much smaller. These zones are also regions of low velocity, where the dynamical and thermal boundary layers are much thicker.

Regarding the injection side of the plate, positive and negative values of the Nusselt number are observed. Over the major part of the plate, the heat flux is negative, the plate being heated by the main flow. A quasi-constant value of $Nu \approx -8$ is measured over the injection face of the plate. The inhomogeneity of the heat transfers on this face of the plate is due to the jet: the plate is cooled by the flow in a region just downstream of the hole. As shown by the white iso-line $Nu = 0$, this region is very small. Indeed, the jet core, where the lowest temperatures are observed, penetrates in the main stream and does not remain attached near the perforated plate. However, the jet has a huge influence on the heat transfers by decreasing the fluid temperature downstream of the hole outlet. In the wake of the jet, heat transfers are considerably reduced. Figure 8 also shows the presence of two small bands of higher heat transfers ($Nu \approx -10$) on both sides of the hole wake. It is the consequence of two counter-rotating vortices that entrain the hot fluid towards the plate, increasing the near-wall temper-

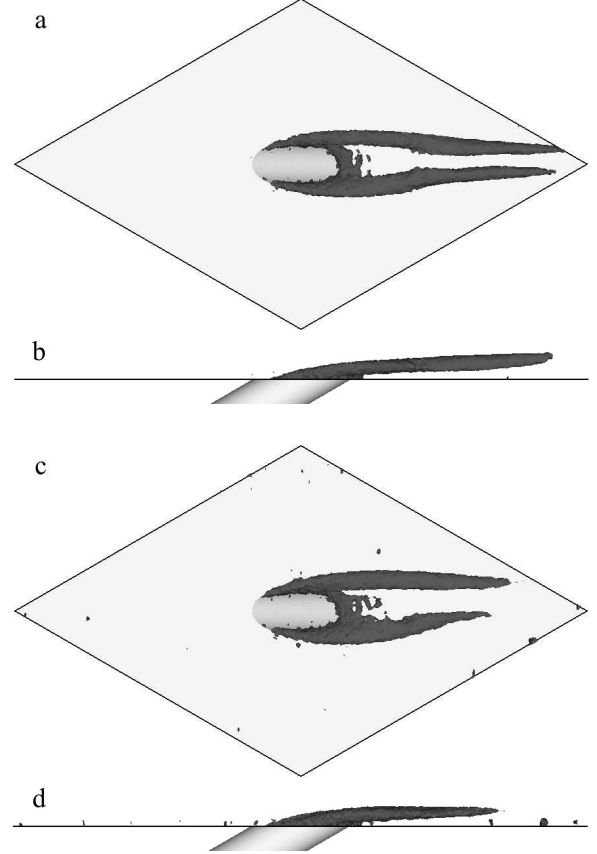


Figure 9: Visualization of the CVP: top (a and c) and side (b and d) views of an iso-surface of Q-criterion. **a, b**: isothermal case. **c, d**: anisothermal case.

ature gradients. These vortices are discussed in the next section.

Effect of density variations

The objective of this section is to evaluate the impact of density variations on the flow, by comparing anisothermal and isothermal calculations for the same geometry. The simulation presented above is compared with a simulation in an isothermal case: to perform the isothermal computation, the wall temperature is set to the cold temperature, $T_{wall} = 330 \text{ K}$, and the source term that heats the flow is set to zero. The pressure difference is maintained. The resulting blowing ratio is 1, as in the anisothermal calculation, and the density ratio is 1.

Pressure losses do not seem to be affected by density variations. The discharge coefficient C_D is 0.77 in the isothermal case and 0.76 in the anisothermal case. This is consistent with the results of Champion *et al.* (2005), who measured discharge coefficients through a multi-perforated plate in an anisothermal configuration with holes inclined at 18.5° . They found that C_D only depends on the Reynolds numbers in the hole and in the suction side of the plate. The Reynolds numbers are similar in the isothermal and anisothermal cases, leading to identical values of discharge coefficients. However, the mass flow rate through the plate is 8 % higher in the isothermal calculation ($(\rho V)_{jet} = 138 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

The impact of density variations on the topology of the flow is now discussed. The main vortical structure observed in the jet (injection side of the plate) is the counter-rotating

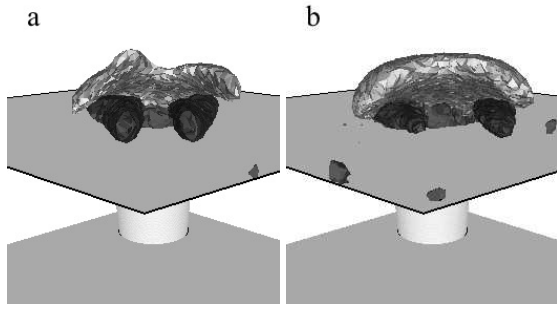


Figure 10: Visualization of the jet structure: front view. Iso-surface of the Q -criterion (dark grey) and of streamwise momentum (light grey). **a**: isothermal case. **b**: anisothermal case.

vortex pair (CVP). The counter-rotating vortices originate at the edges of the hole exit. More downstream, they get closer and are located under the jet core.

The vortices are seen thanks to an iso-surface of the Q -criterion (Hunt *et al.*, 1988), displayed in dark-grey in Fig. 9, which shows views of the CVP in the isothermal (Fig. 9a,b) and anisothermal (Fig. 9c,d) cases. The CVP in the isothermal calculation is stronger and can be observed further in the wake. It penetrates slightly more in the main flow, while the CVP in the anisothermal configuration is more parallel to the wall. Another difference is the distance between the vortices: $2.4d$ downstream of the aperture center, the distance between the two vortices of the CVP is suddenly decreased in the isothermal case. For the anisothermal case (Fig. 9c), the phenomenon cannot be observed. A front view of the jet organization is shown in Fig. 10, with the dark grey iso-surface of Q -criterion and an iso-surface of streamwise momentum representing the jet core. With a weaker CVP (Fig. 10b), the jet is wider. Indeed the jet penetration is also less important in the anisothermal case. This is consistent with the investigations of Peterson and Plesniak (2002), who showed that the intensity of the CVP can be directly related to film-cooling performance: in the case of a normal aperture, they showed that a strong CVP increases the jet penetration and decreases the lateral spreading, inducing a reduction of the cooling efficiency.

Peterson and Plesniak (2002) relate the strength of the CVP to the vorticity in the aperture. A counter-rotating vortex pair is present in the aperture and it interacts with the CVP. Depending on the direction of rotation and the intensity of the in-hole vortices, the CVP is differently affected: a vortex pair rotating in the same direction as the CVP reinforces it, while a vortex pair rotating in the hole in the opposite direction weakens the CVP. The dynamics of the flow in the aperture is thus studied, to investigate if the in-hole vortical structures are related to the CVP behavior. Figure 11 shows views of a cutting plane located at half the height of the hole and normal to the hole axis. The vorticity in the hole direction is displayed, and velocity vectors are shown. A white iso-line of momentum equal to $(\rho V)_{jet}$ is displayed to locate the jetting region. The vorticity is scaled by $V_{jet}/d \approx 1.4 \times 10^5$. In both cases, the vorticity field shows the presence of two pairs of counter-rotating vortices, one located near the lower wall (noted P1), and another one near the upper wall that rotates in the opposite direction (noted P2). P1 is directly related to the separation at the hole entrance and rotates in the same direction as the CVP. It is the main motion in the hole. P2 results from the aspiration of the boundary layer in the suction side,

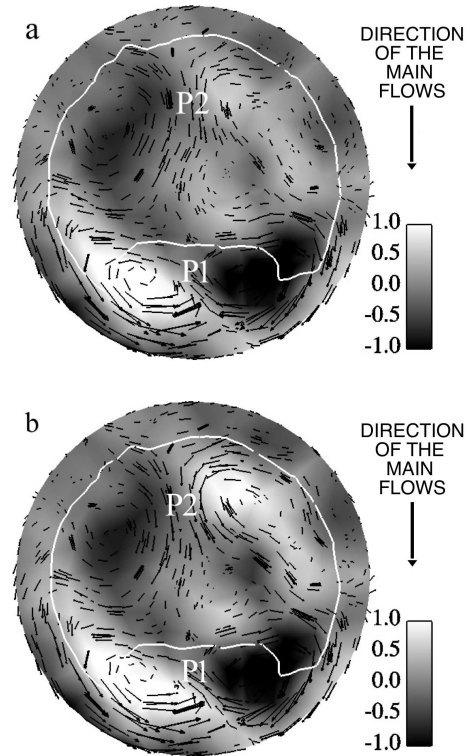


Figure 11: Vorticity in the direction of the hole over a cutting plane orthogonal to the hole axis and velocity vector. White iso-line: momentum magnitude equal to $(\rho V)_{jet}$. **a**: isothermal case. **b**: anisothermal case.

which already contains vortical motions (see MacManus and Eaton (2000) for the description of the vortical field downstream of a suction hole). P1 does not seem affected by the density variations: the maximum intensity of the vortices is approximately ± 1.9 in both cases. On the contrary, the vortical intensity of P2 is higher in Fig. 11b: approximately ± 0.9 for the anisothermal case and ± 0.6 for the isothermal case (Fig. 11a). Consistently with the conclusions of Peterson and Plesniak, it is possible that P2, that rotates in the direction opposite to the CVP, is responsible for the weakening of the CVP. P2 is more intense in the anisothermal case from the hole inlet: indeed the aspirated streamwise vortices present on the suction side have a higher life duration. However the reasons for this persistence are not understood yet. The density gradients encountered by the flow in the thermal boundary that develops in the suction side may sustain the vortical motion: for instance, Eames and Hunt (1997) showed analytically how a particle of fluid experiences a lift force when it moves perpendicularly to a density gradient. Investigations are in progress to determine the exact causes of this phenomenon.

CONCLUSION

A method was recently proposed to perform simulations of full-coverage film cooling (FCFC) configurations using a computational domain periodic along the directions tangential to the perforated plate. This method was validated by comparison with experimental data (Mendez *et al.*, 2006a) in the case of a large-scale isothermal plate (Miron, 2005).

In the present paper, the isothermal method was extended to allow the computation of realistic FCFC configurations, including a high temperature difference across

the perforated plate. A Large-Eddy Simulation of the flow around a periodic perforated plate is performed and the characteristics of the aerodynamical and thermal behavior of the flow are described.

Our anisothermal calculations allow to get detailed data about thermal behavior of the flow, especially locally resolved maps of heat transfers at the perforated plate. In the presented anisothermal computation, the heat flux in the aperture represents approximately 30 % of the total cooling heat flux (suction side + aperture). This confirms that a significant part of the plate cooling is done thanks to convection inside the aperture. It also suggests that an improvement of the calculation results would certainly be obtained by coupling the resolution of the flow with the resolution of the thermal field inside the plate. Besides, as shown by recent publications (see Errera and Chemin, 2004, Zhong and Brown, 2007), the current trend is to develop such methods to increase to predictive capacity of numerical tools for film cooling flows.

Comparisons of the anisothermal results with the isothermal calculations show that the general topology of the flow is not fundamentally modified due to density variations: the cooling fluid separates at the hole inlet, and the jet shows a characteristic kidney shape. The blowing ratio is high enough to make the jet separate at the outlet. In the injection side, a counter-rotating vortex pair is formed at the hole edges. This CVP, responsible for the entrainment of incident flow towards the wall, has a streamwise orientation and is located under the jet core downstream of the hole exit.

By comparing the flow in an isothermal and in an anisothermal cases, for the same geometrical configuration, differences in the vortical motions have been shown. In the suction side, the vortices created downstream of the hole inlet (MacManus and Eaton, 2000) have a higher life duration in the anisothermal simulation. The flow in the aperture is thus different: two pairs of vortices exist in the aperture, but the pair rotating in the direction opposite to the CVP is more intense in the anisothermal case. This also seems to have an impact when the jet issues on the injection side. The CVP is less intense in the anisothermal calculation, leading to a wider jet located closer from the wall.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors are grateful to the European Community for funding this work under the project INTELLECT-DM (Contract No. FP6 - AST3 - CT - 2003 - 502961), and to the CINES and the BSC (Barcelona Supercomputing Center) for the access to supercomputer facilities.

REFERENCES

Champion, J.-L., Di Martino, P., Coron, X., 2005, "Influence of Flow Characteristics on the Discharge Coefficient of a Multiperforated Wall", In *ASME TURBO EXPO 2005, June 6-9, 2005, Reno-Tahoe, Nevada USA*.

Colin, O., and Rudgyard, M., 2000, "Development of high-order Taylor-Galerkin schemes for unsteady calculations", *J. Comput. Phys.*, Vol. 162(2), pp 338-371.

Eames, I., and Hunt, J. C. R., 1997, "Inviscid flow around bodies moving in weak density gradients without buoyancy effects", *J. Fluid Mech.*, Vol 353, pp 331-355.

Errera, M. P., and Chemin, S., 2004, "A Fluid-Solid Thermal Coupling Applied To An Effusion Cooling System", In *34th Fluid Dynamics Conference and Exhibit. Portland,*

Oregon.

Gustafsson, K. M. B., 2001, "Experimental Studies of Effusion Cooling", Ph.D. thesis, Chalmers University of Technology, Göteborg.

Hunt, J. C. R., Wray, A. A., and Moin, P., 1988, "Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows", In *Proc. Summer Program CTR, NASA Ames - Stanford University*.

Iourokina, I. V., and Lele, S. K., 2006, "Large eddy simulation of film-cooling above the flat surface with a large plenum and short exit holes", In *44th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*.

Lefebvre, A. H., 1999, "Gas Turbines Combustion", Taylor & Francis.

MacManus, D. G., and Eaton, J. A., 2000, "Flow physics of discrete boundary layer suction measurements and predictions", *J. Fluid Mech.*, Vol. 417, pp 47-75.

Mendez, S., Nicoud, F., and Poinso, T., 2006a, "Large-Eddy Simulations of a Turbulent Flow around a Multi-Perforated Plate", in *Complex effects in LES*, Vol. 56, pp. 289-303.

Mendez, S., Eldredge, J., Nicoud, F., Poinso, T., Shoeybi, M., and Iaccarino, G., 2006b, "Numerical investigation and preliminary modeling of a turbulent flow over a multi-perforated plate", Center for Turbulence Research, in *Proceedings of the Summer Program 2006*.

Miron, P., 2005, "Étude expérimentale des lois de parois et du film de refroidissement produit par une zone multiperforée sur une paroi plane", Ph.D. Thesis, Université de Pau et des Pays de l'Adour.

Nicoud, F., and Ducros, F., 1999, "Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor". *Flow, Turbulence and Combustion*, Vol. 62(3), pp 183-200.

Peterson, S. D., and Plesniak, M. W., 2002, "Short-hole jet-in-crossflow velocity field and its relationship to film-cooling performance", *Exps Fluids*, Vol. 33, pp 889-898.

Prière, C., Gicquel, L., Kaufmann, A., Krebs, W., and Poinso, T., 2004, "LES predictions of mixing enhancement for jets in cross-flows", *J. of Turbulence*, Vol. 5, pp 005.

Renze, P., Meinke, M., and Schröder, W., 2006 "LES of turbulent mixing in film cooling flows", In *Conference on Turbulence and Interactions TI2006, May 29 - June 2, 2006, Porquerolles, France*.

Rouvreau, S., 2001 "Etude expérimentale de la structure moyenne et instantanée dun film produit par une zone multiperforée sur une paroi plane", Ph.D. thesis, ENSMA et Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées, Poitiers.

Schmitt, P., Poinso, T., Schuermans, B., and Geigle, K., 2007, "Large-eddy simulation and experimental study of heat transfer, nitric oxide emissions and combustion instability in a swirled turbulent high-pressure burner", *J. Fluid Mech.*, Vol. 570, pp. 17-46.

Schönfeld, T., and Rudgyard, M., 1999, "Steady and unsteady flows simulations using the hybrid flow solver AVBP", *AIAA Journal*, Vol. 37, No. 11, pp. 1378-1385.

Tyagi, M., and Acharya, S., 2003, "Large eddy simulation of film cooling flow from an inclined cylindrical jet", *ASME J. Turbomach.*, Vol. 125, pp 734-742.

Yavuzkurt, S., Moffat, R. J., and Kays, W. M., 1980, "Full coverage film cooling. Part 1. Three-dimensional measurements of turbulent structures", *J. Fluid Mech.*, Vol. 101, pp 129-158.

Zhong, F., and Brown, G. L., 2007, "A 3-dimensional, coupled, DNS, heat transfer model and solution for multi-hole cooling", *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 50, pp 1328-1343.

Analyse des résultats anisothermes pour la modélisation

De la même façon que dans les chapitres précédents, on calcule les flux de quantité de mouvement et d'énergie à travers deux plans horizontaux situés exactement au niveau des côtés aspiration et injection de la paroi. Ces plans comprennent donc une partie solide et une partie de perforation (le plan d'entrée côté aspiration et le plan de sortie côté injection). Les flux sont séparés en contributions de la perforation et de la paroi solide, elles-mêmes séparées si besoin en contributions visqueuses et non-visqueuses.

Les résultats du calcul de flux sont présentés pour la quantité de mouvement dans la direction longitudinale (tableau 7.1), la direction verticale, normale à la paroi (tableau 7.2) et pour l'énergie (tableau 7.3). L'opérateur $\bar{\cdot}$ désigne la moyenne temporelle. Dans le tableau 7.2, les contributions visqueuses sont négligeables devant les contributions non-visqueuses et ne sont pas présentées. Les flux de quantité de mouvement dans la direction transverse ne sont pas présentés, le problème étant symétrique dans cette direction.

Région	paroi entière	perforation		paroi solide
Expression	$\int_{S_W} (-\rho\overline{UV} + \overline{\tau_{12}}) n_2 dx dz$	$\int_{S_h} -\rho\overline{UV} n_2 dx dz$	$\int_{S_h} \overline{\tau_{12}} n_2 dx dz$	$\int_{S_s} \overline{\tau_{12}} n_2 dx dz$
Injection	8.02×10^{-1}	118.9	-0.1	-18.8
Aspiration	-5.52×10^{-1}	88.6	0.1	11.3

TAB. 7.1 - Flux « pariétaux » de quantité de mouvement dans la direction longitudinale : **Première colonne** : expression et valeur du flux total (adimensionné par $\rho_j V_j^2 d^2$) de chaque côté de la paroi (surface totale S_W). **Colonnes 2-4** : contributions relatives (en %) des termes composant le flux pariétal total.

Region	paroi entière	perforation	paroi solide
Expression	$\int_{S_W} (-\overline{P} - \rho\overline{V^2} + \overline{\tau_{22}}) n_2 dx dz$	$\int_{S_h} -(\overline{P} + \rho\overline{V^2}) n_2 dx dz$	$\int_{S_s} -\overline{P} n_2 dx dz$
Injection	9.37×10^2	4	96
Aspiration	-9.74×10^2	4	96

TAB. 7.2 - Flux « pariétaux » de quantité de mouvement dans la direction verticale : **Première colonne** : expression et valeur du flux total (adimensionné par $\rho_j V_j^2 d^2$) de chaque côté de la paroi (surface totale S_W). **Colonnes 2-3** : contributions relatives (en %) des termes composant le flux pariétal total.

Region	paroi entière	perforation	paroi solide
Expression	$\int_{S_W} (-\overline{V}(\rho\overline{E} + \overline{P}) - \overline{q_2}) n_2 dx dz$	$\int_{S_h} -\overline{V}(\rho\overline{E} + \overline{P}) n_2 dx dz$	$\int_{S_s} -\overline{q_2} n_2 dx dz$
Injection	6.28×10^1	106.7	-6.7
Aspiration	-6.27×10^1	105.1	-5.1

TAB. 7.3 - Flux « pariétaux » d'énergie : **Première colonne** : expression et valeur du flux total (adimensionné par $\rho_j V_j^3 d^2$) de chaque côté de la paroi (surface totale S_W). **Colonnes 2-3** : contributions relatives (en %) des termes composant le flux pariétal total.

Les tableaux de flux permettent de tirer plusieurs conclusions :

- Les flux de quantité de mouvement dans la direction verticale se comportent comme dans le cas isotherme. Les flux visqueux sont négligeables et le terme de pression est dominant. Comme pour le cas isotherme, la pression peut être facilement estimée à partir des valeurs loin de la paroi. La quantité de mouvement verticale ne pose donc pas de problème de modélisation.
- Les flux de quantité de mouvement dans la direction longitudinale présentent une organisation proche de celle déjà observée en isotherme. Les termes principaux sont les termes de flux non-visqueux à travers les surfaces d'entrée et de sortie de la perforation. Ainsi, un modèle de multi-perforation doit avant tout reproduire l'injection de fluide à travers les perforations. La différence avec le cas isotherme est que le terme de frottement du côté injection de la paroi est ici plus important. Cela correspond aux résultats des simulations, où le jet est plus près de la paroi en anisotherme (cf. article TSFP). Ce terme de frottement reste secondaire, mais négliger son effet provoquera des erreurs non négligeables.
- Les flux d'énergie montrent que les termes visqueux (flux de Fourier à la paroi solide) sont faibles comparés aux flux d'énergie entrant ou sortant de la perforation. Ainsi, supposer la paroi adiabatique semble être au premier abord une bonne approximation. Cependant, comme nous allons le voir, une telle hypothèse engendrerait des erreurs importantes.

En effet, une couche limite thermique se développe le long de la paroi côté aspiration. Elle est continuellement aspirée par la perforation. Cela implique que la température du fluide qui entre dans la perforation ne correspond pas à la température froide, le fluide s'étant réchauffé au contact de la paroi. Dans le point de fonctionnement présenté dans l'article TSFP, la température moyenne du gaz entrant dans la perforation est environ 40 K plus chaude que la température loin de la paroi. La prise en compte du préchauffage du fluide de refroidissement par la plaque va donc être primordiale pour une bonne évaluation des flux d'énergie traversant la perforation.

Notons d'autre part que la température des gaz de refroidissement à la sortie de la perforation est proche de celle rencontrée à l'entrée. Cela est dû aux fortes vitesses du fluide à l'intérieur de la perforation. Il est intéressant de constater que l'on aboutit à des conclusions différentes si l'on se place du point de vue de la paroi solide : comme nous l'avons montré dans l'article TSFP, le flux de chaleur entre la paroi solide et le fluide de refroidissement dans la perforation est loin d'être négligeable et atteint environ 30% du refroidissement total de la paroi (côté aspiration + perforation). On montre donc que les échanges entre la paroi solide et le gaz circulant dans la perforation n'ont pas le même rôle en fonction du système considéré : pour déterminer la température à la sortie des perforations, ces échanges peuvent être négligés en première approximation. Mais si l'on cherche à déterminer la température de la paroi, ils seront cruciaux.

En conclusion, l'effet principal à prendre en compte pour un modèle anisotherme est le transfert thermique côté aspiration de la paroi, à travers la détermination de la température des gaz de refroidissement à l'entrée de la perforation. Cela suppose de connaître *a priori* la température de la paroi.

Propositions pour la modélisation anisotherme

Ce travail de thèse n'a pu aboutir à la modélisation des flux thermiques à la paroi. Toutefois, l'analyse des résultats anisothermes permet de proposer conceptuellement trois niveaux de modélisation pour

représenter la multi-perforation dans un contexte de refroidissement des parois.

1. Le modèle adiabatique

C'est le modèle du chapitre 6. Dans ce modèle, il est supposé que la paroi n'échange pas de chaleur avec le fluide. Les perforations injectent alors du fluide de refroidissement à la température froide, correspondant à la température des gaz en sortie de compresseur.

2. Le modèle adiabatique avec pré-chauffage

Comme nous l'avons montré, la principale erreur du modèle adiabatique est liée, dans notre simulation au moins, à une mauvaise estimation de la température à l'entrée des perforations. Un modèle pour estimer cette température permettrait d'injecter les gaz de refroidissement à une température plus réaliste. Dans ce cas, il est indispensable de connaître *a priori* la température de la paroi. Pour cela, on utilisera par exemple les codes de thermique 1D dont disposent les industriels pour déterminer les températures de paroi des chambres de combustion. Ce modèle fonctionne exactement comme le précédent pour le côté aspiration. Côté injection en revanche, la température du fluide injecté n'est pas la température froide : on considère que le fluide a été préchauffé. D'autre part, une étude serait nécessaire pour évaluer précisément si le frottement pariétal côté injection de la paroi peut toujours être négligé. Pour améliorer le modèle adiabatique, c'est incontestablement ce modèle qu'il faudra mettre en place, avant de s'attaquer à des modélisations plus complexes.

3. Le modèle thermique couplé

Ce modèle serait le plus complet. Il permettrait de déterminer localement la température de paroi grâce à la connaissance des transferts thermiques de chaque côté de la paroi, mais également à l'intérieur de la perforation. Il faudrait aussi avoir un modèle pour déterminer la température des gaz entrant dans la perforation. La connaissance des transferts thermiques à l'intérieur de la perforation permettrait de plus de déterminer précisément la différence entre température à l'entrée et celle à la sortie de la perforation.

Conclusion générale

Dans cette étude, une stratégie originale pour la simulation de l'écoulement autour d'une paroi multi-perforée a été développée. Nous avons travaillé dans un domaine périodique dans les directions tangentielles à la paroi afin de reproduire la géométrie d'une plaque perforée d'extension infinie et de proposer un modèle dépendant uniquement des conditions locales de l'écoulement. Le domaine de calcul comprend une partie proche paroi de la chambre de combustion, la perforation et une partie proche paroi de l'extérieur de la chambre. Le développement de ces simulations de multi-perforation en domaine périodique a demandé un effort particulier de validation et de comparaison avec des résultats expérimentaux de référence. Ces résultats de référence sont disponibles uniquement pour des configurations expérimentales isothermes à échelle 10. C'est pourquoi une partie importante de ce travail a été consacrée à la simulation périodique d'une configuration isotherme à grande échelle, correspondant aux expériences de [Miron \(2005\)](#) sur le banc LARA de Turbomeca. Le cas isotherme nous a permis de procéder à un certain nombre de tests numériques. Deux méthodes ont été utilisées pour générer l'écoulement de multi-perforation en configuration périodique. Les résultats étant équivalents, la méthode la plus simple a été retenue. Nous avons ensuite montré l'indépendance des résultats vis-à-vis du raffinement du maillage (sur trois niveaux de grille), du nombre de perforations incluses dans le domaine de calcul (comparaison entre 1 et 4 perforations), ou encore du code de calcul (comparaison avec le code CDP de l'Université de Stanford). Ces simulations isothermes ont permis de cartographier pour la première fois l'écoulement de multi-perforation, en particulier à l'intérieur de la perforation et côté aspiration de la paroi. Nous avons notamment mis en évidence la structure tourbillonnaire moyenne et instantanée de l'écoulement. Une conclusion importante en termes de modélisation est que l'essentiel des échanges de quantité de mouvement a lieu au niveau de la perforation et non par frottement à la paroi solide.

La méthode de génération de l'écoulement développée dans le cas isotherme a été étendue au cas anisotherme. Le problème propre à une simulation périodique anisotherme est de contrer l'uniformisation naturelle de la température. La solution proposée est d'ajouter du côté chambre de combustion un terme puits de masse à pression constante, ce qui a pour effet de maintenir une température élevée du côté chaud de la paroi. L'intérêt de cette méthode est que l'intensité de ce terme puits est entièrement déterminée par les conditions de simulation si l'on suppose la paroi à l'équilibre thermique. Comme dans le cas isotherme, les échanges les plus importants sont de nature non-visqueuse. C'est toujours le cas pour les flux de quantité de mouvement et nous montrons en plus que les flux d'énergie entrant et sortant de la perforation sont bien plus importants que les échanges thermiques entre le fluide et la paroi solide. Une autre conclusion intéressante de cette étude est que l'importance des transferts thermiques dans la

perforation entre la paroi et le gaz de refroidissement dépend du système considéré. Le fluide qui passe dans les perforations refroidit de manière importante la paroi mais, à cause des fortes vitesses dans la perforation, la paroi n'a que peu d'action sur la température du fluide qui la traverse.

Les simulations isothermes et anisothermes montrent qu'un modèle pertinent pour la multi-perforation doit donc avant tout reproduire les flux non-visqueux. Un modèle homogène simple, utilisable quel que soit le raffinement du maillage, a été proposé pour estimer les flux de quantité de mouvement à la paroi en fonction du débit dans les perforations. Ce modèle a été validé en reproduisant numériquement l'expérience de Miron (2005). L'effet moyen de la multi-perforation sur l'écoulement est bien reproduit lorsque la plaque perforée est remplacée par le modèle homogène. La connaissance de la thermique de l'écoulement apportée par nos simulations anisothermes fournit des pistes pour compléter le modèle existant par la prise en compte des échanges thermiques à la paroi perforée. Le modèle proposé dans cette thèse est utilisable en l'état pour des configurations anisothermes si l'on fait l'hypothèse que la paroi est adiabatique. Il a d'ores et déjà été utilisé à plusieurs reprises dans des simulations de chambres de combustion (Boudier *et al.*, 2007a,b; Staffelbach *et al.*, 2007; Roux *et al.*, 2007).

Perspectives

La méthode de génération de données dans des cas isothermes via la simulation numérique est maintenant bien maîtrisée. On peut désormais appliquer cette méthode générique à d'autres configurations de multi-perforation. D'une part, la simulation d'autres points de fonctionnement permettrait d'évaluer la dépendance des résultats aux deux paramètres principaux de notre étude : le saut de pression à travers la plaque et les caractéristiques de l'écoulement côté aspiration (vitesse, orientation par rapport à la perforation). D'autre part, la géométrie de la paroi peut être modifiée afin d'étudier par exemple l'effet de la distance entre les perforations, de l'angle de perçage ou encore de la forme des trous. Notons à ce propos que la simulation permet de tester aisément n'importe quelle géométrie, sans contrainte technologique de perçage comme en rencontrent les expérimentateurs. Les simulations périodiques peuvent également permettre d'étudier la « dilution giratoire ». Cette expression désigne l'utilisation de la multi-perforation avec un angle transverse important (typiquement $\beta = 90^\circ$). La dilution giratoire est de plus en plus utilisée dans les chambres de combustion modernes ; ce sujet fait actuellement l'objet d'une thèse à l'ONERA/IMFT (Michel *et al.*, 2007). Les simulations périodiques pourraient apporter des informations précieuses sur cet écoulement difficile à reproduire à grande échelle.

Indiscutablement, la méthode de simulation est moins mature pour les cas anisothermes. De la même façon que dans le cas isotherme, il serait utile d'évaluer l'impact des paramètres numériques sur l'écoulement. La dépendance des résultats vis-à-vis de la température de la paroi — fixée *a priori* — doit être estimée. En outre, les simulations ont montré l'importance des flux thermiques à la paroi et leur inhomogénéité. L'hypothèse d'une température de paroi uniforme pourrait donc être revue pour améliorer les résultats en prenant en compte les interactions thermiques entre la paroi et l'écoulement. D'un point de vue plus général, cette thèse a permis de proposer *une* méthode de simulation anisotherme (via l'ajout d'un terme puits). Rien ne dit qu'il n'existe pas d'autres façons efficaces d'obtenir des informations sur l'écoulement de multi-perforation dans le cas anisotherme.

En ce qui concerne la modélisation, les perspectives sont nombreuses. D'un point de vue pratique, les simulations de chambre de combustion vont de plus en plus souvent inclure le contournement de la chambre dans le domaine de calcul. Il est alors nécessaire d'avoir un modèle pour chaque côté — injection et aspiration — de la paroi perforée. Ces deux modèles ont été proposés et couplés dans un cas simple où les maillages coïncident des deux côtés de la paroi. On souhaite également effectuer ce couplage dans les chambres de combustion. Un effort de codage sera alors nécessaire pour aboutir à un modèle de perforation couplant les deux côtés de la paroi sans contrainte sur le maillage.

D'autre part, le modèle que nous avons proposé ici porte essentiellement sur la partie non-visqueuse du flux de quantité de mouvement dans les directions tangentielles à la paroi. L'évaluation des inhomogénéités de l'écoulement dans la perforation permettrait d'améliorer la modélisation de cette partie du flux. De plus, une modélisation plus complète devrait prendre en compte les frottements à la paroi, négligés ici du fait de leur effet secondaire sur l'écoulement.

Du point de vue de la thermique, les données des calculs anisothermes ont permis de donner plusieurs conseils pour la modélisation. A notre avis, la capacité à déterminer la température du fluide entrant dans les perforations est critique. Une fois cette température connue, l'amélioration du modèle passe par une prise en compte des flux thermiques pariétaux.

Bibliographie

- AKSELVOLL, K. & MOIN, P. 1996 LES of turbulent confined coannular jet. *J. Fluid Mech.* **315**, 387–411.
- AMMARI, H. D., HAY, N. & LAMPARD, D. 1990 The effect of density ratio on the heat transfer coefficient from a film-cooled flat plate. *ASME J. Turbomach.* **112**, 444–450.
- ANDREOPOULOS, J. & RODI, W. 1984 Experimental investigation of jets in a crossflow. *J. Fluid Mech.* **138**, 93–127.
- ANDREWS, G. E., GUPTA, M. L. & MKPADI, M. C. 1984 Full coverage discrete hole film cooling : cooling effectiveness. *ASME Paper 84-GT-212* .
- ANDREWS, G. E., GUPTA, M. L. & MKPADI, M. C. 1985 Full coverage discrete hole film cooling : the influence of hole size. *ASME Paper 85-GT-47* .
- AZZI, A. & LAKEHAL, D. 2002 Perspectives in modeling film cooling of turbines blades by transcending conventional two-equation turbulence models. *ASME J. Turbomach.* **124**, 472–484.
- BAZDIDI-TEHRANI, F. & ANDREWS, G. E. 1994 Full-coverage discrete hole film cooling : investigation of the effect of variable density ratio. *J. Eng. for Gas Turb. and Power* **116**, 587–596.
- BELLETTRE, J., BATAILLE, F., RODET, J.-C. & LALLEMAND, A. 2000 Thermal behaviour of porous plates subjected to air blowing. *AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer* **14** (4), 523–532.
- BIRINGEN, S. & REYNOLDS, W.C. 1981 Large-eddy simulation of the shear-free turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **103**, 53–63.
- BOGARD, D. G. & THOLE, K. A. 2006 Gas turbine film cooling. *J. Prop. Power* **22** (2), 249–270.
- BONS, J. P., MACARTHUR, C. D. & RIVIR, R. B. 1994 The effect of high freestream turbulence on film cooling effectiveness. *ASME Paper 94-GT-51* .
- BOUDIER, G., GICQUEL, L. Y. M., POINSOT, T., BISSIÈRES, D. & BÉRAT, C. 2007a Comparison of LES, RANS and experiments in an aeronautical gas turbine combustion chamber. *Proc. Combust. Inst.* **31**, 3075–3082.

BIBLIOGRAPHIE

- BOUDIER, G., LAMARQUE, N., SENSAU, C., STAFFELBACH, G., POINSOT, T. & MOUREAU, V. 2007*b* Investigating the Thermo-Acoustic Stability of a Real Gas Turbine Combustion Chamber Using Large-Eddy Simulations. In *11th CEAS-ASC Workshop and 2nd Scientific Workshop of X3-NOISE 27–28 September 2007, Lisbon, Portugal*.
- BRILLANT, G. 2004 Simulations des grandes échelles thermiques et expériences dans le cadre d'effusion anisotherme. Thèse d'Université, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon.
- BRUNDAGE, A. L., PLESNIAK, M. W. & RAMADHYANI, S. 1999 Influence of coolant feed direction and hole length on film cooling jet velocity profiles. *ASME Paper 99-GT-035*.
- CALLOT, S. 2002 Analyse des mécanismes macroscopiques produits par les interactions rotor/stator dans les turbomachines. Thèse d'Université, Ecole Centrale Lyon.
- CHAMPION, J.-L. 1997 Étude expérimentale des films pariétaux de refroidissement produits par une paroi multiperforée. cas des conditions de fonctionnement des chambres de combustion des moteurs aéronautiques. Thèse d'Université, Université de Poitiers.
- CHAMPION, J.-L., DI MARTINO, P. & CORON, X. 2005 Influence of flow characteristics on the discharge coefficient of a multiperforated wall. In *Turbo Expo 2005, Reno Hilton, Reno Tahoe, Nevada USA, June 6-9 2005*, , vol. GT2005-68904.
- CHAMPION, J.-L. & ROUVREAU, S. 2002 Plif analysis of mixing phenomena inside an effusion cooling film. In *Proceedings of Eurotherm 71 on Visualization, Imaging and Data Analysis in Convective Heat and Mass Transfer*.
- CHASNOV, J.R. 1991 Simulation of the Kolmogorov inertial subrange using an improved subgrid model. *Phys. FluidsA* **3**, 188–200.
- CHASSAING, P. 2000 *Turbulence en mécanique des fluides, analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. Toulouse, France : Cépaduès-éditions.
- CHO, H. H. & GOLDSTEIN, R. J. 1995*a* Heat (mass) transfer and film cooling effectiveness with injection through discrete holes : Part i-within holes and on the back surface. *ASME J. Turbomach.* **117**, 440–450.
- CHO, H. H. & GOLDSTEIN, R. J. 1995*b* Heat (mass) transfer and film cooling effectiveness with injection through discrete holes : Part ii-on the exposed surface. *ASME J. Turbomach.* **117**, 451–460.
- COLIN, O. 2000 Simulations aux grandes échelles de la combustion turbulente prémélangée dans les statoréacteurs. Thèse d'Université, INP Toulouse.
- COLIN, O., DUCROS, F., VEYNANTE, D. & POINSOT, T. 2000 A thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion. *Phys. Fluids* **12** (7), 1843–1863.
- COLIN, O. & RUDGYARD, M. 2000 Development of high-order Taylor-Galerkin schemes for unsteady calculations. *J. Comput. Phys.* **162** (2), 338–371.

- CORON, X. 2001 Étude expérimentale des paramètres influant sur le coefficient de débit d'un échantillon de paroi multiperforée. Rapport de DEA, E.N.S.M.A.
- CORTELEZZI, L. & KARAGOZIAN, A. R. 2001 On the formation of the counter-rotating vortex pair in transverse jets. *J. Fluid Mech.* **446**, 347–373.
- CRAWFORD, M. E., KAYS, W. M. & MOFFAT, R. J. 1980a Full-coverage film cooling. part I : Comparison of heat transfer data for three injection angles. *J. Eng. for Power* **102**, 1000–1005.
- CRAWFORD, M. E., KAYS, W. M. & MOFFAT, R. J. 1980b Full-coverage film cooling. part II : Heat transfer data and numerical simulation. *J. Eng. for Power* **102**, 1006–1012.
- DANDOIS, J. 2007 Contrôle des décollements par jet synthétique. Thèse d'Université, Université Pierre et Marie Curie. Paris VI.
- DANDOIS, J., GARNIER, E. & SAGAUT, P. 2007 Numerical simulation of active separation control by a synthetic jet. *J. Fluid Mech.* **574**, 25–58.
- DEARDORFF, J. 1970 A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.* **41**, 453–480.
- DONEA, J. 1984 A Taylor-Galerkin method for convective transport problems. *Int. J. Numer. Meth. Fluids* **20**, 101–119.
- DORIGNAC, E., VULLIERME, J. J., BROUSSELY, M., FOULON, C. & MOKKADEM, M. 2005 Experimental heat transfer on the windward surface of a perforated flat plate. *Int. J. of Thermal Sciences* **44**, 885–893.
- DUCHAINE, F. 2007 Optimisation de Forme Multi-Objectif sur Machines Parallèles avec Méta-Modèles et Coupleurs. Application aux Chambres de Combustion Aéronautiques. Thèse d'Université, INP Toulouse.
- DUCROS, F., COMTE, P. & LESIEUR, M. 1996 Large-eddy simulation of transition to turbulence in a boundary layer developing spatially over a flat plate. *J. Fluid Mech.* **326**, 1–36.
- EGGELS, R. L. G. M. & HASSA, C. 2005 Modelling of the flow field within a generic aero-engine combustor. In *41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit. 10 - 13 July 2005, Tucson, Arizona*.
- EL-ASRAG, H. & MENON, S. 2007 Large eddy simulation of bluff-body stabilized swirling non-premixed flames. *Proc. Combust. Inst.* **31**, 1747–1754.
- EMIDIO, J. M. 1998 Refroidissement pariétal par multiperforations. détermination de lois d'efficacité de refroidissement dans des conditions réelles de fonctionnement de chambres de combustion de turbines aéronautiques. Thèse d'Université, Université de Pau et des Pays de l'Adour.
- ERIKSEN, V. L. 1971 Film cooling effectiveness and heat transfer with injection through holes. Thèse d'Université, University of Minnesota.

BIBLIOGRAPHIE

- ERIKSEN, V. L. & GOLDSTEIN, R. J. 1974a Heat transfer and film cooling following injection through inclined circular tubes. *J. Heat Transf.* **96**, 239–245.
- ERIKSEN, V. L. & GOLDSTEIN, R. J. 1974b Heat transfer and film cooling following normal injection through a round hole. *J. Eng. for Power* pp. 1–6.
- ERRERA, M. P. & CHEMIN, S. 2004 A fluid-solid thermal coupling applied to an effusion cooling system. In *34th Fluid Dynamics Conference and Exhibit. Portland, Oregon*.
- FERZIGER, J.H. & PERIĆ, M. 1997 *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Berlin, Heidelberg, New York : Springer Verlag.
- FOULON, C. 1999 Étude numérique et expérimentale du comportement thermique d'une paroi multiperforée mince. Application au refroidissement pariétal des chambres de combustion des moteurs aéronautiques. Thèse d'Université, Université de Poitiers.
- FREITAG, M. & JANICKA, J. 2007 Investigation of a strongly swirled premixed flame using les. *Proc. Combust. Inst.* **31**, 1477–1485.
- FRIC, T.F. & ROSHKO, A. 1994 Vortical structure in the wake of a transverse jet. *J. Fluid Mech.* **279**, 1–47.
- GERMANO, M., PIOMELLI, U., MOIN, P. & CABOT, W. 1991 A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Phys. Fluids* **3** (7), 1760–1765.
- GLEZER, A. & AMITAY, M. 2002 Synthetic jets. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **34**, 503–529.
- GOLDSTEIN, R. J. 1971 *Advances in Heat Transfer*. Academic Press, New-York and London.
- GOLDSTEIN, R. J., ECKERT, E. R. G., ERIKSEN, V. L. & RAMSEY, J. W. 1969 Film cooling following injection through inclined circular tubes. *NASA CR-72612*.
- GOLDSTEIN, R. J., ECKERT, E. R. G. & RAMSEY, J. W. 1968 Film cooling with injection through holes : adiabatic wall temperatures downstream of a circular hole. *J. Eng. for Power* **90**, 383–395.
- GOURDAIN, N. 2005 Simulation numérique des phénomènes de décollement tournant dans les compresseurs axiaux. Thèse d'Université, Ecole Centrale Lyon.
- GRITSCH, M., SCHULTZ, A. & WITTIG, S. 2001 Effect of crossflows on the discharge coefficient of film cooling holes with varying angles of inclination and orientation. *ASME J. Turbomach.* **123**, 781–787.
- GUSTAFSSON, K. M. B. 2001 Experimental studies of effusion cooling. Thèse d'Université, Chalmers University of Technology. Göteborg.
- HAH, C., BERGNER, J. & SCHIFFER, H.-P. 2006 Short length-scale rotating stall inception in a transonic axial compressor – Criteria and mechanisms. In *Proceedings of GT2006 ASME Turbo Expo 2006 : Power for Land, Sea and Air May 8-11, 2006, Barcelona, Spain*.

- HALE, C. A., PLESNIAK, M. W. & RAMADHYANI, S. 2000a Film cooling effectiveness for short film cooling holes fed by a narrow plenum. *ASME J. Turbomach.* **122**, 553–557.
- HALE, C. A., PLESNIAK, M. W. & RAMADHYANI, S. 2000b Structural features and surface heat transfer associated with a row of short-hole jets in crossflow. *Int. J. Heat Fluid Flow* **21**, 542–553.
- HAM, F., APTE, S. V., IACCARINO, G., WU, X., HERRMANN, M., CONSTANTINESCU, G., MAHESH, K. & MOIN, P. 2003 Unstructured LES of reacting multiphase flows in realistic gas turbine combustors. In *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*.
- HAM, F. & IACCARINO, G. 2004 Energy conservation in collocated discretization schemes on unstructured meshes. In *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*, pp. 3–14.
- HAM, F., MATSSON, K. & IACCARINO, G. 2006 Accurate and stable finite volume operators for unstructured flow solvers. In *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*, pp. 243–261.
- HARRINGTON, M. K., MCWATERS, M. A., BOGARD, D. G., A., LEMMON C. & THOLE, K. A. 2001 Full-coverage film cooling with short normal injection holes. *ASME TURBOEXPO 2001. 2001-GT-0130*.
- HAY, N. & LAMPARD, D. 1998 Discharge coefficient of turbines cooling holes. *ASME J. Turbomach.* **120**, 314–319.
- HIRSCH, C. 1988 *Numerical Computation of internal and external flows*. New York : John Wiley.
- HUANG, Y., S., WANG & YANG, V. 2006 Systematic analysis of lean-premixed swirl-stabilized combustion. *AIAA J.* **44** (724-740).
- HYAMS, D. G. & LEYLEK, J.H. 2000 A detailed analysis of film-cooling physics : Part 3- streamwise injection with shaped holes. *ASME J. Turbomach.* **122**, 122–132.
- IOUROKINA, I. V. & LELE, S. K. 2006 Large eddy simulation of film-cooling above the flat surface with a large plenum and short exit holes. In *44th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*.
- JAMESON, A., SCHMIDT, W. & TURKEL, E. 1981 Numerical solution of the Euler equations by finite volume methods using Runge-Kutta time stepping schemes. In *14th Fluid and Plasma Dynamic Conference* (ed. AIAA paper 81-1259). Palo Alto.
- JANUS, B., DREIZLER, A. & JANICKA, J. 2007 Experiments on swirl stabilized non premixed natural gas flame in a model gas turbine combustor. *Proc. Combust. Inst.* **31** (3091-3098).
- JIMÉNEZ, J. & MOIN, P. 1991 The minimal flow unit in near-wall turbulence. *J. Fluid Mech.* **225**, 213–240.
- JOVANOVIC, M. B., DE LANGE, H. C. & VAN STEENHOVEN, A. A. 2006 Influence of hole imperfection on jet cross flow interaction. *Int. J. Heat Fluid Flow*.
- KADOTAMI, K. & GOLDSTEIN, R. J. 1979 On the nature of jets entering a turbulent flow. Part b - film cooling performance. *J. Heat Transf.* **101**, 355–362.

BIBLIOGRAPHIE

- VON KARMAN, T. 1934 Turbulence and skin friction. *Journal of Aeronautical Sciences* **1** (1).
- KASAGI, N., HIRATA, M. & KUMADA, M. 1981 Studies of full-coverage film cooling part 1 : Cooling effectiveness of thermally conductive wall. *ASME Paper 81-GT-37* .
- KASZETA, R. W. 1998 Measurements in film cooling flows with lateral injection. Thèse d'Université, University of Minnesota.
- KELSO, R. M., LIM, T. T. & PERRY, A. E. 1996 An experimental study of round jets in cross-flow. *J. Fluid Mech.* **306**, 111–144.
- KIM, J., MOIN, P. & MOSER, R. 1987 Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *J. Fluid Mech.* **177**, 133–166.
- KIM, W.W., MENON, S. & MONGIA, H.C. 1999 Large-eddy simulation of a gas turbine combustor. *Combust. sci. technol.* **143** (1-6), 25–62.
- KOLMOGOROV, A.N. 1941 The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. *C.R. Acad. Sci. USSR* **30**, 301.
- KUMADA, M., HIRATA, M. & KASAGI, N. 1981 Studies of full-coverage film cooling part 2 : Measurements of local heat transfer coefficient. *ASME Paper 81-GT-38* .
- LAKSHMINARAYANA, B. 1996 *Fluid Dynamics and Heat Transfer of Turbomachinery*. Wiley.
- LAMARQUE, N. 2007 Schémas et conditions limites pour la simulation aux grandes échelles de la combustion diphasique dans les foyers d'hélicoptères. Thèse d'Université, INP Toulouse.
- LAX, P. D. & WENDROFF, B. 1960 Systems of conservation laws. *Comm. Pure Appl. Math.* **13**, 217–237.
- LEBROCQ, P. V., LAUNDER, B. E. & PRIDDIN, C. H. 1973 Discrete hole injection as a means of transpiration cooling ; an experimental study. *Proc Instn Mech Engrs* **187** (17), 149–157.
- LEFEBVRE, A. H. 1999 *Gas Turbines Combustion*. Taylor & Francis.
- LESIEUR, M. 1997 Recent approaches in large-eddy simulations of turbulence. In *New tools in turbulence modelling* (ed. O. Métais & J. Ferziger), pp. 1 – 28. Les Editions de Physique - Springer Verlag.
- LESIEUR, M. & MÉTAIS, O. 1996 New trends in large-eddy simulations of turbulence. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **28**, 45 – 82.
- LESIEUR, M., MÉTAIS, O. & COMTE, P. 2005 *Large-Eddy Simulations of Turbulence*. Cambridge University Press.
- LESIEUR, M., STAQUET, C., P., LEROY & COMTE, P. 1988 The mixing layer and its coherence examined from the point of view of two dimensionnal turbulence. *J. Fluid Mech.* **192**, 511–534.
- LEYLEK, J. H. & ZERKLE, R. D. 1994 Discrete-jet film cooling : A comparison of computational results with experiments. *ASME J. Turbomach.* **116**, 358–368.

- LIEUWEN, T. & YANG, V. 2005 Combustion instabilities in gas turbine engines. Operational experience, fundamental mechanisms and modeling. In *Progress in Astronautics and Aeronautics AIAA*, , vol. 210.
- LIGRANI, P.M., WIGLE, J.M., CIRIELLO, S. & JACKSON, S.M. 1994 Film-cooling from holes with compound angle orientations : part 1-results downstream of two staggered rows of holes with 3d spanwise spacing. *J. Heat Transf.* **116**, 341–352.
- LILLY, D.K. 1967 The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. In *Proceedings of the IBM Scientific Computing Symposium on Environmental Sciences*. Yorktown Heights, USA.
- MACMANUS, D. G. & EATON, J. A. 2000 Flow physics of discrete boundary layer suction - measurements and predictions. *J. Fluid Mech.* **417**, 47–75.
- MAHESH, K., CONSANTINESCU, G., APTE, S., IACCARINO, G. & MOIN, P. 2001 Large eddy simulation of gas turbine combustors. In *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*, pp. 1–15.
- MARGASON, R. J. 1993 Fifty years of jet in crossflow research. In *Computational and Experimental Assessment of Jets in Crossflow* (ed. UK Winchester), , vol. AGARD-CP-534, pp. 1–41.
- MARTIN, R. 2006a *N3S-NATUR V2.1, Manuel Utilisateur*. SIMULOG.
- MARTIN, R. 2006b *Projet N3S-NATUR V2.1, Manuel Theorique, Software Package*. Simulog, France.
- MARTINY, M., SCHULTZ, A. & WITTIG, S. 1995 Full-coverage film cooling investigations : adiabatic wall temperatures and flow visualization. *ASME paper 95-WA/HT-4* .
- MATTINGLY, J. D. 2005 *Elements of gas turbine propulsion*, 2nd edn. AIAA.
- MAYLE, R.E. & CAMARATA, F.J. 1975 Multihole cooling effectiveness and heat transfer. *J. Heat Transf.* **97**, 534–538.
- MCGOVERN, K. T. & LEYLEK, J.H. 2000 A detailed analysis of film-cooling physics : Part 2-compound-angle injection with cylindrical holes. *ASME J. Turbomach.* **122**, 113–121.
- MEDIC, G. & DURBIN, P. A. 2002 Toward improved film cooling prediction. *ASME J. Turbomach.* **124**, 193–199.
- MENDEZ, S., ELDREDGE, J. D., NICOUD, F., POINSOT, T., SHOEYBI, M. & IACCARINO, G. 2006a Numerical investigation and preliminary modeling of a turbulent flow over a multi-perforated plate. In *Proc. Summer Program CTR, NASA Ames - Stanford University*.
- MENDEZ, S., NICOUD, F. & MIRON, P. 2005 Direct and large-eddy simulations of a turbulent flow with effusion. In *ERCRAFT WORKSHOP. Direct and Large-Eddy Simulations 6. Poitiers FRANCE*.
- MENDEZ, S., NICOUD, F. & POINSOT, T. 2006b Large-eddy simulations of a turbulent flow around a multi-perforated plate. In *Complex effects in LES* **56**, 289–303.

BIBLIOGRAPHIE

- MENEVEAU, C. & KATZ, J. 2000 Scale-invariance and turbulence models for large eddy simulation. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **32**, 1–32.
- MENON, S. & N., PATEL 2006 Subgrid modeling for simulation of spray combustion in large scale combustors. *AIAA J.* **44** (709-723).
- MESSAADI, A. 2003 Etude des échanges convectifs le long d'une paroi à multiperforation inclinée. Application au refroidissement des parois des chambres de combustion. Thèse d'Université, Université de Poitiers.
- MÉTAIS, O. & LESIEUR, M. 1992 Spectral large-eddy simulation of isotropic and stably stratified turbulence. *J. Fluid Mech.* **239**, 157–194.
- METZGER, D. E., TAKEUCHI, D. I. & KUENSTLER, P. A. 1973 Effectiveness and heat transfer with full-coverage film-cooling. *ASME paper* .
- MIAO, JR-MING & CHING, HONG-KA 2006 Numerical simulation of film-cooling concave plate as coolant jet passes through two rows of holes with various orientations of coolant flow. *Int. J. Heat Mass Transf.* **49**, 557–574.
- MICHEL, B., GAJAN, P., STRZELECKI, A., KOURTA, A. & BOISSON, H. 2007 Simulation numérique d'une zone d'injection pariétale pour une chambre de combustion de turbomachine. In *18ème Congrès Français de Mécanique. Grenoble, août 2007*.
- MIRON, P. 2005 Étude expérimentale des lois de parois et du film de refroidissement produit par une zone multiperforée sur une paroi plane. Thèse d'Université, Université de Pau et des Pays de l'Adour.
- MOFFAT, R. J. & KAYS, W. M. 1968 The turbulent boundary layer on a porous plate : experimental heat transfer with uniform blowing and suction. *Int. J. Heat Mass Transf.* **11**, 1547–1566.
- MOIN, P. 2004 Large eddy simulation of multi-phase turbulent flows in realistic combustors. *Prog. Comput. Fluid Dynamics* **4**, 237–240.
- MOIN, P. & APTE, S. V. 2006 Large-eddy simulation of realistic gas turbine combustors. *AIAA J.* **44** (4), 698–708.
- MOIN, P. & KIM, J. 1982 Numerical investigation of turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.* **118**, 341–377.
- MOIN, P. & MAHESH, K. 1998 Direct numerical simulation : A tool in turbulence research. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **30** (539-578).
- MOIN, P., SQUIRES, K., CABOT, W. & LEE, S. 1991 A dynamic subgrid-scale model for compressible turbulence and scalar transport. *Phys. FluidsA* **3** (11), 2746–2757.
- MOST, A. 2007 Etude expérimentale et numérique du film de refroidissement produit par l'injection pariétale d'air au travers d'une paroi multiperforée. Thèse d'Université, Université de Pau et des Pays de l'Adour.

- MOST, A. & BRUEL, P. 2007 Numerical assessment of jet trajectories analysis in film cooling systems. In *43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*.
- MOST, A., SAVARY, N. & BÉRAT, C. 2007 Reactive flow modelling of a combustion chamber with a multiperforated liner. In *43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*.
- MULDOON, F. & ACHARYA, S. 2006 Analysis of k and epsilon budgets for film cooling using direct numerical simulation. *AIAA J.* **44** (12), 3010–3021.
- MUPPIDI, S. & MAHESH, K. 2005 Study of trajectories of jets in crossflow using direct numerical simulations. *J. Fluid Mech.* **530**, 81–100.
- MUPPIDI, S. & MAHESH, K. 2006 Two-dimensional model problem to explain counter-rotating vortex pair formation in a transverse jet. *Phys. Fluids* **18** (8).
- MUPPIDI, S. & MAHESH, K. 2007 Direct numerical simulation of round turbulent jets in crossflow. *J. Fluid Mech.* **574**, 59–84.
- NASIR, H., ACHARYA, S. & EKKAD, S. 2003 Improved film cooling from cylindrical angled holes with triangular tabs : effect of tab orientations. *Int. J. Heat Fluid Flow* **24**, 657–668.
- NGUYEN-PHU, H. 2006 Etude des échanges convectifs à l’entrée d’une perforation : Application à la thermique des parois multiperforées des chambres de combustion. Thèse d’Université, Université de Poitiers.
- NICOUD, F. & DUCROS, F. 1999 Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow Turbul. Combust.* **62** (3), 183–200.
- PAPANICOLAOU, E., GIEBERT, D., KOCH, R. & SCHULTZ, A. 2001 A conservation-based discretization approach for conjugate heat transfer calculations in hot-gas ducting turbomachinery components. *Int. J. Heat Mass Transf.* **44**, 3413–3429.
- PEET, Y. V. 2006 Film cooling from inclined cylindrical holes using Large-Eddy Simulations. Thèse d’Université, Stanford University.
- PETERSON, S. D. & PLESNIAK, M. W. 2002 Short-hole jet-in-crossflow velocity field and its relationship to film-cooling performance. *Exps. Fluids* **33**, 889–898.
- PETERSON, S. D. & PLESNIAK, M. W. 2004a Evolution of jets emanating from short holes into crossflow. *J. Fluid Mech.* **503**, 57–91.
- PETERSON, S. D. & PLESNIAK, M. W. 2004b Surface shear stress measurements around multiple jets in crossflow using the fringe imaging skin friction technique. *Exps. Fluids* **37**, 497–503.
- PETRE, B. 2001 Étude des échanges convectifs en espace confiné le long d’une paroi multiperforée. Thèse d’Université, Université de Poitiers. ENSMA.
- PIETRZYK, J. R., BOGARD, D. G. & CRAWFORD, M. E. 1989 Hydrodynamic measurements of jets in crossflow for gas turbine film cooling applications. *ASME J. Turbomach.* **111**, 139–145.

BIBLIOGRAPHIE

- PIOMELLI, U. & BALARAS, E. 2002 Wall-layer models for large-eddy simulations. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **14**, 349–374.
- PITSCH, H. 2006 Large eddy simulation of turbulent combustion. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **38**, 453–482.
- PLESNIAK, M. W. 2006 Noncanonical short hole jets-in-crossflow for turbine film cooling. *J. Applied Mechanics* **73** (3), 474–482.
- POINSOT, T. & LELE, S. K. 1992 Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *J. Comput. Phys.* **vol.101** (1), 104–129.
- POINSOT, T. & VEYNANTE, D. 2001 *Theoretical and Numerical Combustion*. Edwards.
- POPE, S. B. 2000 *Turbulent flows*. Cambridge University Press.
- POPE, S. B. 2004 Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows. *New Journal of Physics* **6**, 35.
- PORTA, M. 2007 Développement, vérification et validation des outils les pour l'étude du bruit de combustion et de l'interaction combustion/acoustique/turbulence. Thèse d'Université, INP Toulouse.
- RENZE, P., SCHRÖDER, W. & MEINKE, M. 2007 LES of film cooling efficiency for different hole shapes. In *5th Symposium on Turbulent and Shear Flow Phenomena. Munich, Germany*.
- REYNOLDS, W. C. 1989 The potential and limitations of direct and large eddy simulations. In *Whither Turbulence workshop, Cornell University, March 22-24*.
- RICHARDSON, L.F. 1922 *Weather Prediction by Numerical Process*. Cambridge University Press.
- RIVERO, A., FERRÉ, J. A. & GIRALT, F. 2001 Organized motions in a jet in crossflow. *J. Fluid Mech.* **444**, 117–149.
- ROGALLO, R. & MOIN, P. 1985 Numerical simulation of turbulent flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **17**, 99–137.
- ROUVREAU, S. 2001 Étude expérimentale de la structure moyenne et instantanée d'un film produit par une zone multiperforée sur une paroi plane. application au refroidissement des chambres de combustion des moteurs aéronautiques. Thèse d'Université, E.N.S.M.A. et Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées.
- ROUX, S., CAZALENS, M. & T., POINSOT 2007 Influence of outlet boundary condition for large eddy simulation of combustion instabilities in gas turbine. *submitted to AIAA J.* .
- ROUX, S., LARTIGUE, G., POINSOT, T., MEIER, U. & BÉRAT, C. 2005 Studies of mean and unsteady flow in a swirled combustor using experiments, acoustic analysis and large eddy simulations. *Combust. Flame* **141**, 40–54.
- SAGAUT, P. 2002 *Large eddy simulation for incompressible flows*. Springer.
- SANKARAN, V. & MENON, S. 2002 Les of spray combustion in swirling flows. *J. Turb.* **3**, 011.

- SCHILDKNECHT, M., MILLER, J. A. & MEIER, G. E. A. 1979 The influence of suction on the structure of turbulence in fully developed pipe flow. *J. Fluid Mech.* **90**, 67–107.
- SCHLICHTING, H. & GERSTEN, K. 2000 *Boundary layer theory*, 8th edn. Springer-Verlag.
- SCHMITT, P., POINSOT, T., SCHUERMANS, B. & GEIGLE, K. 2007 Large-eddy simulation and experimental study of heat transfer, nitric oxide emissions and combustion instability in a swirled turbulent high-pressure burner. *J. Fluid Mech.* **570**, 17–46.
- SCHÖNFELD, T. & RUDGYARD, M. 1999 Steady and unsteady flows simulations using the hybrid flow solver AVBP. *AIAA J.* **37** (11), 1378–1385.
- SCRITTORE, J. J., THOLE, K. A. & BURD, S. W. 2007 Investigation of velocity profiles for effusion cooling of a combustor liner. *ASME J. Turbomach.* **129**, 518–526.
- SENGISSEN, A., VANKAMPEN, J. F., HULS, R., STOFFELS, G., KOK, J. B. W. & POINSOT, T. 2007 LES and experimental studies of cold and reacting flows in a swirled partially premixed burner with and without fuel modulation. *Combust. Flame* **150**, 40–53.
- SENSIAU, C., NICOUD, F., GICQUEL, L. Y. M., POINSOT, T. & MOUREAU, V. 2007 Acoustic analysis of industrial gas turbines. In *11th CEAS-ASC Workshop and 2nd Scientific Workshop of X3-NOISE 27–28 September 2007, Lisbon, Portugal*.
- SILVA-FREIRE, A. P., CRUZ, D. O. A. & PELLEGRINI, C. C. 1995 Velocity and temperature distributions in compressible turbulent boundary layers with heat and mass transfer. *Int. J. Heat Mass Transf.* **38** (13), 2507–2515.
- SIMPSON, R. L. 1970 Characteristics of turbulent boundary layers at low reynolds numbers with and without transpiration. *J. Fluid Mech.* **42** (4), 769–802.
- SINHA, A. K., BOGARD, D. G. & CRAWFORD, M. E. 1991 Film-cooling effectiveness downstream of a single row of holes with variable density ratio. *ASME J. Turbomach.* **113**, 442–449.
- SMAGORINSKY, J. 1963 General circulation experiments with the primitive equations : I. the basic experiment. *Monthly Weather Review* **91**, 99–164.
- SMITH, S. H. & MUNGAL, M. G. 1998 Mixing, structure and scaling of the jet in crossflow. *J. Fluid Mech.* **357**, 83–122.
- SPARROW, E. M. & CARRANCO ORTIZ, M. 1982 Heat transfer coefficients for the upstream face of a perforated plate positioned normal to an oncoming flow. *Int. J. Heat Mass Transf.* **25** (1), 127–135.
- SPARROW, E. M. & GURDAL, U. 1981 Heat transfer at an upstream-facing surface washed by fluid en route to an aperture in the surface. *Int. J. Heat Mass Transf.* **24** (5), 851–857.
- STAFFELBACH, G., BOUDIER, G., LAMARQUE, N., SENSIAU, C., GICQUEL, L. Y. M., POINSOT, T. & MOUREAU, V. 2007 Azimuthal thermo-acoustic stability of a full gas turbine combustion chamber using large-eddy simulations. In *11th CEAS-ASC Workshop and 2nd Scientific Workshop of X3-NOISE 27–28 September 2007, Lisbon, Portugal*.

BIBLIOGRAPHIE

- STULL, D.R. & PROPHET, H. 1971 JANAF thermochemical tables, 2nd edition. *Tech. Rep.* NSRDS-NBS 37. US National Bureau of Standards.
- TAINÉ, J. & PETIT, J.-P. 1995 *Cours et données de base. Transferts thermiques. Mécanique des fluides anisotherme*. Ed. DUNOD.
- THOMPSON, K. W. 1990 Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems. *J. Comput. Phys.* **89**, 439–461.
- TYAGI, M. & ACHARYA, S. 2003 Large eddy simulation of film cooling flow from an inclined cylindrical jet. *ASME J. Turbomach.* **125**, 734–742.
- VERMOREL, O., RICHARD, S., COLIN, O., ANGELBERGER, C. & BENKENIDA, A. 2007 Multi-cycle LES simulations of flow and combustion in a PFI SI 4-valve production engine. *SAE* **2007-01-0151** (2007-01-0151).
- VON DER BANK, R., SAVARY, N., ALDÈN, M., ZEDDA, M., MCGUIRK, J. & CINQUE, G. 2007 On the development of combustion systems and their design methodologies for the reduction of pollutant emissions from aero-engines - The European Project INTELLECT D.M. -. In *1 ST EUROPEAN AIR AND SPACE CONFERENCE 2007. 10-13 September. Berlin, Germany*.
- VREMAN, B., GEURTS, B. & KUERTEN, H. 1997 Large-eddy simulation of the turbulent mixing layer. *J. Fluid Mech.* .
- WALTERS, D.K. & LEYLEK, J.H. 1997 A systematic methodology applied to a three-dimensional film-cooling flowfield. *ASME J. Turbomach.* **119**, 777–785.
- WALTERS, D.K. & LEYLEK, J.H. 2000 A detailed analysis of film-cooling physics : Part 1- streamwise injection with cylindrical holes. *ASME J. Turbomach.* **122**, 102–112.
- WANG, S., YANG, V., HSIAO, G., HSIEH, S.-Y. & MONGIA, H.C. 2007 Large-eddy simulations of gas-turbine swirl injector flow dynamics. *J. Fluid Mech.* .
- WRAY, A. A. & HUNT, J. C. R. 1989 Algorithms for classification of turbulent structures. In *Proceedings of IUTAM Symposium Topological Fluid Mechanics*, pp. 95–104.
- YAVUZKURT, S., MOFFAT, R. J. & KAYS, W. M. 1980a Full coverage film cooling. Part 1. Three-dimensional measurements of turbulence structure. *J. Fluid Mech.* **101**, 129–158.
- YAVUZKURT, S., MOFFAT, R. J. & KAYS, W. M. 1980b Full coverage film cooling. Part 2. Prediction of the recovery-region hydrodynamics. *J. Fluid Mech.* **101** (1), 159–178.
- YUAN, L. L., STREET, R. L. & FERZIGER, J. H. 1999 Large-eddy simulations of a round jet in cross-flow. *J. Fluid Mech.* **379**, 71–104.

Annexes

Annexe A

Artificial Viscosity Models

A.1 Introduction

The numerical discretization methods in AVBP are spatially centered. These types of schemes are known to be naturally subject to small-scale oscillations in the vicinity of steep solution variations. This is why it is common practice to add a so-called artificial viscosity (AV) term to the discrete equations, to avoid these spurious modes (also known as “wiggles”) and in order to smooth very strong gradients. We describe here the different AV methods used in AVBP. These AV models are characterized by the “linear preserving” property which leaves unmodified a linear solution on any type of element. The models are based on a combination of a “shock capturing” term (called 2nd order AV) and a “background dissipation” term (called 4th order AV). In AVBP, adding AV is done in two steps :

- first a sensor detects if AV is necessary, as a function of the flow characteristics,
- then a certain amount of 2nd and 4th AV is applied, depending on the sensor value and on user-defined parameters.

A.2 The sensors

A sensor ζ_{Ω_j} is a scaled parameter which is defined for every cell Ω_j of the domain that takes values from zero to one. $\zeta_{\Omega_j} = 0$ means that the solution is well resolved and that no AV should be applied while $\zeta_{\Omega_j} = 1$ signifies that the solution has strong local variations and that AV must be applied. This sensor is obtained by comparing different evaluations (on different stencils) of the gradient of a given scalar (pressure, total energy, mass fractions, ...). If these gradients are identical, then the solution is locally linear and the sensor is zero. On the contrary, if these two estimations are different, local non-linearities are present, and the sensor is activated. The key point is to find a suitable sensor-function that is non-zero only at places where stability problems occur.

Two sensors are available in AVBP : the so-called ‘Jameson-sensor’ ($\zeta_{\Omega_j}^J$) [Jameson *et al.* \(1981\)](#) and the ‘Colin-sensor’ ($\zeta_{\Omega_j}^C$) [Colin \(2000\)](#) which is an upgrade of the previous one.

A.2.1 The Jameson sensor

For every cell Ω_j , the Jameson cell-sensor $\zeta_{\Omega_j}^J$ is the maximum over all cell vertices of the Jameson vertex-sensor ζ_k^J :

$$\zeta_{\Omega_j}^J = \max_{k \in \Omega_j} \zeta_k^J \quad (\text{A.1})$$

Denoting S the scalar quantity the sensor is based on (usually S is the pressure), the Jameson vertex-sensor is :

$$\zeta_k^J = \frac{|\Delta_1^k - \Delta_2^k|}{|\Delta_1^k| + |\Delta_2^k| + |S_k|} \quad (\text{A.2})$$

Where the Δ_1^k and Δ_2^k functions are defined as :

$$\Delta_1^k = S_{\Omega_j} - S_k \quad \Delta_2^k = (\vec{\nabla} S)_k \cdot (\vec{x}_{\Omega_j} - \vec{x}_k) \quad (\text{A.3})$$

where a k subscript denotes cell-vertex values while Ω_j is the subscript for cell-averaged values.

$(\vec{\nabla} S)_k$ is the gradient of S at node k as computed in AVBP.

Δ_1^k measures the variation of S inside the cell Ω_j (using only quantities defined on this cell). Δ_2^k is an estimation of the same variation but on a wider stencil (using all the neighbouring cell of the node k).

For example, on a 1D uniform mesh, of mesh size Δx and for the cell $[k\Delta x; (k+1)\Delta x]$, the Δ_1^k and Δ_2^k functions are estimated as follows :

$$\Delta_1^k = \frac{\Delta x}{2} \frac{S_{k+1} - S_k}{\Delta x} \quad \Delta_2^k = \frac{\Delta x}{2} \frac{S_{k+1} - S_{k-1}}{2\Delta x} \quad (\text{A.4})$$

The numerator of eq. (A.2) is then

$$|\Delta_1^k - \Delta_2^k| = \frac{\Delta x^2}{4} \left| \frac{S_{k+1} - 2S_k + S_{k-1}}{\Delta x^2} \right| = \frac{\Delta x^2}{4} |\Delta_{k,\Delta x}^{FD} S| \quad (\text{A.5})$$

$\Delta_{k,\Delta x}^{FD}$ is exactly the classical FD Laplacian operator evaluated at vertex k and of size Δx . The Jameson sensor is thus proportional to the second derivative of S , which is zero when S is linear and which is maximum when the gradient of S varies rapidly. This is what happens for example on each side of a front or when wiggles occur.

It is important to note that this sensor is smooth : it is roughly proportional to the amplitude of the deviation from linearity.

A.2.2 The Colin sensor

As said above, the Jameson sensor is smooth and was initially derived for steady-state computations. For most unsteady turbulent computations it is however necessary to have a sharper sensor, which is very small when the flow is sufficiently resolved, and which is nearly maximum when a certain level of non-linearities occurs.

This is the aim of the so-called Colin-sensor, whose properties can be summarized as follows :

- $\zeta_{\Omega_j}^C$ is very small when both Δ_1^k and Δ_2^k are small compared to S_{Ω_j} . This corresponds to low amplitude numerical errors (when Δ_1^k and Δ_2^k have opposite signs) or smooth gradients that are well resolved by the scheme (when Δ_1^k and Δ_2^k have the same sign).
- $\zeta_{\Omega_j}^C$ is small when Δ_1^k and Δ_2^k have the same sign and the same order of magnitude, even if they are quite large. This corresponds to stiff gradients well resolved by the scheme.
- $\zeta_{\Omega_j}^C$ is big when Δ_1^k and Δ_2^k have opposite signs and one of the two term is large compared to the other. This corresponds to a high-amplitude numerical oscillation.
- $\zeta_{\Omega_j}^C$ is big when either Δ_1^k or Δ_2^k is of the same order of magnitude as S_{Ω_j} . This corresponds to a non-physical situation that originates from a numerical problem.

The exact definition of the Colin-sensor is :

$$\zeta_{\Omega_j}^C = \frac{1}{2} \left(1 + \tanh \left(\frac{\Psi - \Psi_0}{\delta} \right) \right) - \frac{1}{2} \left(1 + \tanh \left(\frac{-\Psi_0}{\delta} \right) \right) \quad (\text{A.6})$$

with :

$$\Psi = \max_{k \in \Omega_j} \left(0, \frac{\Delta^k}{|\Delta^k| + \epsilon_1 S_k} \zeta_k^J \right) \quad (\text{A.7})$$

$$\Delta^k = |\Delta_1^k - \Delta_2^k| - \epsilon^k \max(|\Delta_1^k|, |\Delta_2^k|) \quad (\text{A.8})$$

$$\epsilon^k = \epsilon_2 \left(1 - \epsilon_3 \frac{\max(|\Delta_1^k|, |\Delta_2^k|)}{|\Delta_1^k| + |\Delta_2^k| + S_k} \right) \quad (\text{A.9})$$

The numerical values used in AVBP are :

$$\Psi_0 = 2.10^{-2} \quad \delta = 1.10^{-2} \quad \epsilon_1 = 1.10^{-2} \quad \epsilon_2 = 0.95 \quad \epsilon_3 = 0.5 \quad (\text{A.10})$$

WARNING :

Note, that these definitions of Ψ and ϵ^k apply only for the Navier-Stokes variables. For species, the reference value is not S_k but 1, which is the maximum value of a species mass fraction :

$$\Psi = \max_{k \in \Omega_j} \left(0, \frac{\Delta^k}{|\Delta^k| + \epsilon_1} \zeta_k^J \right) \quad \text{and} \quad \epsilon^k = \epsilon_2 \left(1 - \epsilon_3 \frac{\max(|\Delta_1^k|, |\Delta_2^k|)}{|\Delta_1^k| + |\Delta_2^k| + 1} \right) \quad (\text{A.11})$$

A.3 The operators

There are two AV operators in AVBP : a 2nd order operator and a 4th order operator. All AV models in AVBP are a blend of these two operators. These operators have the following properties :

- 2nd order operator : it acts just like a “classical” viscosity. It smoothes gradients, and introduces artificial dissipation. It is thus associated to a sensor which determines where it must be applied. Doing this, the numerical scheme keeps its order of convergence in the zones where the sensor is inactive, while ensuring stability and robustness in the critical regions. Historically, it was used to control shocks, but it can actually smooth any physical gradient.

- 4th order operator : it is a less common operator. It acts as a bi-Laplacian and is mainly used to control spurious high-frequency wiggles.

The way they are combined is determined both by the sensor and by user-defined parameters (smu2 and smu4 in the `run.dat` file).

Both operator contributions are first computed on each cell vertex, and are then scattered back to nodes (there is no divergence here, as it is done directly during the scattering operation).

The 2nd order operator

A cell contribution of the 2nd order AV is first computed on each vertex of the cell Ω_j :

$$R_{k \in \Omega_j} = -\frac{1}{N_v} \frac{V_{\Omega_j}}{\Delta t_{\Omega_j}} smu2 \zeta_{\Omega_j} (w_{\Omega_j} - w_k) \quad (\text{A.12})$$

The nodal residual is then found by adding the surrounding cells contributions :

$$dw_k = \sum_j R_{k \in \Omega_j} \quad (\text{A.13})$$

For example, on a 1D uniform mesh, of mesh size Δx , and for $\zeta_{\Omega_j} = \zeta = cste$:

$$dw_k = -\frac{smu2 \zeta \Delta x}{2 \Delta t} (w_{k-1} - 2w_k + w_{k+1}) \quad (\text{A.14})$$

which can be interpreted as :

$$dw_k = -\nu^{AV} \int (\Delta_{k, \Delta x} w) dx \quad (\text{A.15})$$

with :

$$\nu^{AV} = \frac{smu2 \zeta \Delta x^2}{2 \Delta t} = \frac{smu2 \zeta \Delta x |u + c|}{2 \text{CFL}} \quad \text{and} \quad \Delta_{k, \Delta x}^{FD} w = \frac{w_{k-1} - 2w_k + w_{k+1}}{\Delta x^2} \quad (\text{A.16})$$

where $\Delta_{k, \Delta x}^{FD}$ is exactly the classical FD Laplacian operator evaluated at k and of size Δx .

This shows that ν^{AV} can be seen as an ‘‘artificial’’ viscosity (it has the same units as a physical viscosity), which is controlled by the user-defined parameter smu2. The smu2 parameter is therefore dimensionless.

A.3.1 The 4th order operator

The technique used for the 4th order operator is identical to the technique of the 2nd order operator. A cell contribution is first computed on each vertex :

$$R_{k \in \Omega_j} = \frac{1}{N_v} \frac{V_{\Omega_j}}{\Delta t_{\Omega_j}} smu4 \left[(\vec{\nabla} w)_{\Omega_j} \cdot (\vec{x}_{\Omega_j} - \vec{x}_k) - (w_{\Omega_j} - w_k) \right] \quad (\text{A.17})$$

The nodal value is then found by adding every surrounding cells contributions :

$$dw_k = \sum_j R_{k \in \Omega_j} \quad (\text{A.18})$$

For example, on a 1D uniform mesh, of mesh size Δx , this yields :

$$R_{k \in \Omega_{left}} = \frac{smu4}{2} \frac{\Delta x}{\Delta t} \left[\left(\frac{1}{2} \left(\frac{w_k - w_{k-2}}{2\Delta x} + \frac{w_{k+1} - w_{k-1}}{2\Delta x} \right) \right) \cdot \left(\frac{-\Delta x}{2} \right) - \left(\frac{w_{k-1} + w_k}{2} - w_k \right) \right] \quad (\text{A.19})$$

$$R_{k \in \Omega_{right}} = \frac{smu4}{2} \frac{\Delta x}{\Delta t} \left[\left(\frac{1}{2} \left(\frac{w_{k+1} - w_{k-1}}{2\Delta x} + \frac{w_{k+2} - w_k}{2\Delta x} \right) \right) \cdot \left(\frac{\Delta x}{2} \right) - \left(\frac{w_k + w_{k+1}}{2} - w_k \right) \right] \quad (\text{A.20})$$

Adding these 2 contributions gives :

$$dw_k = smu4 \frac{\Delta x}{16\Delta t} (w_{k-2} - 4w_{k-1} + 6w_k - 4w_{k+1} + w_{k+2}) \quad (\text{A.21})$$

which can be interpreted :

$$dw_k = \kappa^{AV} \int (\Delta \Delta_{k,\Delta x}^{FD} w) dx \quad (\text{A.22})$$

with :

$$\kappa^{AV} = \frac{smu4 \cdot \Delta x^4}{16\Delta t} = \frac{smu4 \cdot \Delta x^3 |u + c|}{16 \text{ CFL}} \quad \text{and} \quad \Delta \Delta_{k,\Delta x}^{FD} w = \frac{w_{k-2} - 4w_{k-1} + 6w_k - 4w_{k+1} + w_{k+2}}{\Delta x^4} \quad (\text{A.23})$$

where $\Delta \Delta_{k,\Delta x}^{FD}$ is exactly the classical FD bi-Laplacian operator evaluated at k and of size Δx .

This shows that κ^{AV} can be seen as an ‘‘artificial’’ 4th order hyper-viscosity, which is controlled by the user-defined parameter $smu4$. Just like $smu2$, the $smu4$ parameter is dimensionless.

A.4 The 4 models implemented in AVBP

The four AV models available in AVBP are :

- ‘‘Honey’’ model ($iavisc=-1$),
- ‘‘Jameson’’ model ($iavisc=1$),
- ‘‘Colin’’ model ($iavisc=2$),
- and ‘‘SLK’’ (Schönfeld–Lartigue–Kaufmann) model ($iavisc=3$).

Where by ‘‘model’’ we denote a combination of several parameters :

- the choice of the sensor and the variable which is used for the sensor,
- the way the 2nd order and the 4th order operators are combined,
- and finally on which variables the operators are applied.

A.4.1 ‘‘Honey’’ model

The concept of sensor is not relevant in this case : $\zeta^{HON} = 1$ everywhere. Consequently, 2nd order AV is applied everywhere in the field. Of course, in this case, the use of 4th order AV is not necessary and $smu4$ is set to zero. It is yet highly recommended to put $smu4 = 0$ in your `run.dat` file, to remember that no 4th order AV is used in this case, although AVBP does it automatically...

As a consequence, the only action of this model is to put a lot of 2nd order AV everywhere in the field. Moreover, this AV is applied on all transport variables (momentum, energy and species).

This option produces highly non-physical results as it adds a lot of viscosity everywhere. It often leads to stationnary results which look very similar to RANS computations. *It must never be used to produce LES results.* This option can be used for example to initialise a computation, but even in this case, the “Jameson” model should be preferred.

A.4.2 “Jameson” model

A “Jameson” sensor based on pressure is used in this case.

$$\zeta^{JAM} = \zeta_{\Omega_j}^J(P) \quad (\text{A.24})$$

The amount of 2nd order AV that is applied is directly proportional to this sensor. The amount of 4th order AV also depends on the sensor. Actually, the input parameter $smu4$ is replaced by :

$$smu4' = \max(0, smu4 - \zeta^{JAM} smu2) \quad (\text{A.25})$$

This formulation allows to put 4th order AV only where the sensor is small (as well as the amount of 2nd order AV). On the other hand, if the sensor is large, it is no use to put 4th order AV, because the 2nd order AV operates fully and overcomes most of the problems.

Both operators are applied on all variables (momentum, energy and species).

This model was originally proposed by Jameson and Turkel [Jameson *et al.* \(1981\)](#). It is very well suited for “aerodynamics” configurations, with shocks and without combustion, solved with a RANS solver. However it appears that for reacting LES, this model is much too dissipative and must only be used during transient phases. It allows to stabilise a computation when non-physical processes of high amplitudes happen (at the initialisation phase for example). However, for LES simulations we recommend the use of the “Colin” model.

A.4.3 “Colin” model

Three sensors are used here in conjunction. The first one is based on total energy, the second one is based on species densities, and the last one is the maximum of the two previous.

$$\zeta_E^{COL} = \zeta_{\Omega_j}^C(\rho E), \quad \zeta_Y^{COL} = \max_{k=1, neqs} \zeta_{\Omega_j}^C(\rho_k) \quad \text{and} \quad \zeta_{max}^{COL} = \max(\zeta_E^{COL}, \zeta_Y^{COL}) \quad (\text{A.26})$$

The way these operators are combined and applied is a little bit tricky.

Let’s begin by the AV on the species. As for the Jameson model, we build a modified coefficient for the 4th order operator, but this time it is based on the maximum sensor ζ_{max}^{COL} :

$$smu4' = \max(0, smu4 - \zeta_{max}^{COL} smu2) \quad (\text{A.27})$$

The sensor used in the 2nd order operator is also the maximum sensor ζ_{max}^{COL} .

2nd and 4th order operators are then applied on each species.

For energy we also build the modified coefficient based on ζ_{max}^{COL}

$$smu4' = \max(0, smu4 - \zeta_{max}^{COL} smu2) \quad (A.28)$$

and we apply the 2nd order AV with the same sensor.

The subtilty comes when dealing with momentum. The 4th order operator is not applied

$$smu4' = 0 \quad (A.29)$$

and the 2nd order operator uses the energy sensor ζ_E^{COL} instead of the maximum sensor ζ_{max}^{COL} .

This model is particularly dedicated to LES of reactive flows. The lack of 4th order AV on momentum allows to keep many small scale structures, while damping the wiggles on energy and species.

A.4.4 “SLK” model

This is an improvement of the “Colin” model. We have noticed that applying no 4th order AV at all on momentum can yet lead to non-negligible wiggles in some cases (often depending on the quality of the mesh) and this had to be avoided. This new “SLK” model is very similar to the “Colin” model, except that instead of setting the modified 4th order coefficient to zero for momentum equation, it is set to 10 % of the value used for the other equations. This gives :

$$\zeta_E^{SLK} = \zeta_{\Omega_j}^C(\rho E), \quad \zeta_Y^{SLK} = \max_{k=1, neqs} \zeta_{\Omega_j}^C(\rho_k) \quad \text{and} \quad \zeta_{max}^{SLK} = \max(\zeta_E^{SLK}, \zeta_Y^{SLK}) \quad (A.30)$$

$$smu4'_{Y,E} = \max(0, smu4 - \zeta_{max}^{SLK} smu2) \quad \text{and} \quad smu4'_U = \frac{1}{10} \max(0, smu4 - \zeta_{max}^{SLK} smu2) \quad (A.31)$$

This model is very well suited for computations on poor quality meshes that exhibit velocity wiggles with the standard “Colin” model.

Simulation numérique et modélisation de l'écoulement autour des parois multi-perforées

La multi-perforation est un système de refroidissement couramment utilisé pour refroidir les parois des chambres de combustion des turbines à gaz aéronautiques. Le principe est de percer dans ces parois des milliers de petites perforations par lesquelles de l'air de refroidissement est injecté à l'intérieur de la chambre. Lors de simulations numériques de chambre de combustion, la résolution de l'écoulement près de ces parois multi-perforées est trop coûteuse en temps de calcul. C'est pourquoi l'objectif de cette thèse est de proposer un modèle prenant en compte l'effet de la multi-perforation sur l'écoulement dans la chambre de combustion et à l'extérieur, dans le contournement. En vue de la modélisation, des Simulations des Grandes Echelles ont été réalisées afin d'acquérir une connaissance approfondie de l'écoulement autour des parois multi-perforées. La configuration d'étude est celle d'une paroi perforée d'extension infinie, représentée par une unique perforation dans un domaine périodique incluant les deux côtés de la paroi. Une méthode spécifique pour générer l'écoulement à la fois dans la perforation et des deux côtés de la paroi a été développée dans le cas isotherme puis adaptée au cas anisotherme. Les données ainsi générées ont permis d'orienter le travail de modélisation vers les aspects les plus importants de l'écoulement de multi-perforation. Ce travail de thèse a abouti à l'écriture d'un modèle adiabatique de multi-perforation maintenant couramment utilisé dans l'équipe CFD-Combustion du CERFACS.

Mots clefs : Multi-perforation, Modélisation d'écoulement proche-paroi, Mécanique des fluides numérique, Simulations des Grandes Echelles.

Numerical simulation and modeling of the flow around multi-perforated plates

Effusion cooling is commonly used to cool the combustion chamber liners in aeronautical gas turbines. The principle is to drill in the liners thousands of perforations through which cooling air is injected inside the combustion chamber. In 3-D combustion chambers computations, the resolution of the flow near the perforated walls is too expensive in terms of computational cost. The objective of this work is to propose a practical model to account for effusion cooling in industrial computations of the flow inside and outside the combustion chamber. Large Eddy Simulations have been performed in order to get a deeper understanding of the flow around a multi-perforated plate. The configuration of interest is an infinite perforated plate, the computational domain being reduced to a box containing only one perforation and including both sides of the plate. A specific strategy to generate and maintain the flow in such a configuration has been developed for isothermal cases first, and then extended to non-isothermal cases. The data from these Large Eddy Simulations have been analyzed in order to focus the modeling effort on the most important phenomena for effusion cooling. This work has allowed the development of an adiabatic model now commonly used for combustion chambers computations at CERFACS.

Keywords : Effusion Cooling, Near-wall modeling, Computational Fluid Dynamics, Large Eddy Simulations.

Discipline : Mathématiques. Application à la Mécanique des Fluides

Laboratoire d'accueil : CERFACS. Groupe CFD-Combustion. 42 avenue Gaspard Coriolis. 31057 Toulouse cedex 01. France