



**HAL**  
open science

# Formulation éléments finis variationnelle adaptative et calcul massivement parallèle pour l'aérothermique industrielle

Alban Bazile

► **To cite this version:**

Alban Bazile. Formulation éléments finis variationnelle adaptative et calcul massivement parallèle pour l'aérothermique industrielle. [Rapport de recherche] Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris. 2016, pp.21. hal-01497768

**HAL Id: hal-01497768**

**<https://minesparis-psl.hal.science/hal-01497768>**

Submitted on 7 Apr 2017

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

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

**ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE PARIS**  
CENTRE DE MISE EN FORME DES MATERIAUX



Formulation éléments finis variationnelle adaptative et calcul massivement  
parallèle pour l'aérothermique industrielle

Alban BAZILE

23 juin 2016

On présente dans ce rapport deux cas d'études qui simulent le refroidissement d'une plaque par convection forcée et dominante dans les échanges thermiques. Pour effectuer ces simulations, des méthodes éléments finis stabilisés sont proposées combinées à une adaptation de maillage anisotrope et dynamique. En effet, pour la partie écoulement, on considère la résolution des équations instationnaires de Navier-Stokes incompressible par une approche dite VMS (Variationnal Multiscale Simulation) et un schéma de discrétisation implicite. Pour la partie thermique, une stabilisation de type SUPG/SCPG des équations de convection-diffusion est proposée.

# Contents

<b>Introduction: Refroidissement d'une Aube de Turbine par Jet Unique en Impact</b>	<b>2</b>
<b>1 Nos approches numériques avec la librairie CIMLIB</b>	<b>4</b>
<b>2 Cas d'étude préliminaire: Calcul du Jet Unique en 2D</b>	<b>5</b>
2.1 Géométrie et Maillage . . . . .	5
2.2 Mise en donnée et Conditions aux limites . . . . .	6
2.3 Résultats et Discussions . . . . .	7
2.4 Conclusions intermédiaires sur le Cas 2D . . . . .	9
<b>3 Cas d'étude SAFRAN Snecma: Calculs du Jet Unique en 3D</b>	<b>9</b>
3.1 Géométrie, Maillage, Mise en donnée et Conditions aux Limites . . . . .	10
3.2 Performances Informatiques: Moyens et Temps de Calcul . . . . .	11
3.3 Résultats . . . . .	12
3.3.1 Résultats aérodynamiques . . . . .	12
3.3.2 Résultats thermiques . . . . .	14
3.4 Calcul du coefficient de convection sur la paroi d'impact . . . . .	15
3.5 Discussions . . . . .	17
3.5.1 Discussion sur les résultats aérodynamiques . . . . .	17
3.5.2 Discussion sur les résultats thermiques . . . . .	17
3.5.3 Les prochaines étapes... . . . .	19
<b>Conclusion</b>	<b>19</b>
<b>Références</b>	<b>20</b>

## Introduction: Refroidissement d'une Aube de Turbine par Jet Unique en Impact

La simulation numérique du comportement des gaz au sein des moteurs aéronautiques est un des grands enjeux du secteur aéronautique dans les 20 prochaines années [1]. Le principal objectif des concepteurs de moteurs aéronautiques est le suivant: la simulation aérothermique instationnaire d'un moteur complet, à l'échelle 1, prenant en compte la rotation des parties tournantes, les écoulements réactifs notamment dans la chambre de combustion et les échanges thermiques dans les circuits de refroidissement. Le but, à terme, est de pouvoir modéliser précisément ces phénomènes physiques pour pouvoir se passer d'essais réels très coûteux et permettre de certifier ces moteurs uniquement grâce à la simulation numérique. Cela sera rendu possible par des simulations à l'échelle de l'*Exascale* atteignant une précision *exaflopique*, proche d'une DNS (Direct Numerical Simulation).

Ce sujet de thèse se consacre à la partie refroidissement du moteur. Concernant ce dernier, on assiste depuis plusieurs années à une augmentation du by-pass ratio (BPR) qui va induire une diminution du fan pressure ratio (FPR) défini comme suit:

$$FPR = \frac{PressureSecondaryFlow}{PressurePrimaryFlow} \quad (1)$$

Cette diminution du FPR implique une baisse de pression du flux secondaire du réacteur. Ce flux secondaire est l'alimentation principale de la plupart des systèmes de refroidissement du moteur et cette baisse de pression va avoir pour conséquence de dégrader les performances du refroidissement. Ce phénomène va être également accentué par l'augmentation générale des pressions et températures du flux principal. Les enjeux du refroidissement sont donc de plus en plus importants. C'est pour cela qu'Airbus, dans son

programme NEO (New Engine Option) a accordé une attention toute particulière au refroidissement de la nacelle et des composants du moteur [?]. C'est le moteur LEAP de SAFRAN Snecma qui a été choisit pour équiper par exemple les nouveaux Airbus A320 NEO, Boeing 737 Max et Comac C919.

Dans le cadre de cette thèse on s'intéressera aux performances thermiques du refroidissement des moteurs aéronautiques et plus spécifiquement au refroidissement des aubes de turbine du moteur. Le phénomène physique étudié est le refroidissement par impact de jets à travers une paroi mince avec un écoulement cisailant amont. C'est un cas d'étude extrêmement stratégique pour l'entreprise qui demande la contribution 3 équipes scientifiques. La première équipe est notamment représentée par Manuella Huynh du département Méthodes et Outils de Développement de SAFRAN Snecma qui réalise son stage de fin d'étude de Master 2 sur ce sujet [2]. Elle utilise le logiciel commercial Fluent (RANS - URANS) et test les différents modèles de turbulence ( $k-\epsilon$  réalisable,  $k-\omega$  SST et  $v^2 f$ ) pour obtenir le nombre de Nusselt sur la paroi de la plaque à refroidir. Des études numériques sur ce cas d'application sont également menées à l'ONERA [3]. Cette fois, les travaux de l'ONERA s'inscrivent dans le cadre du PRC AETHER et utilisent des stratégies de calcul hybrides (LES - ZDES/loi de paroi - DDES) utilisant le code CEDRE et le solveur Navier-Stokes CHARME. L'objectif de Snecma est de réussir à comparer les résultats de ces études numériques avec les résultats expérimentaux obtenu dans la thèse réalisée par Daniel Thibaut en 2009 [4]. Il est à noter que, pour le moment, les résultats obtenu avec Fluent et les moyens de calcul de l'ONERA ne se rapprochent pas suffisamment des résultats expérimentaux. Le premier objectif de notre étude est donc d'obtenir des résultats numériques plus proches des résultats expérimentaux avec les méthodes numériques d'adaptation parallèle et de formulation variationnelle dont nous disposons au sein de l'équipe de recherche CFL du CEMEF Mines-Paristech. C'est la capacité de nos méthodes numériques à capturer de manière instationnaire les fluctuations aérothermiques en 3 dimensions qui intéresse grandement les scientifiques de SAFRAN Snecma.

Le refroidissement d'une aube de turbine est réalisé grâce à l'injection d'air à l'intérieur de l'aube. Dans le cas du refroidissement par impact de jets, une chemise est creusée à l'intérieur de l'aube et percée de plusieurs orifices qui envoient de l'air sur la paroi interne de l'aube pour la refroidir (voir Figure 1).

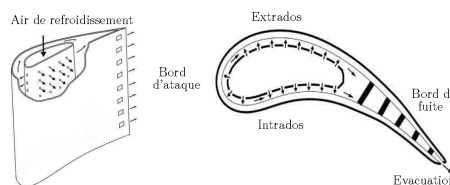


Figure 1: Refroidissement par impact de jets [4]

Comme précisé dans le rapport de thèse de Daniel Thibault [4], un des principaux objectifs de sa thèse est de fournir une base de données expérimentales aérodynamiques et thermiques pour les études numériques. Notre étude se situe donc bien dans la suite logique de ces travaux. La stratégie de SAFRAN Snecma était de diviser ce cas complexe en 3 cas de complexité incrémentale. Cette étude expérimentale comporte donc trois bancs d'essais. Le premier consiste en un jet unique sur plaque plane représentatif de la zone intrados/extrados de l'aube. Le second traite le cas d'une rangée de jets sur paroi concave représentatif du bord d'attaque de l'aube. Enfin, le dernier montage expérimental a pour but de simuler une géométrie complète d'aube de turbine avec un réseau de jets. Dans un premier temps, nous ne nous intéresserons qu'au premier cas (jet unique). La description topologique aérothermique du jet unique est décrite dans [4]. Nous montrerons dans ce rapport d'avancement uniquement le montage expérimental dans le but que le lecteur se rende bien compte du caractère fortement tridimensionnel du jet étudié (voir Figure 2).

Les résultats expérimentaux de ce banc d'essai montrent que l'influence de l'épaisseur de la plaque d'impact, du nombre de Reynolds dans l'entrefer et du nombre de Reynolds dans la chemise n'est pas significative. Au contraire, l'influence du nombre de Reynolds d'injection et de la distance d'impact est elle

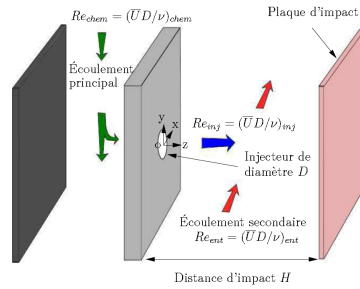


Figure 2: Schéma de la veine d'essai [4]

très importante. L'interaction entre ces deux paramètres est aussi très importante à prendre en compte. Un résultat également important est que la répartition des coefficients d'échange de chaleur n'est pas axisymétrique comme dans le cas d'un jet issue d'un tube long. Cette dissymétrie selon l'axe  $y$  s'explique par un jet se développant vers les  $y$  positifs. Cela induit une hétérogénéité de l'écoulement en sortie de buse "qui doit servir de base de réflexion pour les simulations numériques" [4]. En ce qui concerne la turbulence, on observe de forts niveaux de turbulence dès la sortie du jet (taux de turbulence de 40%) qui diminue ensuite selon l'axe  $z$ . La conclusion générale de cette thèse indique qu'il serait également intéressant d'approfondir l'étude sur l'aspect interaction entre plusieurs jets. Cela pourrait permettre de fournir un outil complet pour la conception des systèmes de refroidissement appliqués aux aubes de turbines, toujours dans l'optique de modéliser intégralement le moteur. En ce qui nous concerne, nous nous intéresserons d'abord uniquement au cas du jet unique qui fait l'objet des deux parties qui suivent.

Ce rapport d'avancement s'attache donc à présenter la partie pratique de ces 5 premiers mois de thèse, notamment la prise en mains des outils de calcul et les premières simulations numériques effectuées dans le cadre de ce doctorat. En effet, en suivant le cahier des charges établi avec SAFRAN Snecma, la première phase de 6 mois de la thèse est consacrée, entre autre, à la mise en place de cas test fournis par SAFRAN Snecma pour établir des comparaisons d'approches numériques standards.

## 1 Nos approches numériques avec la librairie CIMLIB

Nous allons donc présentés dans ce rapport deux cas d'études qui simulent le refroidissement d'une plaque par convection forcée et dominante dans les échanges thermiques. Pour effectuer ces simulations, nous avons utilisé la librairie CIMLIB développée au CEMEF Mines-Paristech [5]. En se plaçant dans le contexte *Exascale*, l'idée qui domine notre approche numérique et donc nos choix de méthodes numériques est que nous voulons, au maximum, nous rapproché d'une approche DNS. Pour la partie aérodynamique, on considère les équations de Navier-Stokes incompressibles. Un solveur de type Navier-Stokes VMS (Variationnal Multiscale Simulation) avec un schéma de discrétisation implicite est utilisé [6]. La méthode itérative de résolution du système est la Méthode de Minimisation du Résidu Généralisée (GMRES). A cette méthode numérique, un pré-conditionneur de type Jacobi est ajouté avec une méthode de décomposition de matrice sous la forme  $A = LU$  incomplète dite décomposition ILU. Nous avons fixé le nombre *maximum* d'itérations à 3000 mais il n'est jamais dépassé lors du calcul. Le nombre d'itérations varie entre 700 et 1400 itérations à chaque itération de la simulation. La tolérance de départ est fixée à  $\varepsilon = 2,7.10^{-7}$  et, suite à la relaxation, est de l'ordre de  $\varepsilon = 5.10^{-6}$  à la fin de la résolution du système. Les temps de résolution de ce système restent relativement constant entre chaque pas de temps et varient entre 300 et 700 secondes, soit environ 8 minutes en moyenne.

Pour la partie thermique, l'équation de Convection-Diffusion pour une interpolation P1 de la température est utilisée [7]. La discrétisation du système d'équations est une nouvelle fois implicite. La diffusion est résolue par le biais d'une méthode de type Residual-Free Bubble (RFB). La convection est elle résolue en utilisant une formulation éléments finis stabilisés dite Stremline Upwind Petrov-Galerkin développée notamment par Elie Hachem et d'autres membres du CEMEF Mines-Paristech dans [7]. Un solveur local

est ajouté pour la plaque chauffante, permettant d'ajouter une condition de flux thermique sur cette dernière. Concernant la partie résolution de système, de la même manière que pour l'aérodynamique, une GMRES est utilisée et également couplée à un pré-conditionneur de type Jacobi avec une méthode de décomposition ILU. Le nombre d'itérations de la résolution du système linéaire est varié cette fois entre 26 et 27 itérations entre chaque pas de temps avec un temps de résolution d'environ 7.6 secondes. Très vite, le temps d'assemblage de la matrice devient prépondérant dans le temps total de résolution du système. La norme du résidu est de l'ordre de  $7.10^{-7}$  à la fin de chaque résolution du système linéaire.

L'ensemble des méthodes numériques utilisées pour ce cas sont déjà implémentées dans CIMLIB [8] [9] [10] [11] [7] [12] [13] [14] [15] [16] [17]. Le but ici est d'obtenir de premiers résultats avec l'état actuel des méthodes numériques et d'en déduire, après une analyse approfondie des résultats, les points d'améliorations que la thèse pourrait apporter à la simulation numérique. En d'autres termes, nous voulons faire en premier lieu un *benchmark* des méthodes numériques présentes dans CIMLIB aujourd'hui, sur ce cas SAFRAN Snecma, qui devra, à terme, être comparé aux résultats que nous obtiendrons en fin de thèse pour mettre en valeur les diverses implémentations que l'on aura ajouté à CIMLIB.

## 2 Cas d'étude préliminaire: Calcul du Jet Unique en 2D

Pour débiter notre étude sur le cas du jet unique, nous avons voulu d'abord réaliser nos calculs en dimension 2 pour voir ce que l'on était capable d'obtenir avant d'attaquer le cas complexe en dimension 3. Ce cas 2D a d'abord permis de se former à l'utilisation de CIMLIB mais au delà de cela, il a permis de soulever de nombreuses questions sur la mise en donnée et l'analyse des résultats; et cela plus facilement que si l'on avait commencé directement par le cas 3D. L'ensemble des calculs pour ce cas 2D ont été lancés en local et de manière parallèle en se servant de la librairie Message Passing Interface (MPI), sur les 4 cœurs qui composent notre machine.

### 2.1 Géométrie et Maillage

Pour construire notre géométrie 2D, nous avons utilisé la coupe donnée dans [3] présentée sur la Figure 3. Sur cette figure, uniquement le fluide est maillé. La partie supérieure correspond à la chemise et la partie inférieure correspond à l'entrefer. Le petit espace entre les deux est l'orifice de la plaque d'injection générant le jet. Nous avons considéré aucun écoulement dans l'entrefer étant donné que l'on ne s'intéresse pas à la direction  $x$  (voir Figure 2).

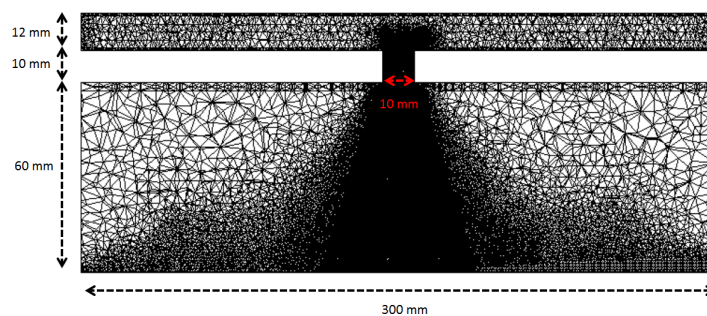


Figure 3: Vue en coupe du maillage LES/loi de paroi [3]

En reprenant les dimensions fournies dans [3] nous avons construit en premier lieu un maillage de 16 noeuds et 14 éléments (triangles) que nous avons rapidement raffiné avec les outils présents dans CIMLIB. Le maillage obtenu est différent de celui présenté en Figure 3 car il est raffiné de la même manière sur tout le domaine fluide (pas de cône de turbulence). Il ne s'agit en aucun cas d'un maillage optimal. Il est fixe donc non adapté pendant la simulation. Il contient 20 084 noeuds et 40 166 éléments (triangles).

## 2.2 Mise en donnée et Conditions aux limites

Une fois la géométrie et le maillage réalisés, nous avons pu débiter la mise en place de la simulation numérique en 2D. Le pas de temps a été calculé pour être d'un ordre de grandeur raisonnable par rapport à la taille de notre géométrie et aux vitesses du fluide mises en jeu. On a pris  $\Delta t = 0.001 s$ . Nous avons ensuite résolu en premier lieu l'aérodynamique de l'écoulement. Sur CIMLIB, nous avons décidé, par soucis de simplicité, d'attribuer en conditions aux limites mécaniques que des vitesses ou des pressions en utilisant des conditions aux limites de Dirichlet. Les 3 vitesses permettant de contraindre complètement l'écoulement sont  $V_{chem}$ ,  $V_{outchem}$  et  $V_{out}$  qui sont respectivement la vitesse du fluide entrant dans la chemise, la vitesse du fluide sortant de la chemise et la vitesse du fluide sortant des deux côtés de l'entrefer (voir Figure 4).  $V_{chem}$  est calculée grâce aux Reynolds d'entrées dans la chemise (donnés dans [4]), à la viscosité dynamique  $\eta = 18 * 10^{-6}$  et au diamètre hydraulique  $D_{chem}$  de la section d'entrée dans la chemise:

$$V_{chem} = \frac{Re_{chem}\eta}{D_{chem}}$$

En utilisant la donnée de  $Re_{inj} = 23000$  et la géométrie du trou d'injection, nous avons pu calculer  $D_{inj}$ :

$$D_{inj} = \rho S_{inj} V_{inj} = \rho S_{inj} \frac{Re_{inj}\eta}{D} = 3.2g/s$$

Ensuite,  $V_{outchem}$  est calculé grâce à la conservation du débit:  $D_{outchem} = D_{chem} - D_{inj}$  avec  $D_{chem}$  le débit d'air entrant dans la chemise,  $D_{outchem}$  le débit d'air sortant de la chemise et  $D_{inj}$  le débit d'injection. On a donc:

$$V_{outchem} = V_{chem} - \frac{D_{inj}}{\rho_{air} S_{chem}}$$

On remarque que le débit d'injection peut être ici contrôlé par  $V_{chem} - V_{outchem}$ . C'est également la manière dont il est contrôlé dans [2]. Enfin, la vitesse  $V_{out}$  est calculée par:

$$V_{out} = \frac{D_{inj}}{2\rho_{air} S_{sortieentrefer}}$$

Le facteur 2 vient du fait que le fluide s'évacue des deux côtés de l'entrefer. Comme l'écoulement secondaire n'est pas pris en compte, il fallait définir une sortie pour l'entrefer. On ne pouvait pas ne pas évacuer le fluide, cela aurait fait augmenter la pression à l'infini et fait diverger notre simulation (cela a été testé). Nous avons donc choisit de l'évacuer symétriquement des deux côtés de l'entrefer en imposant une vitesse ( $V_{out}$ ) et une pression nulle sur ces parois.

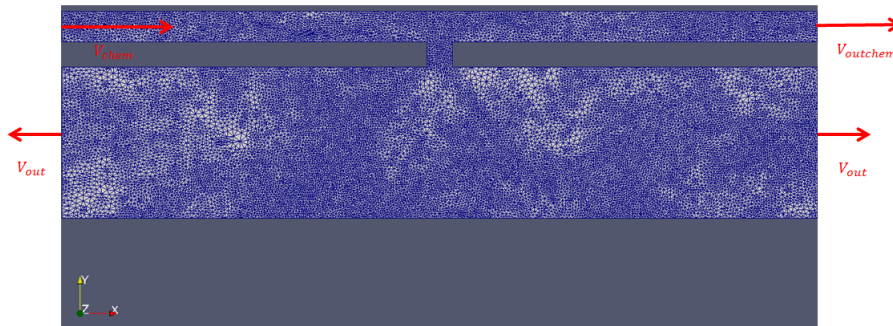


Figure 4: Conditions aux limites mécaniques: vitesses imposées

Une fois que les conditions aux limites aérodynamiques de l'écoulement sont placées, il faut maintenant s'intéresser aux conditions aux limites thermiques. Le but de la résolution thermique est d'avoir la valeur des coefficients de convection sur la paroi à refroidir pour évaluer les performances du refroidissement induit par notre écoulement (points chauds, nombre de Nusselt etc.). Les conditions aux limites



thermiques sont assez simples. On impose une température de 288 K partout dans le domaine de calcul y compris dans l'écoulement entrant dans la chemise (Voir [2]). On laisse libre les autres températures de paroi. On impose une condition de flux à  $600 \text{ W/m}^2$  sur la plaque chauffante (voir [2]). On laisse le flux libre aux deux sorties de l'entrefer de la même manière que pour l'aérodynamique. En effet, ne considérant pas la direction  $x$  il faut bien évacuer la chaleur accumulée dans l'entrefer. Enfin, pour toutes les autres parois, une condition adiabatique est imposée (flux de chaleur nul).

### 2.3 Résultats et Discussions

Concernant les résultats aérodynamique de notre simulation, l'écoulement connaît un régime transitoire où la topologie se met en place progressivement dans l'entrefer, il atteint ensuite un régime permanent (ou quasi permanent). Il est très intéressant d'observer la manière dont se met en place l'écoulement dans l'entrefer. La Figure 5 montre la norme de la vitesse à différentes itérations avec  $Re_{chem} = 40000$ :

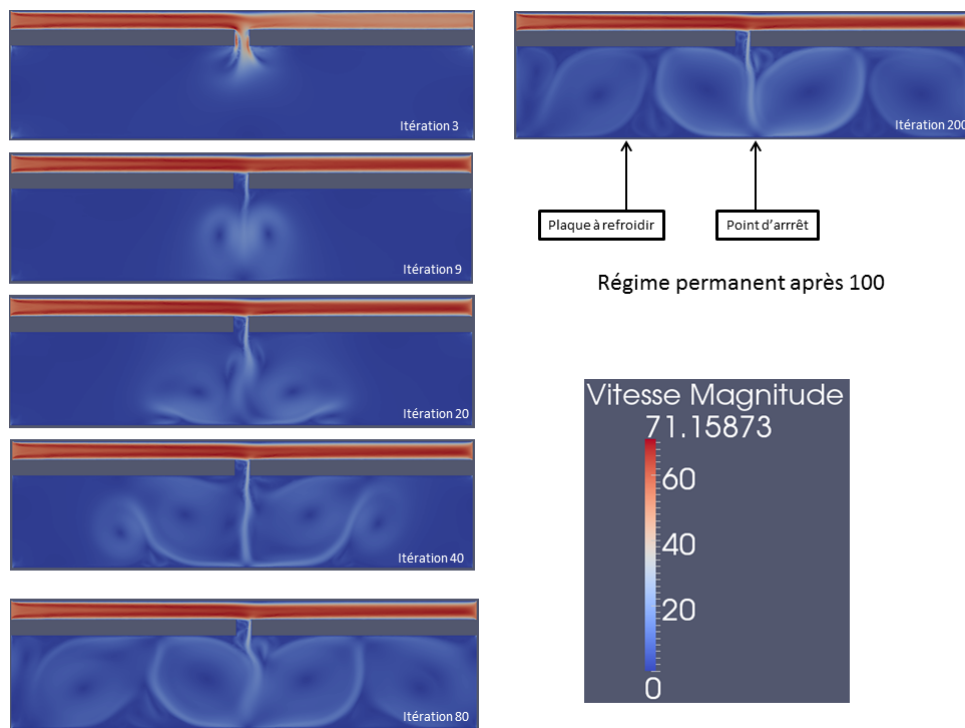


Figure 5: Régime transitoire de l'aérodynamique avec  $Re_{chem} = 40000$  pour le cas 2D

La première remarque que l'on peut faire est que les vitesses dans la chemise sont importantes. En effet, pour une géométrie faisant 30cm, avoir des vitesses d'environ 50m/s n'est pas usuel. On retrouve cependant ces ordres de grandeur de vitesse au niveau expérimental ce qui nous conforte dans nos hypothèses utilisées pour le calcul de ces vitesses (Voir Fig. III.23 dans [4] page 113). Également, cela démontre la stabilité du solveur actuel qui peut supporter d'importantes vitesses sans l'apparition d'oscillations numériques ce qui est très encourageant pour la suite. On peut donc apprécier l'établissement de la topologie de l'écoulement dans l'entrefer en observant la naissance de deux structures turbulentes qui apparaissent dès l'itération 9 et qui vont guider la construction globale de l'écoulement. A la suite de cela, deux autres structures vont être créées aux extrémités de l'entrefer ce qui au final donne 4 tourbillons distincts dans la cavité. La vitesse atteint une vitesse max d'environ 71 m/s dut à l'accélération générée par la turbulence dans la chemise après le passage de l'orifice. On peut observer nettement le point d'arrêt sur la plaque au centre de l'écoulement qui est une caractéristique importante du refroidissement par impact. Il correspond à un point singulier (ou une zone) où la vitesse s'annule ce qui est très important d'un point de vue convection thermique.

De la même manière que pour l'aérodynamique, les résultats pour le régime transitoire de la température de l'écoulement avec  $Re_{chem} = 40000$  sont présentés Figure 6.

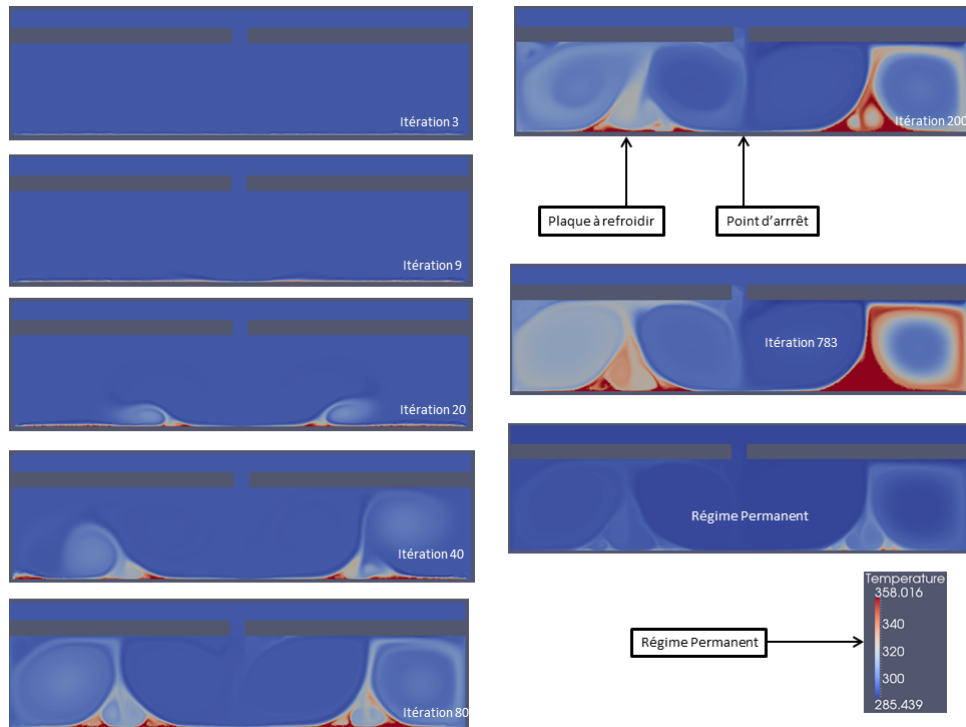


Figure 6: Régime transitoire de la thermique avec  $Re_{chem} = 40000$  pour le cas 2D

Pour compléter ces résultats concernant les performances thermiques du refroidissement, nous avons voulu nous intéresser à la valeur du coefficient de convection sur la paroi à refroidir. Pour cela nous avons utilisé la méthode de calcul que l'on peut trouver dans [2] en utilisant la formule suivante:

$$\Phi_{impos} = h_{conv}(T_{procheparoi} - T_{adiab}) \quad (2)$$

On a  $\Phi_{impos} = 600W/m^2$ , pour  $T_{adiab}$ , nous avons utilisé la même hypothèse que dans [2] en supposant  $T_{adiab} = 288K$ .  $T_{procheparoi}$  correspond à une température prise à  $1mm$  de la paroi. Ce calcul n'est pas précis mais il permet d'avoir une première évaluation du coefficient  $h_{conv}$  et de le comparer à l'expérimental avec la Figure 7. On a choisit 3 expériences relativement proche de nos configurations: Exp30 pour  $Re = 20000$ , Exp31 pour  $Re = 40000$  et Exp 35 pour  $Re = 60000$  (cette dernière correspond exactement à notre cas).

La première information que l'on peut tirer du régime transitoire en température (Figure 6) est que le flux émanant de la plaque chauffante semble être transporté convenablement grâce à l'aérodynamique de l'écoulement. Les ordres de grandeurs de la température en régime permanent semble corrects évoluant entre 285 K et 358 K. On peut également constater l'efficacité du refroidissement en remarquant que dans la zone d'impact les températures sont les plus faibles. A l'inverse, deux zones chaudes sont créées des deux côté du point d'impact comme le montre l'itération 783.

Concernant la comparaison des coefficients de convection il faut être très prudent. Il faut d'abord se rappeler que les coefficients expérimentaux ont été calculé avec un montage expérimental en 3D et que notre simulation est en 2D. Nous n'avons, en particulier, pas considéré l'écoulement selon  $x$ . De plus, le calcul de ce coefficient n'est pas exact.  $T_{adiab}$  n'est pas calculé de cette manière dans la thèse expérimentale [4]. Elle est cependant calculée de la même manière dans le rapport [2] et nos valeurs se rapprochent plus de celle que trouvent les numériciens de SAFRAN Snecma. Elle n'ont pas été ajoutée ici car notre but est bien de comparer avec l'expérimental. Le calcul de ce coefficient de convection devra donc être approfondi dans l'analyse des résultats de la simulation 3D pour être sûr que l'on calcul la même chose avec les mêmes

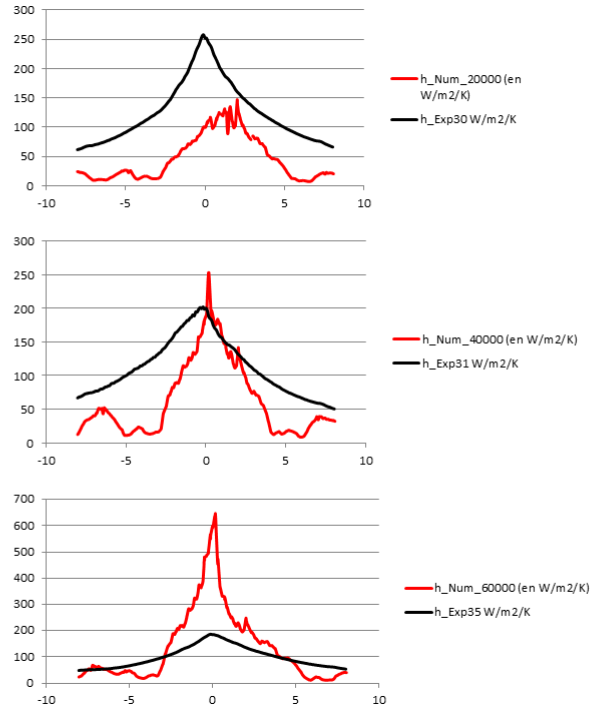


Figure 7: Comparaison des coefficients de convection pour  $Re = 20000, 40000, 60000$

paramètres que Daniel. La prise de mesure de  $T_{proche\ paroi} = 1mm$  a été choisie de manière arbitraire alors qu'elle est décisive dans la détermination du coefficient de convection. Elle a au moins le mérite d'avoir un sens physique dans notre propos et d'avoir une première évaluation du coefficient de convection. Cette évaluation apporte de bon résultats au niveau de l'allure des courbes et de l'ordre de grandeur; elle nous assure que la thermique a bien été résolue pour nos 3 cas. Cela a également permis une analyse approfondie des données expérimentales fournies par SAFRAN Snecma.

## 2.4 Conclusions intermédiaires sur le Cas 2D

Concernant la géométrie et le maillage, nos hypothèses de départ semblent avoir été suffisamment précises pour ne pas avoir à modifier le maillage. On aurait pu encore raffiner le maillage car celui obtenu n'est pas optimal mais le besoin ne s'est pas fait sentir aux vues des résultats déjà très bons que nous avons obtenu. Le terme "quasi permanent" en aérodynamique est utilisé ici car même après de nombreuses itérations, un phénomène oscillant est observé à la sortie du jet. Il est très visible sur les animations. L'aérodynamique de l'écoulement semble être très bien capturée par nos outils et c'est elle qui pilote complètement la thermique. Il était donc nécessaire d'avoir une bonne résolution de cette dernière. Concernant la thermique, la résolution semble également bonne. Il faudrait cependant passer plus de temps dans l'analyse des résultats pour s'assurer que la comparaison avec les valeurs expérimentales de  $h_{conv}$  est numériquement recevable. En effet, notre calcul de  $h_{conv}$  s'est basé sur des données d'un seul pas de temps or nous sommes dans un régime instationnaire. Cela veut dire que ce calcul dépend encore des fluctuations instationnaires de l'écoulement. Pour éliminer le bruit et avoir un résultat plus représentatif de la simulation, il faut effectuer une moyenne en espace et en temps de différentes valeurs de  $h_{conv}$  pour que ce calcul ne soit plus maillage dépendant. La raison de cette rapide analyse est la nécessité de passer rapidement en 3D pour pouvoir traiter ces aspects thermiques; de peur de passer beaucoup de temps sur une comparaison dont le contexte physique est déjà très discutable (comparaison 2D/3D difficile).

## 3 Cas d'étude SAFRAN Snecma: Calculs du Jet Unique en 3D

Ce cas 3D constitue le premier cas industriel que SAFRAN Snecma souhaite étudier au cours de la thèse. Il entre dans le cadre du développement d'outils permettant de modéliser complètement l'aérothermique

du moteur. Mettant en jeu les mêmes ordre de grandeur en vitesse que pour le cas 2D, nous avons conservé un pas de temps de  $\Delta t = 0.001 \text{ s}$  pour nos simulations numériques.

### 3.1 Géométrie, Maillage, Mise en donnée et Conditions aux Limites

La géométrie et le maillage du cas 3D ont été réalisés chez SAFRAN Snecma. Le maillage nous a donc été transmis directement par l'industriel sous la forme d'un fichier MSH généré par Fluent. Pour des soucis de simplicité, nous avons décidé d'utiliser en premier lieu ce maillage tel quel, sans aucune modification et de manière non-adaptée. La seule différence entre le maillage que nous avons récupéré de Snecma et celui qu'ils ont utilisé pour leurs simulations est que le notre est purement tétraédrique. En effet, les maillages utilisés au sein de leurs locaux comportent des couches de prismes au niveau des interfaces pour pouvoir mieux capturer les échanges thermiques des couches limites turbulentes. En ce qui nous concerne, d'une part CIMLIB ne peut gérer que des maillages tétraédriques et d'autre part, l'adaptation anisotrope de maillage que nous ajouterons à l'avenir nous permettra de nous passer de ces couches de prismes car notre maillage sera raffiné automatiquement. Couplé avec l'utilisation d'un solveur Navier-Stokes VMS, cela nous permettra de nous rapprocher au maximum d'une DNS dans le but d'atteindre une précision *exaflopique*. Nous avons donc demandé à Snecma de nous transmettre un maillage purement tétraédrique. Il correspond, en référence à [2] et [4], à l'expérience 4, dont les résultats sont présentés sur la Figure B.4 dans [4] page 167. Les différents paramètres du cas sont les suivants:

- $e/D = 0.8$ ,  $e = 8\text{mm}$ ,  $D = 10\text{mm}$
- $H/D = 2$
- $Re_{inj} = 23000$ ,  $Re_{chem} = 40000$ ,  $Re_{entrefer} = 500$

avec  $e$  l'épaisseur de la plaque d'injection,  $D$  le diamètre du trou d'injection et  $H$  la distance d'impact (soit la hauteur de l'entrefer selon l'axe  $z$ ). L'importation dans CIMLIB de ce maillage a nécessité l'utilisation de Fluent et d'un script Python pour convertir le format de départ en un format T lisible par notre librairie. Il faut bien noter que la géométrie et le maillage ne représentent que la partie fluide. La partie solide n'est pas maillée. Les propriétés de ce maillage sont les suivantes:

- 924 701 points
- 4 832 990 éléments (uniquement des tétraèdres)
- Dimension de la boîte enveloppante: selon  $x = 0.28 \text{ m}$ , selon  $y = 0.28 \text{ m}$ , selon  $z = 0.04 \text{ m}$ .

Pour finir avec le maillage, travaillant dans un framework massivement parallèle, nous utilisons à chaque calcul une méthode de partitionnement parallèle pour le maillage en utilisant la fonction *MeshMigration* implémentée dans CIMLIB [18] [13]. Le partitionnement est réalisé au début de chaque calcul (uniquement puisque l'on adapte pas le maillage pour le moment).

Concernant les conditions aux limites aérodynamiques, elles ont été fixées de la même manière que pour le cas 2D: en se servant des nombres de Reynolds  $Re_{chem}$ ,  $Re_{inj}$  et  $Re_{entrefer}$  et en utilisant la conservation du débit sur  $D_{inj}$ . Les 4 vitesses que nous avons imposé sont donc les suivantes:  $V_{entrechem} = 36\text{m/s}$ ,  $V_{sortiechem} = 31.55\text{m/s}$ ,  $V_{entreentrefer} = 0.24\text{m/s}$  et  $V_{sortieentrefer} = 0.81\text{m/s}$  (voir Figure 8). Sur les autres surfaces, une condition de Dirichlet nulle est imposée. La pression est laissée libre partout dans le domaine.

Pour les conditions aux limites thermiques, la température de toutes les surface est d'abord imposée à 288K tout au long du calcul. Le fluide est donc plongé dans un domaine thermostatique. C'est également le cas pour les flux d'air entrant et sortant de la chemise et de l'entrefer. Seule la température de la plaque d'impact est laissée libre. Un flux de chaleur constant est imposée sur la plaque chauffante de forme circulaire (en rouge sur la Figure 9). En suivant les conditions expérimentales, nous avons choisit 6 puissances

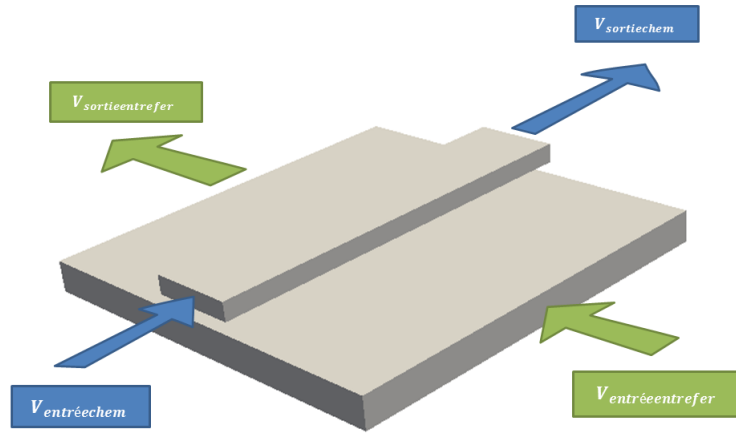


Figure 8: Conditions aux Limites Aérodynamiques du cas 3D

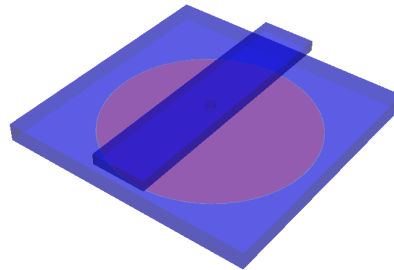


Figure 9: Plaque chauffante sur la plaque d'impact

de flux différentes: 200W, 400W, 800W, 1200W, 2500W et 5000W.

L'ensemble des conditions aux limites (aérodynamiques ou thermiques) de notre cas 3D sont placées grâce à la définition de fonctions distances (ou *LevelSet*) dans le cadre d'une Méthode d'Immersion de Volume [19]. Il a été défini, pour chaque partie du maillage, une fonction distance que l'on couple avec une Loi de Mélange pour gérer les interfaces et notamment anticiper l'adaptation anisotrope de maillages non-structurés que l'on implémentera à l'avenir. Nous avons donc réalisé 6 calcul du cas pour les 6 puissances définies ci-dessus en résolvant l'aérodynamique et la thermique de l'écoulement simultanément et de manière couplée.

### 3.2 Performances Informatiques: Moyens et Temps de Calcul

Pour la résolution du cas 3D, les moyens de calcul de notre machine ne suffisait évidemment plus. Ayant près de 5 millions d'éléments dans notre maillage, il a été nécessaire d'augmenter notre puissance de calcul. Nous avons donc du appréhender les moyens de calcul présents au CEMEF Mines-Paristech. Les six calculs détaillés précédemment ont été lancés indépendamment mais en parallèle sur le Cluster Intel. Chacun d'eux a été lancé sur un seul nœud du *cluster* composé de 24 cœurs. L'architecture de mémoire distribuée du Cluster Intel permet de partager la mémoire d'un nœud entre plusieurs calculs. Notre calcul n'a pourtant pas fonctionné lors du lancement sur plusieurs nœuds: un certain nombre d'erreurs mémoires sont apparues. Deux raisons peuvent expliquer cet échec: premièrement, la taille trop importante des données (due au nombre important de points du maillage) à transmettre entre les différents nœuds ralentissant grandement le calcul et deuxièmement, la non-exclusivité de la mémoire d'un nœud impliquant un espace insuffisant en mémoire pour certains nœuds de calcul.

En lançant nos calculs sur un nœud unique (24 cœurs), le temps total de simulation d'un pas de temps ( $\Delta t = 0.001 s$ ) est de:  $t_{PasTemps} \approx 10min$  avec une variation d'une à deux minutes entre les différentes itérations. En se référant au cas 2D, nous avons estimé qu'il fallait environ 300ms pour que le régime permanent soit atteint et que l'on puisse donc tirer des résultats de la simulation. Cela demande un calcul d'environ 60 heures pour chacun des six calculs. D'un point de vue recherche, cela est tout à fait correct et permet de développer le cas relativement facilement. D'un point de vue industriel, on se situe plus autour de calculs devant faire moins de 24h mais nous n'en sommes pas encore à ce type de comparaison. Concernant  $t_{PasTemps}$ , après l'analyse des données de sortie du programme, nous avons estimé que ce dernier était réparti de la manière suivante:

- 60% consacré à la résolution du solveur Navier-Stokes VMS (Vitesse et Pression).
- 28% consacré à la résolution du solveur Convection-Diffusion-Reaction (Température).
- 6% consacré à l'écriture du fichier de sortie (de type VTU avec le maillage, le vecteur vitesse, la pression et la température en chaque point).
- 6% consacré au reste de la simulation.

Il apparait clairement que la partie la plus chronophage est la résolution des équations de Navier-Stokes avec la VMS et notamment la résolution itérative implicite du système linéaire.

### 3.3 Résultats

Cette partie s'attache à présenter les résultats obtenus sur le cas 3D. Ils ne sont pas définitifs et n'ont pas fait l'objet de validation à plus haut niveau pour le moment. Nous avons séparés ces résultats numériques en deux parties: une partie aérodynamique et une partie thermique. Malgré les progrès importants de ces dernières semaines, ces résultats peuvent encore bénéficier d'améliorations qui seront discutées dans la dernière partie de cette section.

#### 3.3.1 Résultats aérodynamiques

La première chose qu'il faut noter concernant l'aérodynamique de l'écoulement est qu'elle est très peu modifiée par le flux imposé sur la plaque d'impact. On ne présentera donc que les résultats obtenus pour le calcul avec  $\Phi_{impos} = 200W$ . Il d'abord est intéressant de se pencher en premier lieu sur l'établissement de la topologie de l'écoulement dans l'entrefer du jet unique. Nous nous attachons donc ici à présenter le régime transitoire de l'écoulement (visible sur la Figure 10). La première chose que l'on peut remarquer est l'apparente symétrie du jet dans le plan XZ (Plan de coupe en  $Y = 0, 14m$ ). Malgré l'écoulement dans l'entrefer, le jet semble relativement symétrique. On rappelle que les conditions aux limites concernant la vitesse dans l'entrefer sont autour de 1 m/s alors que l'on peut voir, sur la Figure 10, que les vitesses d'injections sont autour de 50m/s. Cela pourrait expliquer ce très faible effet de l'entrefer sur le profil de vitesse d'injection. La deuxième remarque que l'on peut faire est que le régime de l'écoulement devient quasi-permanent autour de l'itération 50 (d'après les min en max de l'amplitude de la vitesse après cette itération et d'après la forme de l'écoulement). Enfin, sur la coupe en  $X = 0, 14m$ , on peut remarquer un développement du jet dans la direction opposée à l'écoulement dans la chemise (vers les y négatif pour nous).

En faisant varier l'échelle, on peut avoir une image plus nette des structures aérodynamiques turbulentes présentes dans l'entrefer lors du régime permanent (Voir Figure 11). Le développement du jet vers les y négatifs est encore plus visible sur cette figure. On remarque également plusieurs structures turbulentes dans l'entrefer qui ne semblent pas avoir de topologie fixe mais un comportement plutôt chaotique. Sur le plan de coupe XZ, on peut remarquer que la symétrie n'est plus respectée quand on diminue l'échelle, on peut nettement observer l'effet de l'écoulement dans l'entrefer qui décale l'écoulement global vers les x

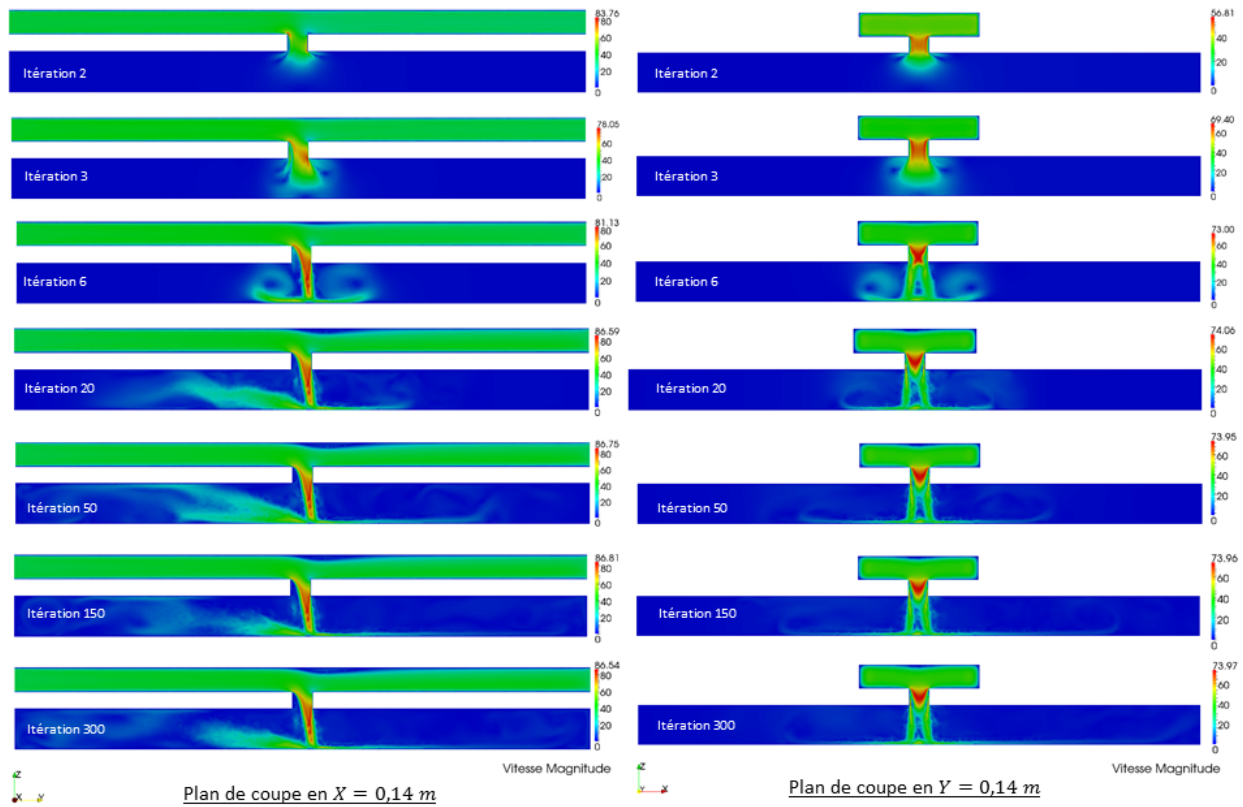


Figure 10: Régime transitoire de l'aérodynamique pour le cas 3D

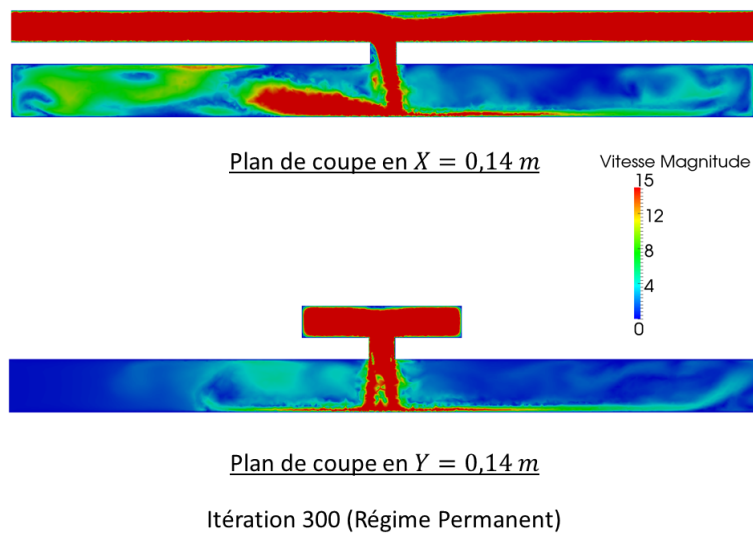


Figure 11: Régime permanent de l'aérodynamique pour le cas 3D

positifs après avoir impacté la plaque à refroidir.

D'un point de vue résultats numériques, on peut noter que les vitesses maximales présentes dans l'écoulement sont certes très importantes mais semblent correctes aux vues des vitesses placées en conditions aux limites. C'est l'énergie cinétique turbulente qui va ensuite permettre que des vitesses autour de  $90\text{m/s}$  soient présentes au voisinage du trou d'injection. On retrouve exactement la même topologie, les mêmes structures turbulentes et les mêmes valeurs de vitesse pour les 6 calculs effectués avec des flux

thermiques de plaque chauffante différents.

### 3.3.2 Résultats thermiques

Dans notre cas 3D, l'information thermique qui nous intéresse est la répartition du nombre de Nusselt sur la plaque d'impact. Par conséquent, il faut avoir accès au coefficient de convection thermiques  $h$  et donc à la répartition de la température sur la paroi d'impact. C'est cette répartition qui va nous intéresser dans cette partie. De la même manière que pour l'aérodynamique de l'écoulement, il est intéressant de s'intéresser au régime transitoire de la thermique du cas. Nous avons sélectionné les mêmes itérations que pour l'aérodynamique et nous avons choisit le calcul avec  $\Phi_{impos} = 200W$  pour présenter ce régime transitoire. Malgré des valeurs numériques différentes entre les 6 calculs effectués, le régime permanent s'établit de la même manière pour ces derniers. Ce régime transitoire de la thermique de l'écoulement est visible Figure 12.

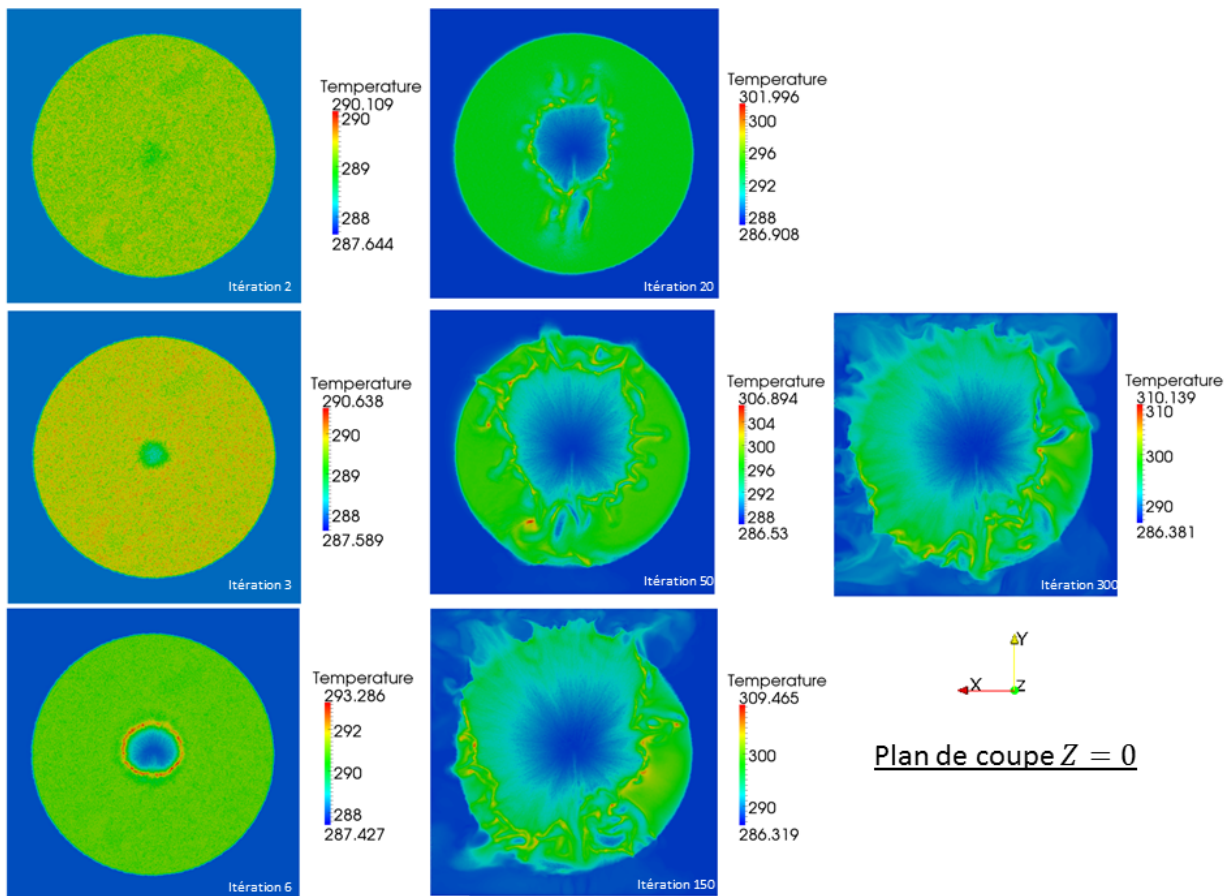


Figure 12: Régime transitoire de la thermique avec  $\Phi_{impose} = 200W$  pour le cas 3D

La première remarque que l'on peut faire est que le flux de chaleur sur la plaque d'impact semble être bien convecté par l'aérodynamique de l'écoulement. On retrouve les mêmes structures turbulentes qui donnent cette forme chaotique à la répartition de température aux bords de la plaque chauffante. En observant les valeurs numériques et la forme de la répartition de la température entre l'itération 150 et l'itération 300, on peut, par les faibles différences visibles, se conforter dans l'idée que le régime permanent est largement atteint à la 300<sup>ème</sup> itération. Il semblerait même qu'il le soit avant l'itération 150. On remarque également l'apparition progressive d'un certain nombre de "points chauds" générés par les structures tourbillonnaires de l'écoulement. Ces points chauds sont d'une importance cruciale en aérothermique industrielle car c'est à cet endroit que les matériaux s'affaiblissent et que l'on peut retrouver des débuts de fracture. Enfin, on peut également apprécier le décalage vers les x positifs du refroidissement, évidemment dû à l'écoulement dans l'entrefer. Contrairement à nos premières constatations aérodynamiques, on se rend bien compte ici



que, d'un point de vue thermique, l'écoulement dans l'entrefer n'est donc pas négligeable.

Concernant le régime permanent, la Figure 13 nous donne les résultats obtenus, en régime permanent, pour les 6 flux imposés:  $\Phi_{impose} = 200W, 400W, 800W, 1200W, 2500W$  et  $5000W$ . On peut remarquer que la forme de la répartition de température pour les 6 cas est relativement la même ce qui nous conforte dans le fait que l'aérodynamique de l'écoulement n'est pas modifiée par la variation du flux imposé sur la plaque chauffante. On peut apprécier l'efficacité du refroidissement par convection forcée dans la partie centrale de la plaque d'impact et une baisse d'efficacité aérothermique lorsqu'on s'éloigne du centre. On remarque tout de même que pour les cas  $\Phi_{impose} = 400W, 1200W$  et  $2500W$ , les points chauds semblent être beaucoup plus marqués. Concernant les températures minimales sur la plaque d'impact, elles restent relativement proches entre les 6 calculs. A l'inverse, les température maximales varient beaucoup plus:  $310^{\circ}C$  pour le cas  $\Phi_{impose} = 200W$  et jusqu'à  $819^{\circ}C$  pour le cas  $\Phi_{impose} = 5000W$ .

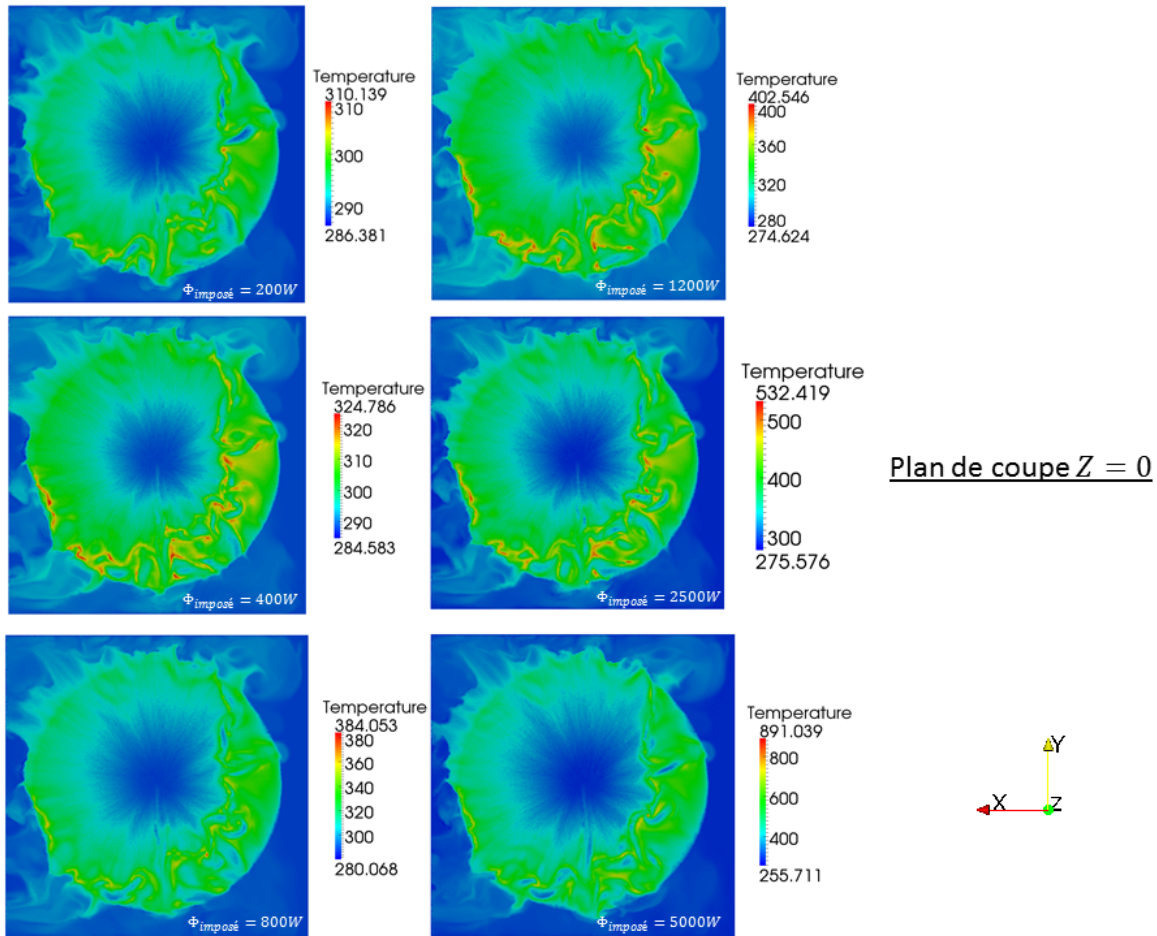


Figure 13: Régime permanent (itération 300) de la thermique pour le cas 3D

### 3.4 Calcul du coefficient de convection sur la paroi d'impact

Après avoir extrait ces données thermiques des calculs effectués, nous avons voulu calculer le coefficient de convection sur la plaque d'impact qui nous permettrait d'avoir la répartition du nombre de Nusselt sur la plaque d'impact et donc, de pouvoir comparer nos résultats aux résultats expérimentaux. Pour calculer ce coefficient de convection, étant à présent dans une simulation numérique en 3 dimensions et donc proche de la configuration expérimentale, nous nous sommes basés sur la même méthode que Daniel Thibault dans [4]. Cette méthode, développée par Fénot et al, consiste à faire une régression linéaire sur quatre couples de valeurs  $(T_P, q_{conv})$  avec l'équation suivante:

$$T_P = \frac{q_{conv}}{h_{conv}} + T_{ref} \quad (3)$$

avec  $T_P$  la température sur la plaque d'impact,  $q_{conv}$  le flux convectif sur la plaque d'impact, que l'on a imposé donc  $q_{conv} = \Phi_{impose}$ ,  $h_{conv}$  le coefficient de convection que l'on cherche et  $T_{ref}$  une température de référence que l'on prendra égale à la température adiabatique de la paroi  $T_{adiab}$ . Ensuite, en effectuant une régression linéaire de type  $y = ax + b$ , à partir de la mesure du couple  $(T_P, q_{conv})$ , on peut en déduire les valeurs du couple  $(h_{conv}, T_{adiab})$  en se servant des égalités suivantes:

$$h_{conv} = \frac{1}{a} = \frac{1}{\left( \frac{n \sum (q_{conv} \times T_P) - \sum q_{conv} \times \sum T_P}{n \sum q_{conv}^2 - (\sum q_{conv})^2} \right)} \quad (4)$$

$$T_{adiab} = b = \frac{\sum q_{conv}^2 \times \sum T_P - \sum q_{conv} \times \sum (q_{conv} \times T_P)}{n \sum q_{conv}^2 - (\sum q_{conv})^2} \quad (5)$$

$$r^2 = \frac{(n \sum (q_{conv} \times T_P) - \sum q_{conv} \times \sum T_P)^2}{(n \sum q_{conv}^2 - (\sum q_{conv})^2) \times (n \sum T_P^2 - (\sum T_P)^2)} \quad (6)$$

avec  $n$  le nombre de points utilisés pour la régression (jusqu'à 6 pour nous car nous avons 6 valeurs de  $\Phi_{impose}$ ,  $a$  la pente de la droite de régression et  $b$  son ordonnée à l'origine.  $r$  est, bien entendu, le coefficient de régression de la droite, égale à 1 dans le cas d'une régression parfaite.

Pour évaluer cette méthode de calcul, nous avons voulu d'abord évaluer ces 3 paramètres sur une coupe de la plaque d'impact donc un segment. Nous avons donc choisit la coupe suivante:  $x = 0.14$  et  $z = 0$  qui est en fait le segment, dans la direction  $y$  qui passe par le milieu de la plaque d'impact soit juste en dessous du trou d'injection. Concernant les différents  $\Phi_{impose}$ , nous en avons choisit quatre ( $n = 4$ ) qui sont:  $\Phi_{impose} = 200W, 1200W, 2500W, 5000W$ . Nous obtenons les résultats visibles sur la Figure 14.

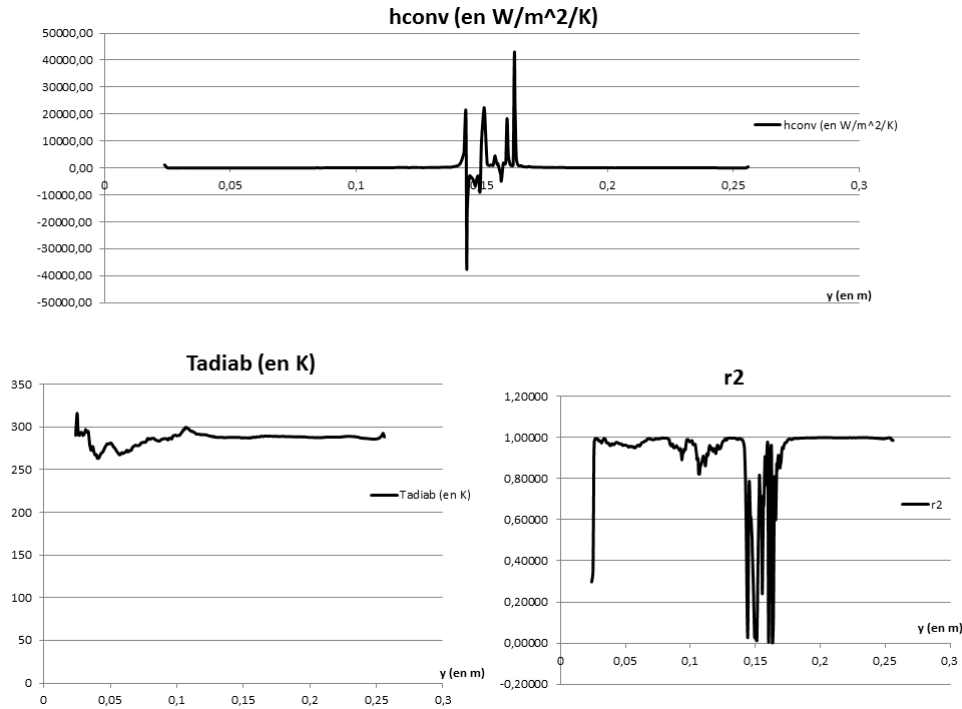


Figure 14: Résultats de la régression linéaire pour  $h_{conv}$ ,  $T_{adiab}$  et  $r^2$

On peut facilement remarquer que le calcul de  $h_{conv}$  par la régression linéaire n'est pas représentatif dans la zone centrale de la plaque d'impact. Le calcul de  $T_{adiab}$  semble raisonnable et le coefficient de régression est logiquement très faible dans la zone où  $h_{conv}$  est incorrect.

## 3.5 Discussions

Après cette présentation détaillée des résultats du cas 3D, il est important de s'attarder sur l'analyse de ces résultats. Il s'agit donc dans cette partie d'identifier les points qui font défaut sur ces premières simulations et tenter d'établir clairement les axes d'améliorations possibles.

### 3.5.1 Discussion sur les résultats aérodynamiques

Concernant l'aérodynamique de l'écoulement, les résultats obtenus sont satisfaisants. L'utilisation des équations de Navier-Stokes incompressibles est justifiée et validée ici par les vitesses mises en jeu dans l'écoulement d'injection. En effet, même en considérant les vitesses maximales situées au niveau du trou d'injection, on obtient un nombre de Mach de 0.27 qui assure que l'on se situe bien dans le cas d'un écoulement à bas nombre de Mach ce qui justifie l'utilisation des équations de Navier Stokes incompressibles. La méthode de résolution et le pré-conditionneur utilisés pour la résolution du système linéaire permet d'obtenir un résultat en 8 minutes ce qui permet de travailler facilement sur le cas. Observons à présent la forme de l'écoulement. Dans la chemise, on peut observer la perte de charge créée par le passage du trou d'injection et la simulation semble correcte. De manière générale, les vitesses visibles sur nos simulations sont du même ordre de grandeur que celle obtenues expérimentalement (voir Figure III.23 page 113 dans [4]) ce qui est très encourageant pour la suite.

Ensuite, la partie qui nous intéresse concerne la "plume", ou en d'autres termes, la partie du fluide dans le trou d'injection, caractérisée par de fortes vitesses qui lui donne une forme de plume rouge sur la Figure 10. Sur le plan de coupe en X, la forme de cette plume est très proche de celle visible sur les résultats expérimentaux et sur les précédentes études numériques (voir [2]). De plus, le développement du jet dans la direction  $y$  opposée à l'écoulement dans la chemise et la répartition non homogène de la vitesse dans l'injecteur étaient anticipés par les résultats expérimentaux et l'expérimentateur a fortement insisté sur ces aspects particuliers de l'écoulement dans son manuscrit. On le retrouve bien dans nos simulations. A l'inverse, sur le plan de coupe en  $Y=0.14\text{m}$ , malgré la forme correcte de la plume dans le trou d'injection (voir Figure III.29 page 118 dans [4]), l'écoulement semble se séparer en deux à la sortie du trou d'injection. Cela n'a pas été mis en évidence dans les résultats expérimentaux mais il semble que la résolution des moyens de capture expérimentaux ne permette pas une telle précision.

Concernant les structures turbulentes dans l'entrefer, contrairement au cas 2D, après l'analyse de plusieurs pas de temps, nous n'avons pas pu mettre en évidence de structures turbulentes stationnaires comme les 4 tourbillons que l'on peut trouver dans le cas 2D. En effet, l'écoulement dans l'entrefer empêche la formation de ce type de structure ce qui est très positif d'un point de vue aérothermique étant donné que ces structures étaient à l'origine de points "chauds" qui pourraient compromettre la structure de l'aube.

### 3.5.2 Discussion sur les résultats thermiques

Attardons nous maintenant sur les résultats thermiques du cas 3D. La Figure 12 nous permet d'observer, dès les premiers pas de temps, le décalage du refroidissement vers les  $x$  positifs dû à l'écoulement dans l'entrefer. Cependant, dans la direction  $y$ , le refroidissement par convection dans le sens des  $y$  positifs or on avait observé un développement du jet dans la direction des  $y$  négatifs dans la partie aérodynamique! Nous mettons ici l'accent sur un paradoxe important des résultats présentés ci-dessus qu'il faudra éclaircir à l'avenir. Ce décalage de la convection vers les  $y$  positifs peut-être notamment dû aux structures turbulentes qui se forment dans l'entrefer. Structures turbulentes qui, malgré notre analyse aérodynamique, semblent tout de même être présentes et se stabiliser dans l'entrefer car on peut observer l'apparition d'un nombre important de points "chauds" sur la plaque d'impact.

Le deuxième problème que l'on peut soulever concernant les résultats thermiques est qu'il n'y pas de mise en évidence du point de stagnation que l'on peut retrouver dans les résultats expérimentaux. Ce point de stagnation devrait être normalement situé au centre du refroidissement (au centre de la zone centrale

bleue foncée sur la Figure 13). Ce point de stagnation est caractérisé par une annulation de la vitesse en un point (ou une zone) annulant les effets de la convection et donc créant un réchauffement ponctuel de la plaque. Il n'est pas visible sur nos figures. Plusieurs explications sont possibles: la première est la résolution (i.e. la taille de maille) trop faible à cet endroit. L'adaptation anisotrope de maillage devrait pouvoir répondre à ce problème en diminuant la taille de maille à cet endroit (car il y a de très fort gradients de vitesses). En revanche, ce qui est particulièrement encourageant est que l'on retrouve bien ce point de stagnation lorsque l'on regarde la vitesse proche de la plaque d'impact (voir Figure 15). On voit quand même sur cette figure que la taille de maille n'est pas suffisamment fine et cela pourrait expliquer que l'absence de convection à cet endroit ne soit pas prise en compte.

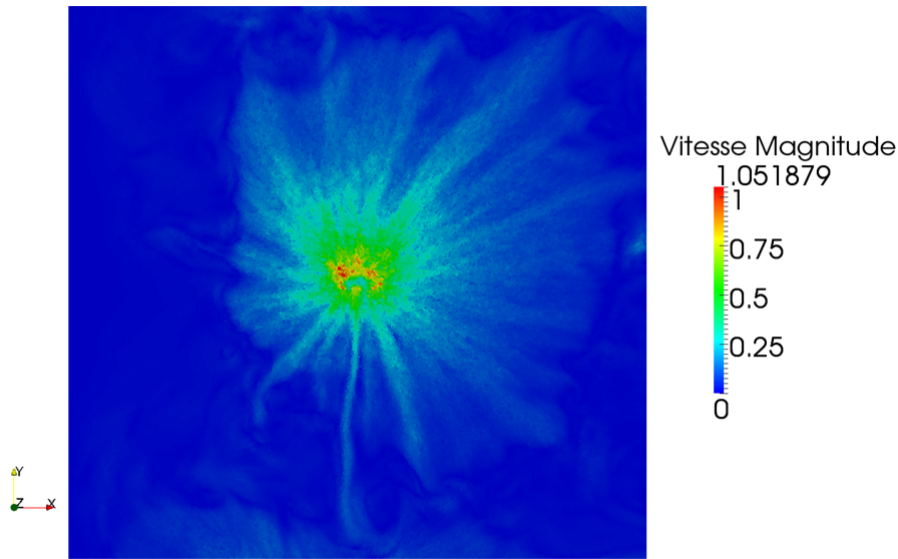


Figure 15: Vitesse sur la Coupe  $Z = 0$  et mise en évidence du point de stagnation.

Concernant le calcul de  $h_{conv}$ , les résultats ne sont pas concluant à ce stade. Étant donné que les points litigieux de ces derniers sont situés dans la même zone que le point de stagnation, l'adaptation anisotrope de maillage et la réduction de la taille de maille à cet endroit nous permettront de régler ce problème. En effet, le maillage qui nous a été transmis par Snecma ne comporte que  $9 \cdot 10^5$  points répartis de manière isotrope dans tout le maillage. Or dans la littérature (Table 2 page 55 [20]), on peut estimer qu'il faudrait un nombre de points entre  $10^{8.4}$  et  $10^{13.6}$ . De même, chez Snecma [2] ou à l'ONERA [3], les maillages utilisés comportent tous des couches de prismes qui permettent d'augmenter le nombre de maille par un facteur 10 dans les couches thermiques pariétales. Nous n'utilisons pas ces couches car nous sommes dans une approche numérique qui, dans le contexte *Exascale*, doit se rapprocher le plus possible d'une DNS. C'est l'adaptation anisotrope de maillage qui, à puissance de calcul équivalente et couplée à un solveur Navier-Stokes VMS, nous permettra d'obtenir de meilleurs résultats. Cependant, d'autres raisons peuvent être citées: la première concerne d'abord le fait que la méthode de régression linéaire a été testée et validée sur des résultats expérimentaux et nous travaillons avec des résultats de simulations numériques. Cela peut poser, comme le montre la littérature, de nombreux problèmes. Dans [2], le même problème a été rencontré mais les hypothèses qui ont été utilisées par la suite (utilisation de l'équation (2) en prenant  $T_{adiab} = 288K$  constante sur toute la plaque) semblent trop réductrices. Si l'adaptation de maillage à cet endroit ne parvient pas à régler ce problème, il faudra envisager d'utiliser des méthodes de calcul de coefficient de convection spécifiques aux simulations numériques. Certaines méthodes de calcul local du nombre de Nusselt sont notamment déjà présentes dans CIMLIB.

Enfin, il reste encore à effectuer une étude statistique pour moyenniser ces résultats. En effet, comme dans le cas 2D, nous résolvons des écoulements qui sont instationnaires. Certes le régime permanent est établi, mais l'écoulement reste instationnaire. Notre méthode ne convient donc pas si on utilise uniquement un seul "snapshot" de la température. Il faudra donc, dans la suite de l'analyse de ces résultats, effectuer une moyenne en espace et en temps de la température pour filtrer, dans une certaine mesure, les fluctuations. Pour les écoulements moyennés (type RANS ou hybrides) cela n'est pas nécessaire étant donnée que la solution est déjà une moyenne des pas de temps précédents. Ce n'est pas notre cas ici.

### 3.5.3 Les prochaines étapes...

La première chose à mettre en place d'après la discussion menée ci-dessus est l'adaptation anisotrope de maillage [21] et l'analyse des paramètres pertinents (vitesses, pression ou température) pour réaliser cette adaptation de maillage de manière couplée entre l'écoulement et la thermique. Cette adaptation permettra, à nombre de nœuds équivalent, d'augmenter grandement la précision de nos calculs et notamment dans les zones de forts gradients de vitesse et pression qui sont les places fortes du refroidissement par convection forcée. Il reste en effet des phénomènes physiques, mis en évidence par l'expérimental, que l'on a du mal à retrouver dans nos simulations et qui sont très susceptibles d'être détectés en augmentant la précision et la qualité de notre maillage.

Au niveau de la puissance et des temps de calcul, nous nous sommes vus contraints pour le moment à 24 cœurs. Ce qui nous donne un temps de calcul de 60 heures pour atteindre le régime permanent. Il serait intéressant de prolonger les temps de calcul pour s'assurer que la convection atteint son régime permanent. En effet, 300 itérations ne suffisent sans doute pas pour atteindre ce régime en terme de convection. L'augmentation du nombre d'itérations s'accompagnera d'une augmentation importante de la puissance de calcul pour capitaliser au maximum sur les moyens de calcul dont nous disposons au laboratoire.

Enfin, concernant l'analyse des résultats, nous tenons à préciser qu'il s'agit dans ce rapport de résultats préliminaires et que l'analyse de ces résultats devra être prolongée par une étude statistique permettant de réaliser une moyenne en temps et en espace de la température, ce qui permettra d'avoir un  $h_{conv}$  plus représentatif de la réalité. Cela sera réalisé à la suite des résultats obtenus avec l'adaptation de maillage.

## Conclusion

Si l'on se base sur le maillage fourni par SAFRAN Snecma, sans adaptation de maillage, on a besoin de 5 millions d'éléments pour résoudre un seul jet unique et obtenir les résultats ci-dessus. Dans la géométrie représentative de l'aube complète, il y a 39 jets. Cela donne donc environ 195 millions d'éléments. Cette remarque permet de bien comprendre la nécessité d'utiliser l'adaptation de maillage et de coupler cette adaptation avec le contrôle de la convergence des solveurs numériques pour permettre de diminuer les temps de calcul sur des simulations à une telle échelle. C'est l'objectif, en termes d'amélioration des méthodes numériques, de ce sujet de doctorat.

Le cas d'application traité dans ce rapport d'avancement constitue une des briques importantes de la modélisation d'un système de refroidissement d'une turbomachine. La démonstration et la validation (par des résultats expérimentaux) de méthodes numériques suffisamment précises, adaptées et performantes en termes de temps de calcul est donc primordiale car elle pourra permettre d'intégrer cette brique à la modélisation (dans son ensemble) des moteurs de SAFRAN Snecma; et donc, à terme, d'atteindre les objectifs fixés par la Computational Fluid Dynamic industrielle avec l'arrivée de l'*Exascale* [22].

## References

- [1] Y. Sommerer, D. Couton, and F. Plourde, “Dissipative Equipment Thermal Integration in Powerplant Compartment: Experimental and Numerical Evaluation of Heat Transfer Coefficient,” in *ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition*, American Society of Mechanical Engineers, 2014.
- [2] M. Huynh, “Bilan du Cas 1 Jet Unique sur plaque plane,” rapport Interne SAFRAN Snecma, SAFRAN Group, Villaroche, 2016.
- [3] E. Laroche and F. Chedeveigne, “Rapport d’Avancement AETHER C,” rapport Interne ONERA, ONERA, Toulouse, 2016.
- [4] D. Thibault, *Etude du refroidissement par impact de jets à travers une paroi mince et avec un écoulement cisailant amont: application aux aubes de turbines*. PhD thesis, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d’Aérotechnique-Poitiers, 2009.
- [5] Y. Mesri, H. Dignonnet, and T. Coupez, “Advanced parallel computing in material forming with CIM-Lib,” *Revue Européenne de Mécanique Numérique/European Journal of Computational Mechanics*, vol. 18, no. 7-8, pp. Pages 669–694, 2009.
- [6] E. Hachem, B. Rivaux, T. Kloczko, H. Dignonnet, and T. Coupez, “Stabilized finite element method for incompressible flows with high Reynolds number,” *Journal of Computational Physics*, vol. 229, no. 23, pp. 8643–8665, 2010.
- [7] E. Hachem, G. Jannoun, J. Veysset, and T. Coupez, “On the stabilized finite element method for steady convection-dominated problems with anisotropic mesh adaptation,” *Applied Mathematics and Computation*, vol. 232, pp. 581–594, Apr. 2014.
- [8] Y. Mesri, H. Guillard, and T. Coupez, “Automatic coarsening of three dimensional anisotropic unstructured meshes for multigrid applications,” *Applied Mathematics and Computation*, vol. 218, no. 21, pp. 10500–10519, 2012.
- [9] Y. Mesri, *Gestion et contrôle des maillages non structurés anisotropes : applications en aérodynamique*. PhD thesis, 2007. Thèse de doctorat dirigée par Dervieux, Alain et Guillard, Hervé Mathématiques École doctorale Sciences fondamentales et appliquées (Nice) 2007 2007NICE4096.
- [10] Y. Mesri, M. Khalloufi, and E. Hachem, “On optimal simplicial 3d meshes for minimizing the Hessian-based errors,” *Applied Numerical Mathematics*, 2016.
- [11] Y. Mesri, F. Alauzet, A. Loseille, L. Hascoët, B. Koobus, and A. Dervieux, “Continuous mesh adaptation models for CFD,” *CFD Journal*, vol. 16, no. 4, pp. 346–355, 2008.
- [12] G. Jannoun, E. Hachem, J. Veysset, and T. Coupez, “Anisotropic meshing with time-stepping control for unsteady convection-dominated problems,” *Applied Mathematical Modelling*, vol. 39, no. 7, pp. 1899–1916, 2015.
- [13] Y. Mesri, H. Dignonnet, and T. Coupez, “Hierarchical adaptive multi-mesh partitioning algorithm on heterogeneous systems,” pp. 299–306, 2010.
- [14] Y. Mesri, J.-M. Gratien, O. M. Ricois, and R. Gayno, “Parallel Adaptive Mesh Refinement for Capturing Front Displacements: Application to Thermal EOR Processes.,” Society of Petroleum Engineers, Sept. 2013.
- [15] S. Brogniez, C. Farhat, and E. Hachem, “A high-order discontinuous Galerkin method with Lagrange multipliers for advection–diffusion problems,” *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 264, pp. 49–66, Sept. 2013.

- [16] E. Hachem, G. Jannoun, J. Veysset, M. Henri, R. Pierrot, I. Poitroult, E. Massoni, and T. Coupez, “Modeling of heat transfer and turbulent flows inside industrial furnaces,” *Simulation Modelling Practice and Theory*, vol. 30, pp. 35–53, Jan. 2013.
- [17] E. Hachem, S. E. Feghali, T. Coupez, and R. Codina, “A three-field stabilized finite element method for fluid-structure interaction: elastic solid and rigid body limit,” *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 104, pp. 566–584, Nov. 2015.
- [18] Y. Mesri, H. Digonnet, and H. Guillard, “Mesh partitioning for parallel computational fluid dynamics applications on a grid,” *Finite Vol. for Complex App*, 2005.
- [19] E. Hachem, S. Feghali, R. Codina, and T. Coupez, “Immersed stress method for fluid-structure interaction using anisotropic mesh adaptation: a monolithic approach to fluid-structure interaction.,” *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 94, pp. 805–825, June 2013.
- [20] R. Löhner and J. D. Baum, “Handling tens of thousands of cores with industrial/legacy codes: Approaches, implementation and timings,” *Computers & Fluids*, vol. 85, pp. 53–62, Oct. 2013.
- [21] Y. Mesri, W. Zerguine, H. Digonnet, L. Silva, and T. Coupez, “Dynamic parallel adaption for three dimensional unstructured meshes: Application to interface tracking,” in *Proceedings of the 17th International Meshing Roundtable*, pp. 195–212, Springer, 2008.
- [22] J. Slotnick, A. Khodadoust, J. Alonso, D. Darmofal, W. Gropp, E. Lurie, and D. Mavriplis, “CFD Vision 2030 Study: A Path to Revolutionary Computational Aerosciences,” tech. rep., 2014.