



HAL
open science

Amélioration de la prévision du refroidissement par impact à l'aide d'un modèle de turbulence au second ordre

Arthur Colombié

► To cite this version:

Arthur Colombié. Amélioration de la prévision du refroidissement par impact à l'aide d'un modèle de turbulence au second ordre. Physique [physics]. ISAE, 2022. Français. ⟨NNT : 2022ESAE0030⟩. ⟨tel-04117521⟩

HAL Id: tel-04117521

<https://hal.science/tel-04117521v1>

Submitted on 5 Jun 2023

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

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



HAL Authorization



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace

Présentée et soutenue par :

Arthur COLOMBIÉ

le jeudi 9 juin 2022

Titre :

Amélioration de la prévision du refroidissement par impact à l'aide d'un modèle de turbulence au second ordre

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED MEGeP : Dynamique des fluides

Unité de recherche :

Équipe d'accueil ISAE-ONERA EDyF

Directeur(s) de Thèse :

M. François CHEDEVERGNE (directeur de thèse)

M. Rémi MANCEAU (co-directeur de thèse)

Jury :

M. Éric LAMBALLAIS Professeur Université Poitiers - Président

M. François CHEDEVERGNE Ingénieur de recherche ONERA - Directeur de thèse

M. Azeddine KOURTA Professeur Université d'Orléans - Rapporteur

M. Emmanuel LAROCHE Ingénieur de recherche ONERA - Examineur

M. Rémi MANCEAU Directeur de recherche LMAP Pau - Co-directeur de thèse

Mme Isabelle VALLET Professeure Université Sorbonne - Rapporteur

À mes parents,

« C'est un grand et beau spectacle de voir l'homme sortir en quelque manière du néant par ses propres efforts ; dissiper, par les lumières de sa raison les ténèbres dans lesquelles la nature l'avait enveloppé... »

Rousseau, *Discours sur les sciences et les arts*

Remerciements

Ce mémoire de thèse est le fruit de trois années de travail au sein de l'ONERA et plus spécifiquement de l'unité HEAT du DMPE. Je tiens donc à remercier tout d'abord Pierre Millan et Jérôme Anthoine, directeurs successifs du DMPE, ainsi que Jean-Luc Vérant, chef de l'unité HEAT, qui m'ont accueilli dans cette équipe. Merci également à Corinne, Valérie et Chrystelle qui ont toujours su répondre à mes questions lors des différentes démarches administratives ou autres...

Je souhaite également remercier tout particulièrement les membres du jury : Éric Lamballais, président, Isabelle Vallet et Azeddine Kourta, rapporteurs de ce travail, pour avoir accepté ce rôle et l'avoir réalisé consciencieusement, bien que l'énoncé du contenu puisse en effrayer plus d'un aux premiers abords. J'ai particulièrement apprécié la séance de questions, qui, loin d'être un exercice trivial, a donné lieu à des échanges forts intéressants. J'espère avoir pu vous transmettre une partie du plaisir et de l'intérêt que j'ai eu à réaliser ces études.

Une thèse c'est évidemment un doctorant qui part à l'assaut d'un sujet donné, mais c'est avant tout une stratégie d'équipe. C'est pourquoi je tiens à exprimer toute ma gratitude envers mon équipe encadrante (François Chedevergne, Emmanuel Laroche, Rémi Manceau), sans qui je ne serais pas allé bien loin... François, Emmanuel, vous avez su me guider au quotidien parmi les pièges de cet exercice particulier qu'est la préparation d'un doctorat et je vous en suis très reconnaissant. Vous avez su répondre à mes questions et comprendre mon jargon quand il s'agit de "la fonction de scaling du terme de pression pour la composante axiale/normale (z quoi) de u_i-u_j " et je l'avoue, ça ne devait pas être facile tous les jours de savoir de quoi je parlais. Merci François pour la question pendant la soutenance, je ne sais pas pourquoi, mais je m'y attendais!;) Un grand merci également à Rémi pour ton suivi qui a toujours été décisif, que ce soit pour l'écriture de l'article ou du manuscrit, mais aussi pour ce qui est de l'approche à suivre et des choix à effectuer en ce qui concerne la démarche scientifique. Tes connaissances et ton avis ont été un appui essentiel sur lequel repose ce travail. J'ai particulièrement apprécié ton implication dans la dernière ligne droite, en particulier les longues séances de préparations de la soutenance et des questions, par téléphone, parce que c'est souvent ce qui marche le mieux (quand ça veut bien marcher évidemment...).

Ces remerciements ne seraient pas complets si je n'évoquais pas l'ensemble des doctorants que j'ai côtoyé pendant ces trois années (et demie) et qui ont contribué, à leur manière, au bon déroulement de mes travaux et à l'ambiance générale, que ce soit lors des repas ou des pauses (plus ou moins fréquentes) en milieu d'après-midi. En particulier, je tiens à remercier Adrien, Victor, Félix, Valentin et Yoann, la team "1^{er} étage", pour les réunions de travail plus ou moins improvisées sous forme de discussion informelle à coup de "ya un truc qui marche pas / \LaTeX ne compile pas, comment on fait [...]", et qui ont régulièrement fini en pauses de soutien moral. Merci également à Alexis et Lola de m'avoir supporté lorsque j'osais m'aventurer au 2^{ème} étage. Je fais un petit clin d'œil à la team "Chedevergne" pour la partie de pétanque annuelle (souvent gagnée d'ailleurs). Par contre, Maxime, il va nous falloir prendre des cours de palet vendéen parce que les tentatives n'étaient pas vraiment concluantes... Mes remerciements vont également à Adrien pour les sorties vélo entre midi et deux (ou quatre - les jours d'hypoglycémie). Merci à Félix, binôme d'orga des JDD, pour le travail fait ensemble, et qui était plutôt réussi. (Merci même si

tu n'as pas voulu m'aider pour le contenu de cette section comme convenu :P). Enfin, *the last but not the least*, je tiens à remercier chaleureusement Yann, un co-bureau exemplaire, qui a su entretenir une bonne ambiance perpétuelle à coup d'informations improbables ou d'expressions inédites. En effet, nos échanges (de mots ou de balles *nerf*) n'ont peut-être pas systématiquement révolutionné nos thèses, mais ils ont certainement conduit, d'une manière ou d'une autre, à la réussite de nos travaux. Merci aussi pour la déco du mur, inoubliable! :D

Je tiens à remercier profondément ma famille et mes parents qui m'ont toujours soutenu dans mes décisions durant ces trois années. Vous avez suivi ma thèse au travers de mes émotions, et découvert que souvent, bah ça marche pas... Mais c'est aussi ça qui fait la recherche, si on savait tout faire, on n'aurait aucun mérite. Merci de m'avoir supporté dans les moments difficiles, en particulier pendant les différents confinements.

Enfin, merci à tous les amis qui m'ont suivi dans cet exercice si particulier.

Table (réduite) des matières

Introduction	ix
I. État de l'art	1
1. Caractérisation du jet turbulent impactant sur une plaque plane	3
1.1. Notions de turbulence et de transferts de chaleur	3
1.2. Le jet impactant sur une plaque plane	6
2. Modélisation de la turbulence	17
2.1. Fermeture au premier ordre des équations RANS	17
2.2. Modélisation au second ordre	21
2.3. Corrections de point d'arrêt	26
II. Démarche	31
3. Validation des outils	33
3.1. Mise en place du modèle EBRSM de Manceau ainsi que de l'archivage des termes du bilan dans le code CEDRE de l'ONERA	35
3.2. Simulation de référence de la configuration d'étude	41
3.3. Estimation de la distribution pariétale du nombre de Nusselt	47
3.4. Détails de la reprise du calcul de P. Aillaud pour l'archivage des termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds	51
4. Bilan des tensions de Reynolds dans la zone d'impact du jet	57
4.1. Méthodologie sélectionnée pour l'obtention des termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds	58
4.2. Mise en place de l'archivage et du post-traitement des termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds	58
4.3. Vérification de la convergence statistique des termes de bilan	62
4.4. Évaluation des termes dominants l'équation de transport des tensions de Reynolds dans la région d'impact du jet	64
4.5. Analyse de la modélisation des termes dominants dans les bilans des tensions de Reynolds	80
5. Mise en place d'une correction dynamique pour l'amélioration de la prévision des zones d'impact	83
5.1. Sélection d'un senseur pour la description de la région d'impact	84
5.2. Mise en œuvre d'une correction d'impact dans le modèle EBRSM	87
6. Développement d'une modélisation pour les termes de pression dans la zone d'impact	97
6.1. État de l'art de la modélisation de la diffusion par la pression	98
6.2. Développement d'un modèle générique pour le transport turbulent de la partie rapide de la fluctuation de pression	105
6.3. Modification du modèle de paroi pour la redistribution dans la zone d'impact du jet	110
6.4. Effets conjoints des modèles de diffusion par la pression et de redistribution pariétale sur la prévision aérothermique de la configuration d'impact	118
6.5. Déclinaison du modèle basée sur la régularisation du senseur d'impact	123
6.6. Discussion sur les flux de chaleur turbulents	130

Discussion et ouverture	135
A. Estimation des termes diffusifs par la simulation LES	141
B. Note sur la correction de la fonctionnalité axisymétrique	143
Bibliographie	145
Nomenclature	151
Table des figures	157
Table (exhaustive) des matières	160
Résumé	164
Abstract	164

Introduction

Bien que complexe à appréhender, la mécanique des fluides joue un rôle majeur dans le développement des activités humaines. Ainsi, il est fréquent de placer des structures face à un écoulement, ce qui génère une zone d'impact du fluide contre la surface. Dans le domaine du génie civil, la construction d'une infrastructure (pont, tour) est assujettie aux écoulements naturels qui viennent frapper la surface exposée. Les moyens de transport sont également soumis à un écoulement relatif générant des zones de stagnation en amont de leurs structures. Dans le domaine aérospatial, l'éjection des gaz de combustion des moteurs produit également un écoulement dirigé vers une surface, comme au décollage d'une fusée ou d'un avion à décollage/atterrissage vertical. Ce dernier exemple permet d'imaginer à quel point les effets thermiques peuvent être importants. En réalité, les configurations d'impact se caractérisent par un fort coefficient d'échange de chaleur au niveau du point d'arrêt. Cette spécificité en fait un moyen simple et efficace de contrôler la température de surface d'un matériau. Par exemple, le processus de trempe du verre utilise des jets d'air afin de générer rapidement un gradient de température entre la surface et le cœur de la pièce à traiter. De même, l'utilisation de jets impactants est envisagée pour refroidir des composants électroniques. Cette technologie est également mise en œuvre pour maintenir l'intégrité des aubages des turbines, à l'intérieur même des turboréacteurs, en raison des températures très élevées des gaz de combustion qui s'écoulent autour.

Pour ces applications aérothermiques, la bonne prévision des transferts de chaleur au niveau de la paroi d'impact est primordiale pour des raisons techniques, économiques et de sécurité. Ainsi, les études numériques se sont imposées comme un outil majeur lors des phases de conception. Dans ce contexte industriel, il n'est pas envisageable de simuler directement les écoulements turbulents. Ces derniers se caractérisent par une large gamme de structures tourbillonnaires conduisant à une forte instationnarité de la solution. La résolution de ces échelles spatiales et temporelles n'est alors pas adaptée aux contraintes industrielles. Le calcul de l'écoulement moyen est donc privilégié (moyenne au sens statistique \cong moyenne temporelle, *cf.* chapitre 2). Cette résolution s'appuie sur la prise en compte des effets instationnaires de la turbulence au travers de modèles. Ces derniers ont une influence majeure sur les prévisions du coefficient d'échange de chaleur à la paroi car les transferts thermiques sont directement liés aux structures tourbillonnaires qui se développent au voisinage de celle-ci.

Ainsi, la modélisation de la turbulence doit satisfaire aux exigences de l'industrie concernant la fiabilité des estimations. Une problématique importante réside dans la surévaluation des échanges de chaleur prédits par les modèles RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*) dans la région d'impact, liée à une surestimation de l'énergie cinétique turbulente (k) au voisinage de la paroi. Ce biais est constaté aussi bien pour les modèles classiques (au premier ordre, basés sur la relation de Boussinesq) que pour les modèles plus avancés (au second ordre, basés sur le transport des tensions de Reynolds). Le problème des modèles au premier ordre est connu : "l'anomalie de point d'arrêt" provient d'un biais lié à la relation de Boussinesq, qui joue sur le terme de production d'énergie cinétique turbulente. Au contraire, l'origine de la surestimation de k par les modèles au second ordre n'est pas clairement identifiée. Il est donc primordial d'étudier la physique de la région d'impact afin de révéler la cause du biais dans les estimations des modèles au second ordre. Ce travail d'analyse doit permettre de tracer des pistes de réflexion pour l'amélioration de la prévision des champs aérothermiques, qui passe par une meilleure représentation physique des mécanismes sous-jacents, responsables de l'évolution des tensions de Reynolds. La révision de la modélisation constitue donc une ultime étape conditionnée par un travail de recherche et d'analyse des limitations des modèles actuels.

Cette étude s'inscrit dans cette démarche. Elle consiste à identifier et analyser les mécanismes physiques à prendre en compte dans la modélisation de la région d'impact, ainsi qu'à proposer un modèle en conséquence.

Une revue des connaissances concernant la configuration d'étude est d'abord menée. Le problème de fermeture des équations RANS (*Reynolds-Averaged Naviers-Stokes*) est adressé dans un second temps, ce qui clôture l'état de l'art. La première partie de ce travail est dédiée à la présentation des différents outils nécessaires aux travaux réalisés. Une simulation LES (*Large Eddy Simulation* = Simulation des grandes échelles de la turbulence) est réalisée, dans un second temps, afin d'identifier les mécanismes responsables de l'évolution des tensions de Reynolds dans la région d'impact. Pour cela, les bilans des équations de transport des tensions de Reynolds sont estimés directement d'après les champs instationnaires prédits par la simulation. Cette connaissance nouvelle permet d'analyser la modélisation actuelle des termes dominants dans les bilans en se basant sur les écarts observés entre les prévisions RANS et LES. La troisième partie vise à proposer une correction simple, robuste, facile et rapide à mettre en œuvre, pour améliorer la prévision aérothermique des modèles au second ordre. Elle consiste en l'ajout d'un terme supplémentaire aux équations permettant d'imposer explicitement l'équilibre des termes dominants dans la région d'impact (observé dans la simulation LES). La quatrième partie s'articule autour d'une modélisation plus fine des termes de pression afin de reproduire plus fidèlement les mécanismes physiques de la région d'impact. Un nouveau modèle est proposé pour prendre en compte la partie rapide de la diffusion par la pression, responsable des échanges d'énergie dans la région d'impact. Ce dernier est également associé à une correction du terme de redistribution pariétale afin d'absorber le flux supplémentaire. La dernière partie concerne la discussion des résultats obtenus ainsi qu'une réflexion quant à l'extension des modifications proposées.

Première partie

État de l'art

Caractérisation du jet turbulent impactant sur une plaque plane

Ce chapitre est dédié à une présentation des notions essentielles à la compréhension du sujet de cette étude. En particulier, la configuration d'impact et la problématique de fermeture des équations du mouvement seront présentées.

La première partie s'articule autour de la notion de turbulence. Les équations de base sont introduites sous forme adimensionnée afin de mettre en lumière l'origine de la turbulence. Son influence sur l'écoulement moyen est ensuite abordée en lien avec la nécessité d'une fermeture des équations, qui sera traitée en détail dans le chapitre 2. La partie suivante traite de la caractérisation de la configuration d'étude : le jet impactant sur une plaque plane. Les différentes régions de l'écoulement sont présentées ainsi que les paramètres d'influence. L'état de la connaissance sur les aspects aérothermiques est ensuite présenté avec les expériences et simulations numériques de référence. Enfin, la présentation des données disponibles dans la littérature concernant les termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds clôture la caractérisation de l'écoulement.

Sommaire

1.1. Notions de turbulence et de transferts de chaleur	3
1.1.1. Turbulence	3
1.1.2. Transferts de chaleur	6
1.2. Le jet impactant sur une plaque plane	6
1.2.1. Notions de base et structure de l'écoulement	7
1.2.2. Comportement aérothermique	8
1.2.3. Termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds	12

1.1. Notions de turbulence et de transferts de chaleur

Les notions de turbulence et de transferts de chaleur étant des éléments centraux pour cette étude, quelques éléments de base apparaissent comme nécessaires afin de présenter les notations utilisées par la suite.

1.1.1. Turbulence

Les équations fondamentales qui régissent le mouvement d'un fluide newtonien sont décrites par le système d'équations de Navier-Stokes. Pour un fluide incompressible, en l'absence de force extérieure, il se compose de l'équation de continuité :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \tag{1.1}$$

et de l'équation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_l \frac{\partial u_i}{\partial x_l} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_l} \left[\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_l} \right], \quad (1.2)$$

où u_i correspond à la vitesse instantanée du fluide, p la pression et ν la viscosité cinématique du fluide de densité ρ . En introduisant U_{ref} et L : une vitesse et une longueur caractéristiques et en posant $u_i = u_i^* U_{ref}$, $x_i = x_i^* L$, $t = t^* L / U_{ref}$ et $p = p^* \rho U_{ref}^2$, la mise sous forme sans dimension de l'équation (1.2) fait apparaître le nombre de Reynolds ($Re = U_{ref} L / \nu$) :

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + u_l^* \frac{\partial u_i^*}{\partial x_l^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \underbrace{\frac{\nu}{U_{ref} L}}_{1/Re} \frac{\partial}{\partial x_l^*} \left[\frac{\partial u_i^*}{\partial x_l^*} \right]. \quad (1.3)$$

Ce nombre sans dimension, introduit par Osborne Reynolds en 1883 correspond au rapport des temps caractéristiques d'advection et de diffusion. Ainsi, lorsque le nombre de Reynolds est grand, les effets convectifs dominent les effets diffusifs. Le terme convectif ($u_l^* \partial u_i^* / \partial x_l^*$) est alors dominant dans l'équation. Son caractère non-linéaire conduit à la formation d'un large spectre de structures tourbillonnaires qui interagissent, formant la turbulence. Ainsi, la solution des équations est instationnaire et hautement sensible aux conditions initiales. Ces caractéristiques chaotiques donnent à la turbulence son aspect en apparence "aléatoire". Par conséquent, n réalisations d'une même expérience conduiront à des champs instantanés différents. Il est alors possible de définir une moyenne d'ensemble des réalisations du champ solution, appelée moyenne de Reynolds : pour la vitesse moyenne u_i , la moyenne d'ensemble est notée $\langle u_i \rangle$. D'un point de vue pratique, la moyenne d'ensemble n'est pas adaptée. Dans le cas d'écoulements statistiquement stationnaires, on lui préfère la moyenne temporelle, plus simple à mettre en œuvre. L'hypothèse d'ergodicité de la turbulence permet alors d'écrire, pour un intervalle de temps T suffisamment long,

$$\langle u_i \rangle = \bar{u}_i = \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} u_i dt. \quad (1.4)$$

Dans ce qui suit, l'opérateur moyenne temporelle ($\bar{\cdot}$) sera utilisé pour représenter la moyenne d'ensemble ($\langle \cdot \rangle$) sous l'hypothèse d'ergodicité de la turbulence.

La décomposition de Reynolds est introduite pour scinder la vitesse instantanée (u_i) en une valeur moyenne (\bar{u}_i) et une fluctuation autour de la moyenne (u'_i) :

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i. \quad (1.5)$$

En appliquant l'opérateur de moyenne sur les équations (1.1,1.2) et en utilisant la décomposition (1.5), on obtient les équations du mouvement moyen. L'équation de continuité s'écrit

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1.6)$$

et l'équation de quantité de mouvement devient

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_l \frac{\partial U_i}{\partial x_l} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_l} \left[\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_l} - \overline{u'_i u'_l} \right], \quad (1.7)$$

avec $U_i = \bar{u}_i$ et $P = \bar{p}$. La non-linéarité de l'équation de quantité de mouvement fait apparaître la corrélation $-\overline{u'_i u'_l}$ lors du processus de moyenne. Ce terme, qui représente l'effet de la turbulence sur l'écoulement moyen, est le tenseur des contraintes turbulentes (massique), appelé également le tenseur de Reynolds (massique). Il introduit une inconnue supplémentaire dans les équations (conséquence de la perte d'information liée à l'utilisation de la moyenne), ce qui pose un problème de fermeture du système $\{(1.6), (1.7)\}$. Un modèle est donc nécessaire afin d'introduire des équations supplémentaires pour fermer le système en vue de sa résolution. Cet aspect sera traité dans le chapitre 2.

La modélisation de la turbulence fait souvent appel à la notion d'énergie cinétique turbulente,

$$k = \frac{1}{2} \sum_{i=j} \overline{u'_i u'_j} = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}. \quad (1.8)$$

Son équation de transport est donnée par la demi-trace de l'équation de transport des tensions de Reynolds :

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} + C_{ij} = P_{ij} + \phi_{ij} + D_{ij}^t + D_{ij}^p + D_{ij}^\nu - \varepsilon_{ij}. \quad (1.9)$$

Cette relation est obtenue en introduisant la décomposition de Reynolds dans les équations (1.2) et (1.7) et en réalisant la combinaison linéaire suivante :

$$\frac{1}{2} \overline{u'_j \mathcal{E}_i + u'_i \mathcal{E}_j}, \quad (1.10a) \quad \text{avec} \quad \mathcal{E}_i = \text{Eq. (1.2)} - \text{Eq. (1.7)}. \quad (1.10b)$$

Les tenseurs C_{ij} , P_{ij} , ϕ_{ij} , D_{ij}^t , D_{ij}^p , D_{ij}^ν , ε_{ij} correspondent à la convection par l'écoulement moyen

$$C_{ij} = U_l \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_l}, \quad (1.11a)$$

aux échanges d'énergie avec l'écoulement moyen (production)

$$P_{ij} = -\overline{u'_i u'_l} \frac{\partial U_j}{\partial x_l} - \overline{u'_j u'_l} \frac{\partial U_i}{\partial x_l}, \quad (1.11b)$$

à la redistribution entre les composantes du tenseur de Reynolds

$$\phi_{ij} = \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right), \quad (1.11c)$$

à la diffusion par la turbulence

$$D_{ij}^t = \frac{\partial}{\partial x_l} \left[-\overline{u'_i u'_j u'_l} \right], \quad (1.11d)$$

à la diffusion par la pression

$$D_{ij}^p = \frac{\partial}{\partial x_l} \left[-\frac{p'}{\rho} (u'_i \delta_{jl} + u'_j \delta_{il}) \right], \quad (1.11e)$$

à la diffusion visqueuse

$$D_{ij}^\nu = \frac{\partial}{\partial x_l} \left[\nu \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_l} \right], \quad (1.11f)$$

et à la dissipation d'énergie aux plus petites échelles (sous l'effet de la viscosité)

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_l} \frac{\partial u'_j}{\partial x_l}}. \quad (1.11g)$$

Ces termes [Eqs. (1.11a - 1.11g)] constituent le bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds [Eq. (1.9)]. L'utilisation de cette équation ne permet cependant pas de résoudre le problème de fermeture des équations RANS car seuls les termes C_{ij} , P_{ij} et D_{ij}^ν n'introduisent pas d'inconnues supplémentaires dans le système. Une modélisation des termes restants (ϕ_{ij} , D_{ij}^t , D_{ij}^p et ε_{ij}) est donc nécessaire. Ce type de modélisation, dite au second ordre, est au cœur de cette étude et sera traité en détail dans le chapitre 2.

1. La notation d'Einstein (somme sur les indices répétés) est utilisée dans la suite de ce document.

Les termes de pression ϕ_{ij} et D_{ij}^p apparaissent suite à la décomposition du terme Π_{ij} :

$$\underbrace{-\frac{1}{\rho} \left(u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right)}_{\Pi_{ij}} = \underbrace{\frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}_{\phi_{ij}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_l} \left[-\frac{p'}{\rho} (u'_i \delta_{jl} + u'_j \delta_{il}) \right]}_{D_{ij}^p}. \quad (1.12)$$

Cette décomposition permet de faire apparaître les termes de redistribution ϕ_{ij} et de diffusion par la pression D_{ij}^p , plus simples à appréhender physiquement et dont les propriétés sont intéressantes pour la fermeture des équations au second ordre.

1.1.2. Transferts de chaleur

Dans le cadre d'un fluide incompressible, la température est indépendante des autres grandeurs et se comporte comme un scalaire passif. Il est donc possible d'écrire directement une équation de transport pour la température instantanée (\mathcal{T}) :

$$\frac{\partial \mathcal{T}}{\partial t} + u_l \frac{\partial \mathcal{T}}{\partial x_l} = \frac{\kappa}{\rho C_p} \frac{\partial^2 \mathcal{T}}{\partial x_l \partial x_l}. \quad (1.13)$$

Dans l'équation (1.13), ρ représente la masse volumique du fluide, κ sa diffusivité thermique et C_p sa capacité calorifique massique à pression constante.

La turbulence joue également un rôle dans les transferts thermiques. En effet, le mélange turbulent va notamment favoriser une homogénéisation de la température dans l'écoulement. En introduisant la décomposition de Reynolds pour la température $\mathcal{T} = T + T'$, avec $T = \overline{\mathcal{T}}$, et en moyennant l'équation (1.13), on obtient

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U_l \frac{\partial T}{\partial x_l} = \frac{\partial}{\partial x_l} \left[\frac{\kappa}{\rho C_p} \frac{\partial T}{\partial x_l} - \overline{u'_l T'} \right]. \quad (1.14)$$

ce qui fait apparaître un nouveau terme correspondant au flux de chaleur turbulent (*i.e.* $\overline{u'_l T'}$). À l'instar des tensions de Reynolds, ce terme constitue une inconnue supplémentaire du système et nécessite une fermeture pour permettre la résolution.

En présence de paroi, les conditions aux limites classiques imposent la valeur de la température de paroi T_w ou bien celle du flux de chaleur q . Le rapport entre le flux et l'écart de température caractéristique ($\Delta T = T_w - T_{ref}$) permet de définir h , le coefficient d'échange thermique à la paroi :

$$h = \frac{q}{T_w - T_{ref}}. \quad (1.15)$$

En pratique, on étudie souvent le coefficient d'échange adimensionné par la conductivité thermique (λ) et une longueur caractéristique (L). Cette grandeur est appelée nombre de Nusselt et s'écrit

$$Nu = \frac{hL}{\lambda}. \quad (1.16)$$

1.2. Le jet impactant sur une plaque plane

Une fois les notions de turbulence et de transferts thermiques acquises, il est intéressant de se pencher sur la configuration d'étude afin de mieux cerner les caractéristiques et les enjeux liés à ce type d'écoulement. Tout d'abord, les différentes caractéristiques et les paramètres qui influent sur la solution sont mis en avant. Un état de l'art des données expérimentales et numériques est ensuite présenté afin de cerner les mécanismes physiques qui entrent en jeu sur ce type de configuration. Les données disponibles dans la littérature concernant l'étude des termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds sont détaillées en fin de chapitre.

1.2.1. Notions de base et structure de l'écoulement

De nombreuses revues de l'état de la connaissance concernant les caractéristiques des jets impactants sont disponibles dans la littérature, comme celles de Gauntner [33], Martin [72], Jambunathan *et al.* [51] ou bien de Viskanta [100]. La configuration de jet impactant est représentée schématiquement sur la figure 1.1, adaptée au cas d'un jet rond axisymétrique. Les éléments présentés dans cette section sont transposables à tout type de jet (jet plan, section rectangulaire, *etc.*). L'écoulement débouche d'une buse de taille caractéristique D dans une atmosphère au repos et vient impacter une surface située à une distance H de la buse. Le ratio H/D caractérise la configuration. L'écoulement en sortie de buse joue également un rôle majeur. Les paramètres de la buse (longueur, forme) conditionnent le type de profil obtenu en sortie (écoulement de conduite pleinement développée, profil plat, *etc.*), ce qui va influencer directement la solution. D'autres paramètres peuvent s'ajouter comme la présence d'un confinement au niveau de la sortie ou bien des températures différentes entre le jet, la plaque et l'air ambiant.

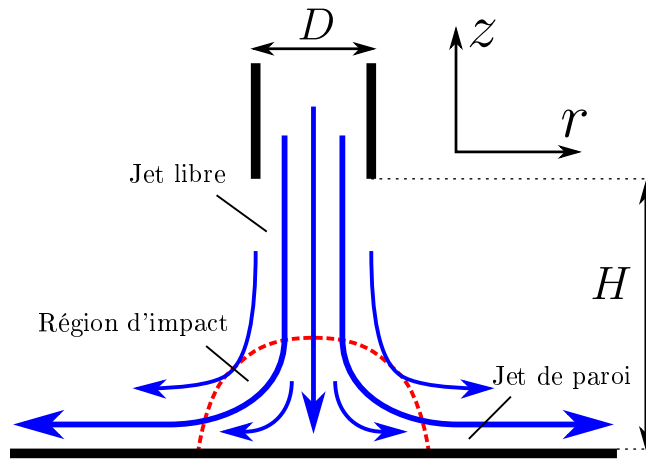


FIGURE 1.1. – Schéma de la configuration d'impact axisymétrique

L'écoulement dans ce type de configuration fait apparaître plusieurs zones distinctes. À la sortie de la buse, l'écoulement turbulent se mélange à l'air ambiant ce qui forme la zone de jet libre. Le fort cisaillement entre le coeur du jet et l'extérieur entraîne une production de turbulence importante au travers des instabilités de type Kelvin-Helmoltz. Une couche de mélange se crée et s'épaissit en s'éloignant de la buse. À l'intérieur du jet, la vitesse n'est pas influencée par l'écoulement périphérique, ce qui forme un "cône potentiel" jusqu'à ce que la couche de mélange soit suffisamment épaisse pour atteindre l'axe du jet. La longueur du cône est de l'ordre de $4D$ à $6.1D$ selon Martin [72] ($\sim 4D$), Fitzgerald & Garimella [30] ($> 4D$), Gardon & Akfirat [32] ($\sim 5D$) ou Gauntner [33] ($6.1D$). Lorsque le ratio H/D est suffisamment grand, l'écoulement prend la forme d'un jet pleinement développé en aval du cône potentiel : il s'épaissit et sa vitesse maximale diminue en raison de l'entraînement du fluide alentour. En s'approchant de la plaque, l'écoulement entre dans la zone d'impact. Il y subit un fort ralentissement axial et une déflexion entraînant une accélération radiale. Cette zone s'étend, selon les auteurs (*cf.* revues de Jambunathan *et al.* [51] et de Martin [72]), de $1.2D$ (Gardon & Akfirat [32], Giralt *et al.* [37]) à $1.5D$ (Fitzgerald & Garimella [30]) dans la direction axiale. Une extension de $1.6D$ à $2.2D$ est également relevée par Tani & Komatsu [93] pour des valeurs de H/D comprises entre 4 et 12. L'étendue radiale de la zone d'impact est bornée au niveau du maximum de la vitesse radiale, situé à environ $1D$ du point d'arrêt (Gardon & Akfirat [32], Fitzgerald & Garimella [30], Tummers *et al.* [96]). On entre alors dans la zone de jet radial. L'écoulement est majoritairement parallèle à la paroi et la vitesse radiale diminue en raison de l'étalement radial, du frottement pariétal et de l'épaississement du jet de paroi.

Dans la suite, on note z la position dans la direction normale à la plaque et la position radiale/longitudinale est notée r/x selon le cas (jet axisymétrique/plan). L'origine du repère se situe au niveau du point d'arrêt, à l'aplomb du centre de la buse de diamètre/largeur D . On utilise H pour noter l'espacement buse-plaque, ce qui permet de définir la distance à la buse dans la direction $-z$ (direction du jet) : $\tilde{z} = H - z$.

1.2.2. Comportement aérothermique

De nombreuses études portent sur le comportement dynamique et thermique de l'écoulement d'un jet impactant sur une plaque plane, comme en témoignent les revues de la littérature existantes (Gauntner [33], Martin [72], Jambunathan *et al.* [51], Viskanta [100] entre autres) et les nombreux travaux de thèses portant sur ce type de configuration : Kim [56], Hadziabdić[43], Uddin [97], Grenson [40], Aillaud [1] à titre d'exemples. L'objectif de cette partie est de présenter les références nécessaires à la compréhension de la physique de l'écoulement, en mettant l'accent sur les cas de jets ronds débouchant en incidence normale, à faible distance de la plaque plane $H/D \leq 6$. En particulier, le cas canonique de Baughn & Shimizu [6] est étudié car il fait référence pour la validation des modèles de turbulence, en raison de ses aspects dynamiques et thermiques.

Dans un premier temps, l'intérêt se porte sur les mesures des champs moyennés temporellement (études stationnaires) qui servent de base à la validation des différentes simulations numériques. Les aspects thermiques sont abordés ainsi que les mesures aérodynamiques afin de présenter les données de références qui seront utilisées par la suite. Dans un second temps, les études instationnaires sont présentées, en particulier les simulations numériques résolues temporellement. L'objectif de cette dernière section est de présenter un état de la connaissance des phénomènes à l'origine des effets aérothermiques observés sur les champs moyens et présentés ci-après.

Études stationnaires - Aspects thermiques

L'intérêt du cas de Baughn & Shimizu [6] réside dans la connaissance précise des conditions expérimentales, contrairement aux études antérieures. Le jet axi-symétrique débouche d'une conduite turbulente dont l'écoulement est supposé pleinement développé (tube de longueur $L = 72D$), ce qui permet d'obtenir un profil de sortie bien défini. Le Reynolds de l'écoulement est égal à 23 750. La plaque d'impact est chauffée par effet joule et la température de surface est mesurée à l'aide de cristaux liquides. Les auteurs soulignent que les pertes par conduction sont négligeables ($< 1\%$) et que le flux radiatif est pris en compte et inférieur à 5%. La hauteur d'impact varie entre $H/D = 2$ et $H/D = 14$ et la distribution radiale du nombre de Nusselt (coefficient de transfert thermique adimensionné) est calculée dans chaque cas. Le maximum des transferts thermiques est obtenu au niveau du point d'arrêt ($r/D = 0$). Pour de larges valeurs de H/D , la distribution du nombre de Nusselt diminue de manière monotone avec le rayon. En revanche, les auteurs ont observé l'apparition d'un second maximum local à la position $r/D = 1.8$ dans le cadre d'un faible espacement entre la buse et la surface chauffée. L'étude de l'influence du ratio H/D sur le transfert thermique au niveau du point d'arrêt met aussi en évidence un coefficient d'échange maximal pour $H/D = 6$.

L'influence du nombre de Mach (ratio entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse du son) sur les transferts thermiques pariétaux a été étudiée par Brevet *et al.* [10]. Dans cette étude, les auteurs se sont intéressés au cas d'un jet impactant perpendiculairement une plaque plane située à $H = \{2; 5; 10\}D$ de la sortie d'une conduite cylindrique pleinement développée de longueur $30D$. Les valeurs du nombre de Reynolds considérées varient de 7 500 à 71 000 pour des nombres de Mach allant de 0.02 (écoulement incompressible) à 0.6 (écoulement compressible). L'utilisation de diamètres différents a permis aux auteurs d'obtenir une similitude en Reynolds et des nombres de Mach différents. Les surfaces utilisées, de diamètre $20D$, sont constituées de circuits de cuivre chauffant la paroi par effet Joule. Pour éviter la conduction thermique dans la plaque, le circuit délivre un flux de chaleur radialement non-uniforme de manière à obtenir une

température de surface uniforme lorsqu'elle est refroidie par le jet. La température de surface est calculée par conduction d'après une mesure infra-rouge du côté non-refroidi. La température adiabatique de paroi est utilisée comme température de référence et est obtenue en l'absence de flux de chaleur. Deux relevés de la distribution radiale du nombre de Nusselt sur la plaque ont été effectués : $H/D = 2$, $Re = \{23\ 670; 23\ 907\}$ pour des nombres de Mach correspondant de 0.11 et 0.07 (écoulement incompressible) et les auteurs ont montré un bon accord avec les données de Baughn & Shimizu [6]. Ils ont également mis en évidence une augmentation du coefficient de transfert thermique moyenné sur la plaque avec l'augmentation du nombre de Mach lorsque ce dernier était supérieur à 0.2.

Fénot *et al.* [29] ont également mesuré le coefficient de transfert thermique pour des cas de jets multiples débouchant à une température différente de l'ambiante et impactant sur une plaque également chauffée. L'influence d'un confinement au niveau des buses est également analysé. Les profils en sortie de buse correspondent à des écoulements de conduite pleinement développés obtenus grâce à des conduites cylindriques de longueur $30D$. Le système de mesure thermique est similaire à celui utilisé par Brevet *et al.* [10] et la température de sortie des jets est mesurée par un thermocouple. La température adiabatique de paroi et le coefficient de transfert thermique sont obtenus par régression linéaire. Cette méthode sera détaillée dans le chapitre 3. Le nombre de Mach étant petit, les auteurs ont négligé ses effets sur la distribution du coefficient d'échange de chaleur en se basant sur les conclusions présentées par Brevet *et al.* [10]. L'étude d'un jet unique pour le cas $H/D = 2$; $Re = 23\ 000$ leur a permis de valider leur dispositif expérimental et de vérifier l'indépendance de la distribution de Nusselt avec la température d'éjection du jet. Les résultats sont comparés à ceux de Baughn *et al.* [5] et une différence est observée sur l'intensité des extrema locaux. En revanche, les relevés des positions radiales du minimum local et du second pic correspondent. Les auteurs ont également étudié les distributions du nombre de Nusselt obtenues pour une rangée de jets avec et sans la présence d'un confinement partiel de l'écoulement. Pour leur configuration d'étude, ces paramètres ont une influence minime sur les profils observés.

Dans sa thèse, Kim [56] présente une distribution radiale du nombre de Nusselt correspondant au cas de Baughn & Shimizu, en comparaison avec de nombreuses données de la littérature, reproduites en partie sur la figure 1.2. Il retrouve la forme du profil caractéristique, avec un second pic autour de $r/D = 2$. L'auteur met également en évidence la proximité de ses résultats avec l'expérience de Fénot *et al.* [29]. Une analyse de la dispersion des données expérimentales est aussi effectuée afin d'expliquer les écarts observés sur les intensités des maxima du coefficient de transfert thermique en fonction des auteurs (*cf.* figure 1.2). La configuration de jet impactant sur un barreau de section carrée est également étudiée.

La distribution relevée par Katti & Prabhu [55], présentée sur la figure 1.2, est extraite d'une série de mesures ayant pour but de qualifier l'influence du ratio H/D et du nombre de Reynolds sur les transferts thermiques à la paroi. Un flux de chaleur homogène est imposé sur la paroi et la température est relevée sur la face opposée au jet à l'aide d'une caméra infrarouge. Le jet est issu d'un tube de longueur $L = 83D$, ce qui permet l'obtention d'un écoulement pleinement développé en sortie de buse. Une mesure de la pression statique est également effectuée à l'aide d'une plaque plane perforée, reliée à un manomètre (tube en "U"). Les auteurs développent des corrélations reliant le Nusselt au Reynolds et au ratio H/D . En revanche, la définition choisie pour le nombre de Nusselt se base sur la température du jet comme température de référence et non sur la température adiabatique de paroi. Cette différence explique l'écart observé par rapport aux autres données de la littérature, en particulier au niveau du point d'arrêt. Le choix de la température adiabatique de paroi comme référence est justifié dans la thèse de Kim [56] et les effets de ce choix sur les résultats des prévisions aérothermiques seront également présentés dans cette thèse. De plus, les expériences de Hollworth & Guero [48], de Goldstein *et al.* [38] et plus récemment de Fénot *et al.* [28] montrent que le choix de la température adiabatique de paroi

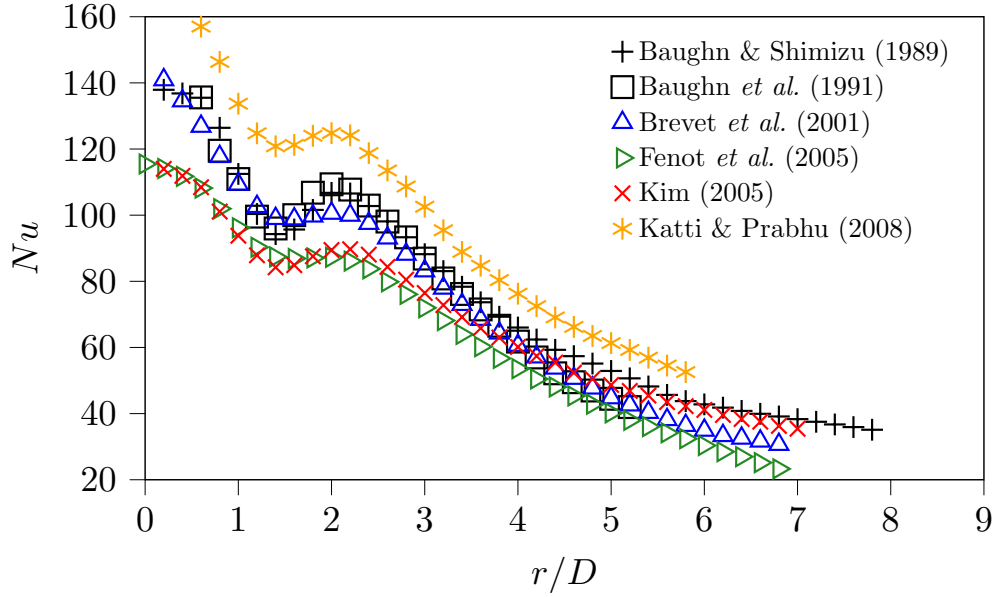


FIGURE 1.2. – Distribution radiale du nombre de Nusselt pour le cas $H/D = 2$ et $Re = 23\,000$ selon les auteurs

au lieu de la température du jet est nécessaire dans le cas de jets chauffés débouchant à l'air libre pour obtenir une invariance du Nusselt.

Études stationnaires - Aspects dynamiques

Des mesures de vitesse correspondant au cas de Baughn & Shimizu ont été effectuées par Cooper *et al.* [14] dans le but de générer un cas de validation pour les différents modèles de turbulence. La vitesse moyenne ainsi que les fluctuations radiales et axiale sont relevées par anémométrie à fil chaud pour différentes valeurs de l'espacement buse-plaque ($H/D \in [2; 10]$) et au nombre de Reynolds de 23 000. Un Reynolds plus élevé ($Re = 70\,000$) est aussi considéré.

Afin de valider leur système de mesure dans le cadre d'une configuration de jets multiples, Geers *et al.* [34] ont effectué la mesure des profils de vitesse moyenne et de fluctuations radiales et axiales pour un jet unique en incidence normale, à $H/D = 2$ et $Re = 23\,000$. L'écoulement en sortie de conduite (de longueur $76D$) est pleinement développé. Les profils sont obtenus par anémométrie laser (*Laser Doppler Anemometry* - LDA) et par suivi de particules en suspension dans l'écoulement (*Particle image Velocimetry* - PIV) pour deux positions : l'axe du jet et le milieu de la couche de mélange ($r/D = 0.5$).

Plus récemment, Tummers *et al.* [96] ont proposé une mise à jour des données de Cooper *et al.* en utilisant une métrologie non intrusive afin d'augmenter la qualité des relevés. De plus, une analyse instationnaire a aussi été effectuée pour observer la présence de tourbillons secondaires, en lien avec le transfert thermique à la paroi. Pour cela, les auteurs se sont appuyés sur des mesures LDA pour les champs moyens ainsi qu'une mesure PIV pour étudier les champs instantanés. La configuration d'étude correspond à celle de Geers *et al.* : jet issu d'une conduite cylindrique de longueur $76D$ au Reynolds de 23 000 dont la sortie se situe à $H/D = 2$, en incidence normale à la surface d'impact.

Les profils extraits par les différents auteurs le long de l'axe de symétrie de la configuration $H/D = 2$ et $Re = 23\,000$ sont présentés sur la figure 1.3. On note une discontinuité dans le comportement proche paroi des données de Cooper *et al.*, avec un pic proche paroi sur la composante $\overline{u'_z u'_z}$ qui n'est pas présent chez les autres auteurs. Cooper *et al.* attribuent ce pic à la mesure fil

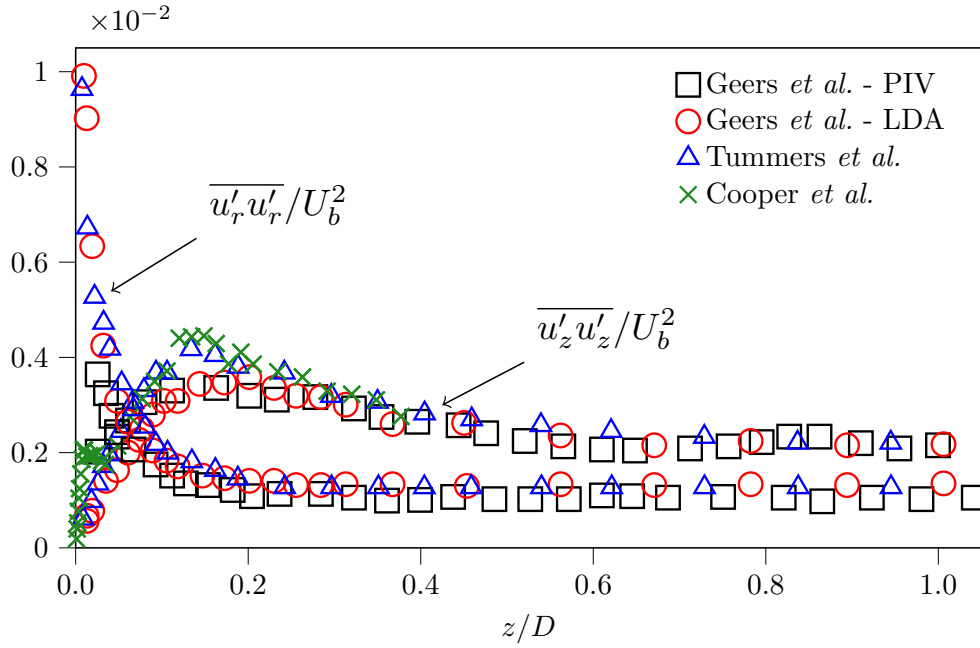


FIGURE 1.3. – Profils des tensions diagonales le long de l'axe d'un jet à $H/D = 2$ et $Re = 23\,000$ selon les auteurs

chaud. En effet, la vitesse mesurée (dans la direction normale au fil) change de direction lorsque la vitesse moyenne tend vers zéro. Par conséquent, la mesure de $\overline{u'_z u'_z}$ est influencée par le pic sur $\overline{u'_r u'_r}$ à l'approche du point d'arrêt.

Une étude aérothermique complète a été menée par Kim [56]. La caractérisation dynamique et thermique de la configuration de jet impactant sur une plaque plane ($H/D = 6$; $Re = 23\,000$ correspondant au second cas de Cooper *et al.* [14]) est effectuée afin d'enrichir la littérature et de servir de base à la validation des modèles de turbulence. De même, Grenson *et al.* [41] proposent une caractérisation aérothermique complète d'un jet rond chauffé, à $Re = 60\,000$, débouchant à $H/D = 3$ en incidence normale par rapport à la surface d'impact.

Études instationnaires - Phénoménologie

Cette section traite des mécanismes physiques à l'origine du pic secondaire observé sur la distribution du nombre de Nusselt pour de faibles rapports H/D . L'existence de ce second maximum local est à l'origine de nombreuses études portant sur l'interaction des structures tourbillonnaires avec la surface d'impact. La simulation numérique instationnaire représente un atout majeur dans cette démarche car elle permet d'accéder facilement aux champs instantanés de toutes les grandeurs d'intérêt contrairement aux expériences qui requièrent des techniques de mesure plus complexes à mettre en œuvre. L'objet de la section à suivre est de présenter quelques études numériques permettant d'appréhender les phénomènes physiques en jeu dans l'apparition du second pic, pour de faibles valeurs du rapport H/D . Les simulations de référence pour la suite de cette étude sont introduites par la même occasion.

Une simulation aux grandes échelles (LES - *Large Eddy Simulation*) de la configuration de Baughn & Shimizu [6] ($H/D = 2$, $Re = 23\,000$) a été effectuée par Hadžiabdić & Hanjalić [44] afin d'étudier les effets des structures tourbillonnaires sur les transferts thermiques, en particulier dans la région $r/D = 1.5 - 2.0$, aux alentours du minimum et du second maximum local de la distribution du nombre de Nusselt. Les auteurs mettent en évidence un lien entre les structures générées dans la zone de jet libre par l'instabilité de Kelvin-Helmoltz et les variations dans la distribution du coefficient d'échange thermique. En effet, ces structures, dites primaires, sont dé-

viées par la présence de la paroi et leur interaction avec cette dernière engendre l'apparition de bulles de recirculation (tourbillons secondaires, *cf.* figure 1.4). Le fluide chauffé est emprisonné à l'intérieur de ces structures, ce qui cause une diminution du coefficient de transfert thermique. En revanche, le recollement des bulles de recirculations est associé au second maximum local de la distribution du nombre de Nusselt.

Une simulation numérique directe (DNS - *Direct Numerical Simulation*) de l'écoulement d'un jet à plus faible Reynolds ($Re = 10\,000$) a été effectuée par Dairay *et al.* [18]. Les auteurs identifient trois facteurs à l'origine de l'augmentation des transferts thermiques dans la zone $r/D = 2$. La présence de tourbillons secondaires est mise en lumière. Ces structures causent un apport de fluide froid depuis l'extérieur de la couche limite thermique (*cf.* figure 1.4). L'apparition de "points froids", observés par Uddin *et al.* [98] via une simulation LES ($H/D = 2$ et $Re = 23\,000$), est aussi expliquée par une instabilité des structures secondaires qui se rapprochent localement de la paroi. Les structures "allongées" évoquées par Uddin *et al.* sont également observées à proximité des "points froids", ce qui a pour effet d'entraîner plus de fluide froid près de la paroi.

Les simulations LES d'Aillaud *et al.* [2] ($H/D = 2$ et $Re = 23\,000$) et de Grenson & Deniau [41] ($H/D = 2$, $Re = 60\,000$, jet chaud) confirment les observations précédentes. Les premiers observent la formation de structures secondaires qui entraînent un décollement conduisant à la création d'une poche de fluide chaud et donc à la diminution du coefficient d'échange dans la zone $r/D = 1$. Ils montrent également que l'évènement le plus probable dans la zone du maximum local du Nusselt correspond à un apport de fluide froid par les structures secondaires depuis l'extérieur de la couche limite thermique. Au nombre de Reynolds de 60 000, Grenson & Deniau observent que le phénomène de décollement/recollement liés aux structures secondaires est minoritaire devant l'apport de fluide par les structures "allongées" ("*streaks-like*") alignées avec l'écoulement.

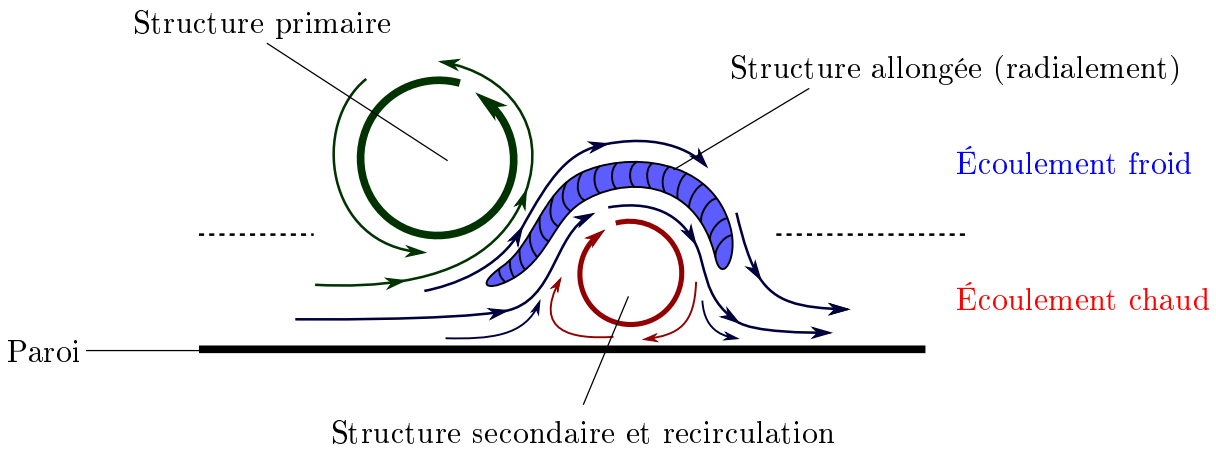


FIGURE 1.4. – Schéma des structures tourbillonnaires dans la région $r/D \in [1, 2]$

1.2.3. Termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds

La fermeture des équations de transport des tensions de Reynolds [Eq. (1.9)] nécessite la connaissance du comportement des termes à modéliser : ϕ_{ij} , D_{ij}^t , D_{ij}^p et ε_{ij} [*cf.* Eq (1.11a - 1.11g)]. Pour cela, il est nécessaire de mettre en place une expérience afin de mesurer directement ces termes ou bien de réaliser une simulation numérique instationnaire pour archiver leurs valeurs. Dans le cadre de l'écoulement de jet impactant, les ressources disponibles dans la littérature sont assez rares en raison des différentes zones de l'écoulement, aux propriétés très variées, et du grand nombre de paramètres qui entrent en jeu (jet rond/plan, ratio H/D , nombre de Reynolds, surface

d'impact plane ou courbée, *etc.*). Cette partie a pour but de proposer une revue des données de la littérature concernant la configuration de jet rond impactant sur une plaque plane. L'intérêt se porte plus particulièrement sur le cas à faible ratio hauteur/diamètre, pour lesquels le jet libre n'est pas pleinement développé au moment de l'impact ($H/D \leq 6$).

Données dans la zone de jet libre

Deux séries de mesures expérimentales PIV ont été effectuées par Alekseenko *et al.* [3, 4] sur une configuration de jet débouchant à trois diamètres d'une plaque plane, en incidence normale. Les nombres de Reynolds considérés sont $Re = 7\ 600$ et $Re = 8\ 900$, respectivement pour les expériences de 2005 et 2007. Le jet débouche d'un convergent, ce qui induit un profil de sortie relativement plat avec un faible niveau de turbulence. Le plan de mesure se situe à $z/D = 1$ de la plaque. À cette distance, les effets de la surface d'impact sont faibles (*cf.* description de la zone d'impact et figure 1.3) et l'écoulement s'apparente à un jet libre qui n'est pas pleinement développé. Les termes du bilan de l'équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente sont mesurés directement, dans le cas de P_k , C_k et D_k^t , ou bien indirectement : ε est obtenu sous l'hypothèse d'isotropie des petites échelles et D_k^p comme le terme équilibrant le bilan.

Le bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds a également été mesuré par Toutiaei *et al.* [94] dans le cadre de jets libres, à $Re = 94\ 000$. Le profil de sortie de buse correspond aussi à un profil plat caractéristique des tuyères convergentes. Des mesures LDA (*Laser Doppler Anemometry*) -trois composantes- sont effectuées à une distance $\tilde{z} = 2.5D$ de la buse. À cette position, le jet n'est toujours pas pleinement développé, ce qui permet une comparaison avec la zone de jet libre de la configuration d'impact à faible ratio H/D . Les termes de production, de convection et de diffusion turbulente sont mesurés pour chaque tension de Reynolds et les termes restants sont regroupés et calculés comme le terme équilibrant le bilan.

Données proche paroi

Dans le cadre de leurs travaux de thèse, Hadžiabdić [43] et Uddin [97] ont réalisé des simulations LES de la configuration de référence de Baughn & Shimizu [6] : $H/D = 2$ et $Re = 23\ 000$. Cela leur a permis, entre autres, de récupérer une estimation des termes du bilan des équations de transport des tensions de Reynolds et de l'énergie cinétique turbulente. Ces données sont fournies au voisinage de la paroi d'impact.

Un profil à $z/D = 0.08$ est donné par Uddin pour l'énergie cinétique turbulente. Il montre qu'en paroi, dans la zone $r/D \in [1, 3]$, la dissipation est majoritairement compensée par la diffusion par la pression et la diffusion turbulente (dans une moindre mesure).

De son côté, Hadžiabdić présente plusieurs profils pris parallèlement à l'axe du jet, pour différentes valeurs de r/D ($r/D = \{0.0; 0.5; 1.0; 2.0\}$). Les profils sont disponibles jusqu'à $z/D = 0.06$ pour $\overline{u'_r u'_r}$, $\overline{u'_z u'_z}$ et k et jusqu'à $z/D = 0.2$ pour la composante $\overline{u'_r u'_r}$ à la position $r/D = 2.0$. Il met également en lumière l'équilibre entre la production d'énergie cinétique turbulente et la diffusion par la pression au voisinage de la paroi et conclut qu'il existe un transfert d'énergie radial depuis le point d'arrêt vers la périphérie. Dans le jet radial, il montre que le transfert turbulent ($D_k^p + D_k^t$) sert à compenser la dissipation qui devient majoritaire devant la production. De plus, il met en évidence que l'énergie produite sur la composante $\overline{u'_r u'_r}$ est en partie transférée aux autres composantes par l'effet de la redistribution et en partie dissipée. L'auteur explique aussi que la diminution d'énergie sur la composante $\overline{u'_z u'_z}$, constatée à l'approche de la paroi, s'explique par une forte redistribution, principalement équilibrée par la diffusion par la pression.

Données à l'impact et dans le jet de paroi

Les termes de bilan pour les tensions diagonales du tenseur de Reynolds ont été obtenus numériquement par Xiong & Lele [102] le long de la ligne d'arrêt d'un modèle de bord d'attaque de forme ellipsoïdale, invariant dans la direction transversale. Ils observent que le terme de redistribution joue un rôle majeur dans les transferts énergétiques dans la région d'impact. L'énergie est prélevée sur la composante axiale du tenseur de Reynolds (où elle est produite) et renvoyée sur les autres composantes diagonales. Les auteurs notent également que la dissipation joue un rôle minoritaire, tout comme la diffusion turbulente dans la direction tangentielle, qui est négligeable. En revanche, la diffusion turbulente axiale transfère l'énergie le long de la ligne d'arrêt.

Une DNS de jet plan a été effectuée par Hattori & Nagano [47], pour trois rapports $H/D = \{0.5; 1; 2\}$, au Reynolds : $Re = 9\ 120$. Le jet est confiné entre la paroi d'impact et une paroi de laquelle le jet débouche. La condition d'entrée consiste en un écoulement de canal pleinement développé. Les auteurs étudient les aspects dynamiques et thermiques de la configuration. Les bilans des équations de transport pour les composantes diagonales du tenseur de Reynolds ont également été relevés dans la zone de jet de paroi. Il est principalement mis en évidence l'équilibre entre le terme de diffusion par la pression et le terme de redistribution, majoritaires pour la composante du tenseur de Reynolds normale à la paroi. On peut également observer que le bilan de la tension longitudinale se caractérise par une forte production d'énergie équilibrée par la diffusion visqueuse et la dissipation.

Les statistiques turbulentes d'un jet impactant à $H/D = 6$ et à $Re \sim 13\ 000$ ont été étudiées expérimentalement par Nishino *et al.* [80]. La configuration d'étude consiste en un jet confiné entre deux plaques en vis-à-vis, débouchant de la première et impactant la seconde. Les mesures sont effectuées à l'aide d'un dispositif de suivi de particules 2D et 3D. Le profil de vitesse en sortie est plat et les intensités turbulentes sont de 3.8% dans la direction axiale et 8.3% dans la direction radiale. Les auteurs mesurent, entre autres, le bilan d'énergie cinétique turbulente dans la zone d'impact le long de l'axe du jet ainsi que dans le prolongement de la couche de mélange (à $r/D = 0.5$). Des coupes horizontales sont également extraites dans la couche de mélange (à $z/D = 1.51$) et proche de la paroi (à $z/D = 0.06$). Le système de mesure 2D est privilégié pour sa résolution et sa meilleure précision. Par conséquent, une approximation est effectuée pour les corrélations triples non mesurables (vérifiée au préalable via l'instrumentation 3D). De plus, les termes de diffusion par la pression et de dissipation, également non mesurables, sont estimés à partir du reste de l'équilibre du bilan. Les auteurs soulignent le comportement particulier des termes du bilan dans la région proche paroi. Dans cette zone, l'énergie est apportée par le seul terme de diffusion par la pression. De plus, l'énergie disponible est récupérée par l'écoulement moyen au travers du terme de production d'énergie cinétique turbulente, qui est négatif. Les autres termes agissent également comme un puits d'énergie cinétique turbulente dans la zone de paroi.

Une simulation numérique directe de la configuration de Nishino *et al.* a été effectuée par Satake & Kunugi [85] ($Re = 10\ 000$). Les auteurs comparent le bilan dans le prolongement de la couche de mélange ($r/D = 0.5$) obtenu par la simulation à celui de Nishino *et al.* . Ils soulignent un bon accord avec les données expérimentales malgré une convergence statistique faible de la simulation, visible en particulier sur le terme de diffusion turbulente.

Récemment, cette configuration a été reprise par Shekhar & Nishino [87] pour un nombre de Reynolds de 5 200, avec pour objectif d'étudier les termes de bilan de l'énergie cinétique turbulente via une mesure PIV. La tuyère consiste en un tube de longueur $75D$ ce qui permet l'obtention d'un profil pleinement développé en sortie, au niveau de la plaque de confinement. Les bilans sont relevés dans plusieurs sections horizontales ($z/D = \{0.065; 0.26; 1.0\}$) à travers la zone d'impact, ainsi que selon deux verticales dans le jet radial, aux stations $r/D = 1.51$ et $r/D = 2.79$.

Les auteurs observent que le bilan obtenu dans les régions externe et intermédiaire de la zone d'impact est similaire à celui obtenu pour un jet libre. En revanche, ils mettent en évidence un changement important du comportement dans la zone proche paroi, avec une influence forte du terme de diffusion par la pression qui joue le rôle d'un terme source, en accord avec les études précédentes. La faible influence du terme de diffusion turbulente dans les régions proche paroi et intermédiaire de la zone d'impact est également évoquée. Les auteurs en déduisent l'invalidité de l'hypothèse de Lumley [66] [*cf.* Eq. (2.5)] et insistent sur la nécessité d'effectuer une simulation instationnaire pour étudier les effets de pression.

L'écoulement issu d'une buse de section carrée en incidence oblique par rapport à une paroi a été étudié par Ries *et al.* [83]. Une simulation DNS a été réalisée pour une incidence de 45° , à une distance buse-plaque égale à $H = 1b$, b étant la largeur de la buse. Les profils du bilan d'énergie cinétique turbulente sont donnés au niveau du point d'arrêt, dans la direction normale à la plaque. Il est montré que le bilan d'énergie cinétique turbulente est principalement piloté par la contribution négative du terme de production et par la contribution positive du terme de diffusion par la pression, en accord avec les résultats obtenus par Nishino *et al.* pour un jet en incidence normale.

Bilan

Le nombre de travaux de recherche concernant la configuration d'un jet impactant sur une plaque plane est donc relativement important. Cet engouement s'explique principalement par les caractéristiques aérothermiques de la configuration qui présente une physique variée et complexe, malgré une géométrie relativement simple. Les progrès technologiques ainsi que l'augmentation des moyens numériques à disposition des différentes équipes de recherche permettent d'étudier toujours plus finement les mécanismes physiques qui ont lieu lors de l'interaction du jet avec la paroi. En particulier, l'effet des structures tourbillonnaires sur la distribution du coefficient d'échange de chaleur à la paroi est un sujet de recherche majeur. Malgré tout, les phénomènes à l'origine de l'évolution des tensions de Reynolds (termes du bilan des équations de transports) restent sous-étudiés et mal connus, ce qui pose problème pour le développement des modèles de turbulence. En effet, les configurations d'impact sont un cas test critique pour la majorité des fermetures proposées dans la littérature (*cf.* chapitre 2) alors que ce type de configuration est relativement courant dans les systèmes industriels. Par ailleurs, cet état de l'art se concentre sur la configuration du jet isolé. L'utilisation de jets multiples fait intervenir des interactions supplémentaires et, par conséquent, une physique encore plus complexe qui dépasse le cadre de cette étude.

Modélisation de la turbulence

La problématique de fermeture des équations RANS [équations (1.6) et (1.7)] a été évoquée dans le chapitre 1. Il est apparu que l'opérateur de moyenne appliqué à l'équation de quantité de mouvement faisait apparaître un terme supplémentaire, caractérisant les effets de la turbulence sur le champ moyen. Ce terme, noté $\overline{u'_i u'_j}$, est appelé tension de Reynolds. Il correspond à l'information sur la turbulence perdue lors du passage à la moyenne. Une fermeture pour le terme $\overline{u'_i u'_j}$ est alors nécessaire pour résoudre le système d'équations RANS. L'objectif de ce chapitre est de présenter les fermetures classiques. L'accent est mis sur la modélisation au second ordre avec la présentation des modèles couramment utilisés pour chaque terme ainsi que le modèle de référence pour cette étude. Une dernière partie se concentre sur les corrections et modifications proposées pour résoudre les problèmes liés à la présence de point d'arrêt, comme pour la configuration d'impact étudiée ici.

Sommaire

2.1. Fermeture au premier ordre des équations RANS	17
2.1.1. Modèle de Spalart-Allmaras	18
2.1.2. Modèles à deux équations : le $k - \varepsilon$ et le $k - \omega$	18
2.1.3. Modèle en simple gradient pour la fermeture du flux de chaleur	20
2.1.4. L'anomalie de point d'arrêt	20
2.2. Modélisation au second ordre	21
2.2.1. Modèle pour le terme de redistribution	21
2.2.2. Modèle pour le terme de diffusion turbulente	24
2.2.3. Modèle pour le terme de dissipation	25
2.2.4. L'échelle caractéristique de la turbulence	25
2.2.5. Modèles pour la fermeture du flux de chaleur	26
2.3. Corrections de point d'arrêt	26

2.1. Fermeture au premier ordre des équations RANS

La fermeture des équations RANS consiste à proposer un modèle pour calculer le terme $\overline{u'_i u'_j}$ d'après les grandeurs de l'écoulement moyen. La méthode la plus courante consiste à utiliser la relation de Boussinesq [9]

$$\overline{u'_i u'_j} = -\nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ij}. \tag{2.1}$$

Cette relation repose sur l'idée que la turbulence entraîne une diffusion de la quantité de mouvement selon la loi de comportement d'un fluide newtonien, comme le ferait la viscosité du fluide. Une viscosité turbulente (ν_t) est donc introduite pour rendre compte de ce phénomène. Le second terme de l'équation (2.1) permet d'obtenir l'énergie cinétique turbulente (k) par contraction, sachant que le premier terme vaut alors zéro d'après l'équation de continuité pour un écoulement incompressible.

La relation de Boussinesq déplace le problème de fermeture sur la viscosité turbulente. Il faut donc proposer un modèle pour cette nouvelle inconnue. Pour cela, deux approches différentes se distinguent. L'approche classique consiste à reconstruire la viscosité turbulente à partir de grandeurs turbulentes, en particulier l'énergie cinétique turbulente. Une approche plus directe, proposée par Spalart & Allmaras [90], se base sur une équation de transport pour la viscosité turbulente elle-même. Dans les deux cas, les quantités turbulentes sont évaluées via une équation de transport similaire à celle obtenue pour les tensions de Reynolds [Eq. (1.9)].

2.1.1. Modèle de Spalart-Allmaras

Le modèle de Spalart-Allmaras [90] s'appuie sur une équation de transport pour une viscosité turbulente modifiée

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + U_l \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_l} = c_1 \tilde{W} \tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma} \left(\frac{\partial}{\partial x_l} \left[(\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_l} \right] + c_2 \left[\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_l} \right]^2 \right) - c_{w1} f_w \left[\frac{\tilde{\nu}}{d} \right]^2. \quad (2.2)$$

La viscosité turbulente est obtenue à l'aide d'une fonction d'amortissement en paroi : $\nu_t = f_{v1} \tilde{\nu}$. Par souci de simplicité, le détail des fonctions de raccordement f_{v1} et f_w n'est pas présenté. La variable d note la distance à la paroi et \tilde{W} correspond au taux de rotation ($W = [2W_{ij}W_{ij}]^{1/2}$) modifié pour prendre en compte les effets de paroi.

2.1.2. Modèles à deux équations : le $k - \varepsilon$ et le $k - \omega$

Les fermetures les plus courantes correspondent aux modèles à deux équations, en particulier les modèles $k - \varepsilon$ et $k - \omega$. Ces derniers se basent sur l'équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente,

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_l \frac{\partial k}{\partial x_l} = 2\nu_t S_{ij} S_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_l} \left[(\nu + \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_l} \right] - \varepsilon. \quad (2.3)$$

La connaissance de k en tout point de l'espace permet de définir la viscosité turbulente au travers d'une seconde échelle caractéristique (ε ou ω pour les modèles présentés ici).

L'équation (2.3) est obtenue en prenant la demi-trace de l'équation de transport des tensions de Reynolds [Eq. (1.9)]. Le terme de production est reconstruit via la relation de Boussinesq [Eq. (2.1)] tandis que les termes de diffusion sont modélisés par un modèle de diffusion en simple gradient [modèle SGDH (*Simple Gradient Diffusion Hypothesis*)]. À l'instar de la relation de Boussinesq, cette modélisation [Eq. (2.4)] s'appuie sur la viscosité turbulente pour traduire le transport des tensions par la turbulence, à la manière de la viscosité moléculaire. Le modèle s'écrit

$$\frac{\partial}{\partial x_l} \left[-\frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i u'_l} \right] = \frac{\partial}{\partial x_l} \left[\nu_t \frac{\partial k}{\partial x_l} \right] \quad (2.4)$$

Ainsi, la direction du transport turbulent ne dépend pas de l'anisotropie de la turbulence mais uniquement de l'orientation du gradient de la quantité transportée. Le terme de diffusion par la pression est souvent négligé ou considéré comme inclus dans le modèle pour le transport turbulent. En effet, les travaux de Lumley [66] suggèrent qu'en l'absence de gradient de vitesse,

$$-\frac{1}{\rho} \overline{p' u'_i} = \frac{2}{5} \overline{k' u'_i}. \quad (2.5)$$

La relation (2.5) indique que la diffusion par la pression est proportionnelle à la diffusion turbulente et peut donc être modélisée conjointement, au travers de la valeur de la constante du modèle.

Le modèle $k - \varepsilon$

Le choix de la dissipation ε comme seconde variable transportée découle directement de sa présence dans l'équation (2.3). L'expression exacte de l'équation de transport pour ε est complexe. On lui préfère classiquement une équation modèle calquée sur celle de l'énergie cinétique turbulente :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_l \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k + \frac{\partial}{\partial x_l} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} \right] - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (2.6)$$

avec $P_k = 2\nu_t S_{ij} S_{ij}$ la production d'énergie cinétique turbulente, et $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$ et σ_ε des constantes du modèle. La viscosité turbulente s'écrit alors

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (2.7)$$

La valeur de $C_\mu = 0.09$ est fixée de manière à ce que les modèles respectent la relation de Bradshaw qui donne

$$\frac{\overline{u'v'}}{k} = -0.3, \quad (2.8)$$

dans la zone logarithmique (où $P_k = \varepsilon$) et pour un écoulement de type couche-limite. Effectivement, en introduisant l'équation (2.7) dans la relation de Boussinesq [Eq. (2.1)] et en imposant $P_k = \varepsilon$, on trouve

$$\underbrace{-C_\mu \frac{k^2}{\overline{u'v'}} \frac{\partial U}{\partial y}}_{\varepsilon} = \underbrace{-\overline{u'v'} \frac{\partial U}{\partial y}}_{P_k}. \quad (2.9)$$

La valeur de C_μ est retrouvée par identification avec l'équation (2.8).

Le modèle $k - \omega$

Le modèle $k - \omega$ proposé par Wilcox [101] se base quant à lui sur l'équation de transport du taux de dissipation spécifique ω qui est relié au terme de dissipation ε par la relation

$$\varepsilon = \beta^* k \omega, \quad (2.10)$$

avec $\beta^* = C_\mu$, ce qui donne, pour l'expression de la viscosité turbulente,

$$\nu_t = \frac{k}{\omega}. \quad (2.11)$$

Comme pour le modèle $k - \varepsilon$, l'équation de transport pour la dissipation spécifique se construit sur le modèle [Production + Diffusion - Dissipation] de l'équation pour l'énergie cinétique turbulente :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_l \frac{\partial \omega}{\partial x_l} = \gamma_1 \frac{\omega}{k} P_k + \frac{\partial}{\partial x_l} \left[(\nu + \sigma_{\omega 1} \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_l} \right] - \beta_1 \omega^2. \quad (2.12)$$

Afin de limiter l'influence des conditions extérieures à la couche limite sur la solution du modèle de Wilcox, Menter [75] propose de réaliser une pondération entre le modèle $k - \omega$ en paroi et le modèle $k - \varepsilon$ loin de celle-ci [le modèle BSL (*BaSeLine model*)]. En effet, le modèle $k - \varepsilon$ s'avère moins sensible aux conditions extérieures. Cette modification passe par la transformation de l'équation pour ε sous la forme ω en utilisant la relation (2.10). L'équation qui en résulte,

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_l \frac{\partial \omega}{\partial x_l} = \gamma_2 \frac{\omega}{k} P_k + \frac{\partial}{\partial x_l} \left[(\nu + \sigma_{\omega 2} \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_l} \right] - \beta_2 \omega^2 + \underbrace{2\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_l} \frac{\partial \omega}{\partial x_l}}_{CD_{k\omega}}, \quad (2.13)$$

fait apparaître un terme supplémentaire de diffusion croisée ($CD_{k\omega}$).

Ce terme intervient également dans la fonction de pondération

$$F_1 = \tanh\left(\arg_1^4\right), \quad (2.14a) \quad \text{avec} \quad \arg_1 = \min\left[\max\left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega d}; \frac{500\nu}{\omega d^2}\right); \frac{4\sigma_{k\omega}k}{CD_{k\omega}d^2}\right], \quad (2.14b)$$

utilisée pour basculer d'un modèle à l'autre. Cette dernière vaut 1 en proche paroi et s'annule loin de celle-ci. Le modèle BSL s'écrit donc

$$\frac{\partial\omega}{\partial t} + U_l \frac{\partial\omega}{\partial x_l} = \gamma \frac{\omega}{k} P_k + \frac{\partial}{\partial x_l} \left[(\nu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial\omega}{\partial x_l} \right] - \beta\omega^2 + 2(1 - F_1)\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_l} \frac{\partial\omega}{\partial x_l}, \quad (2.15)$$

les constantes étant également pondérées par la fonction F_1 .

Menter [75] propose également le limiteur SST (*Shear Stress Transport*) dans le but d'éviter une surestimation de $\overline{u'v'}$ dans les couches limites soumises à un gradient de pression défavorable, afin de respecter l'hypothèse de Bradshaw [Eq. (2.8)]. Ce limiteur, qui s'écrit

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1\omega, SF_2)}, \quad (2.16)$$

s'active lorsque la production ($-\overline{u'v'}S \leq a_1 kS$) est supérieure à la dissipation ($a_1^2 k\omega$). L'utilisation d'une fonction de paroi F_2 , similaire (à un facteur 2 près) au terme de gauche de l'équation (2.14b), permet de confiner l'influence du limiteur à la zone proche paroi. L'utilisation du modèle BSL associée au limiteur SST s'est largement répandue de par sa polyvalence du point de vue des configurations d'études.

2.1.3. Modèle en simple gradient pour la fermeture du flux de chaleur

À l'instar de l'équation de quantité de mouvement moyennée, l'équation de transport de la température fait aussi apparaître un flux turbulent nécessitant une fermeture. Ce terme correspond au transport de la température par la turbulence et s'écrit $\overline{u'_i T'}$. Une modélisation en simple gradient conduit à la relation

$$\overline{u'_i T'} = -\kappa_t \frac{\partial T}{\partial x_i}. \quad (2.17)$$

Il est également supposé que la diffusion thermique turbulente est reliée à la diffusion de quantité de mouvement via l'utilisation d'un nombre de Prandtl turbulent Pr_t . Ainsi, il est possible d'écrire $\kappa_t = \nu_t/Pr_t$, ce qui conduit au modèle classiquement utilisé pour le flux de chaleur turbulent :

$$\overline{u'_i T'} = -\frac{\nu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i}. \quad (2.18)$$

2.1.4. L'anomalie de point d'arrêt

Le chapitre 1 a montré que les géométries d'impact, telles que la configuration de Baughn & Shimizu [6], sont intéressantes pour la validation des modèles de turbulence en raison de la diversité des écoulements rencontrés et des effets de courbures engendrés par le point d'arrêt. Cependant, l'utilisation des modèles de turbulence basés sur la relation de Boussinesq [Eq. (2.1)] fait apparaître une large surestimation de l'énergie cinétique turbulente au niveau des points d'arrêt, qui se traduit également par un coefficient d'échange thermique trop important sur la surface d'impact. Ce phénomène, qui porte le nom d'anomalie de point d'arrêt, est intimement lié à l'utilisation de la relation de Boussinesq. En effet, la dépendance quadratique du terme modélisé,

$$P_k = 2\nu_t S_{ij} S_{ij}, \quad (2.19)$$

n'est pas consistante avec l'expression exacte de la production [Eq. (1.11b)], linéaire en S_{ij} . Une revue des différentes corrections envisagées pour cette anomalie est proposée dans la section 2.3.

2.2. Modélisation au second ordre

L'anomalie de point d'arrêt met en évidence la nécessité d'aller au delà de la relation de Boussinesq pour la prévision de l'écoulement dans des configurations d'impact. Une solution consiste à utiliser une fermeture au second ordre des équations. Ce type de modélisation s'appuie directement sur les équations de transport des tensions de Reynolds [Eq. (1.9)], ce qui permet de garder une formulation exacte pour le terme de production. De même, le terme convectif [Eq. (1.11a)] et le terme de diffusion visqueuse [Eq. (1.11f)] ne nécessitent pas de fermeture. Par contre, un modèle est nécessaire pour l'ensemble des autres termes (redistribution, diffusion turbulente, diffusion par la pression et dissipation). L'objectif de cette partie est de présenter les modèles les plus courants de la littérature. Des revues relativement exhaustives sont disponibles dans le livre de Hanjalić & Launder [46] ainsi que dans celui de Leschziner [63]. Par ailleurs, le modèle EBRSM (*Elliptic Blending Reynolds-Stress Model*) de Manceau [70] est présenté en détail en fin de ce chapitre car il fait référence dans la littérature et cette étude s'appuie en grande partie sur ce dernier.

2.2.1. Modèle pour le terme de redistribution

Le terme de redistribution [Eq. (1.11c)] fait apparaître une corrélation entre la fluctuation de pression (p') et les gradients des fluctuations de vitesse ($\partial u' / \partial x_i$). Pour rappel, ce terme s'écrit

$$\phi_{ij} = \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.20)$$

et joue un rôle clé dans les transferts énergétiques turbulents. En effet, ϕ_{ij} redistribue l'énergie entre les différentes composantes du tenseur de Reynolds, ce qui lui donne son nom. En utilisant $\nabla \cdot \underline{u}' = 0$, on trouve $\phi_{zz} = -(\phi_{xx} + \phi_{yy})$, *i.e.* le tenseur ϕ_{ij} est de trace nulle. L'énergie prélevée sur une composante diagonale est donc redistribuée sur les autres, sans perte d'énergie cinétique turbulente.

Le rôle majeur de ce terme dans la dynamique de la turbulence rend sa modélisation critique, comme en témoigne la complexité croissante des modèles proposés dans la littérature. Une rapide revue des fermetures classiques est effectuée par Panda & Warrior [81]. Classiquement, les modèles basés sur les fluctuations de pression sont séparés en deux : une partie "rapide" (dépendant du taux de déformation) et une partie "lente" (dépendant uniquement de la turbulence).

Cette distinction provient de la décomposition

$$\nabla^2 p' = \underbrace{-\rho \frac{\partial^2 (u'_m u'_l - \overline{u'_m u'_l})}{\partial x_l \partial x_m}}_{S_p^{(l)}} - \underbrace{2\rho \frac{\partial U_m}{\partial x_l} \frac{\partial u'_l}{\partial x_m}}_{S_p^{(r)}} \quad (2.21)$$

de l'équation pour la fluctuation de pression (Chou [11], Manceau [70]). Cette relation est obtenue en prenant la divergence de l'expression résultant de la soustraction des équations RANS au système de Navier-Stokes. Le membre de gauche de l'équation (2.21) correspond à la partie dite "lente" et le membre de droite à la partie dite "rapide". Cette décomposition se retrouve dans les solutions qui s'écrivent, pour un domaine non borné Ω ,

$$p'^{(l)} = \int_{\Omega} S_p^{(l)}(x') \frac{dV(x')}{4\pi ||x' - x||} \quad (2.22a)$$

$$\text{et } p'^{(r)} = \int_{\Omega} S_p^{(r)}(x') \frac{dV(x')}{4\pi ||x' - x||}. \quad (2.22b)$$

La redistribution (ϕ_{ij}) faisant intervenir la fluctuation de pression, la décomposition de p' se retrouve dans sa formulation :

$$\phi_{ij} = \phi_{ij}^{(l)} + \phi_{ij}^{(r)}. \quad (2.23)$$

Le modèle fondateur pour le terme "lent" est celui de Rotta [84]. Il se traduit par un retour à l'isotropie des tensions de Reynolds, via l'utilisation du tenseur d'anisotropie $b_{ij} = \overline{u'_i u'_j} / 2k - \delta_{ij} / 3$, et s'écrit

$$\phi_{ij}^{(l)} = -C\varepsilon b_{ij}. \quad (2.24)$$

Par construction, ce modèle tend à diminuer les niveaux d'anisotropie de l'écoulement.

Le modèle de base pour la partie "rapide" est proposé par Naot *et al.* [77] et repose sur le principe d'Isotropisation de la Production (*IP model*). De manière analogue à celui de Rotta, ce modèle tend à redistribuer la production d'énergie cinétique turbulente vers les composantes de plus faible production :

$$\phi_{ij}^{(r)} = -C \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P_{kk} \delta_{ij} \right). \quad (2.25)$$

Des modèles plus avancés se basent sur un développement tensoriel du terme de redistribution en fonction de l'anisotropie de la turbulence et du gradient de vitesse. Le niveau de complexité du modèle suit l'ordre utilisé pour le développement. Le modèle TCL (*Two Component Limit*) de Craft & Launder [17] constitue une des versions les plus complètes, avec un développement cubique en b_{ij} pour le terme rapide et quadratique pour le terme lent :

$$\begin{aligned} \phi_{ij} = & \underbrace{-(c_1\varepsilon + c_1^* P_k) b_{ij} + c_2\varepsilon \left(b_{ik} b_{kj} - \frac{1}{3} II_b \delta_{ij} \right)}_{\phi_{ij}^{(l)}} \\ & + c_3 k S_{ij} + c_4 k \left(b_{ik} S_{kj} + b_{jk} S_{ki} - \frac{2}{3} b_{kl} S_{kl} \delta_{ij} \right) \\ & + c_5 k (b_{ik} W_{jk} + b_{jk} W_{ik}) + c_6 k (b_{ik} b_{kl} S_{jl} + b_{jk} b_{kl} S_{il} - 2b_{kj} b_{li} S_{kl} - 3b_{ij} b_{kl} S_{kl}) \\ & + c_7 k (b_{ik} b_{kl} W_{jl} + b_{jk} b_{kl} W_{il}) \\ & + c_8 k \left[b_{mn} b_{mn} (b_{ik} W_{jk} + b_{jk} W_{ik}) + \frac{3}{2} b_{mi} b_{nj} (b_{mk} W_{nk} + b_{nk} W_{mk}) \right]. \end{aligned} \quad (2.26)$$

$\underbrace{\hspace{15em}}_{\phi_{ij}^{(r)}}$

Néanmoins, en raison de sa complexité élevée, des modèles plus simples sont privilégiés. En particulier, le modèle SSG (de Speziale, Sarkar et Gatski [91]) est couramment utilisé. Celui-ci est obtenu en imposant les coefficients c_6 , c_7 et c_8 à zéro. La valeur de c_3 est également rendue dépendante du second invariant de l'anisotropie (II_b). Le modèle obtenu, se note donc

$$\begin{aligned} \phi_{ij} = & \underbrace{-(C_1\varepsilon + C_1^* P_k) b_{ij} + C_2\varepsilon \left(b_{ik} b_{kj} - \frac{1}{3} II_b \delta_{ij} \right)}_{\phi_{ij}^{(l)}} \\ & + \underbrace{(C_3 - C_3^* II_b) k S_{ij} + C_4 k \left(b_{ik} S_{kj} + b_{jk} S_{ki} - \frac{2}{3} b_{kl} S_{kl} \delta_{ij} \right) + C_5 k (b_{ik} W_{jk} + b_{jk} W_{ik})}_{\phi_{ij}^{(r)}}, \end{aligned} \quad (2.27)$$

Les auteurs justifient l'ajout du terme "quasi-linéaire" ($-C_1^* P_k b_{ij}$) à la partie dite "lente" par la grande variété d'écoulements où le ratio P_k/ε est supérieur à 1. Ce terme apparaît comme une modification de la constante de la partie linéaire de $\phi_{ij}^{(l)}$ en fonction de l'équilibre P_k/ε , alors même que le calcul de P_k fait intervenir b_{ij} (d'où l'aspect "quasi-linéaire") ainsi que les gradients de vitesse, issus théoriquement de la partie dite "rapide".

Les valeurs des constantes sont calibrées afin de correspondre au mieux aux données de la littérature, soit

$$C_1 = 3.4, C_1^* = 1.8, C_2 = 4.2, C_3 = 4/5 = 0.8, C_3^* = 1.3, C_4 = 1.25 \text{ et } C_5 = 0.4. \quad (2.28)$$

Le choix particulier pour la valeur de C_3 est lié aux résultats issus de la RDT (*Rapid Distorsion Theory*). De même, la valeur de C_2 est reliée à celle de C_1 de par la contrainte de réalisabilité, afin d'assurer un retour à l'isotropie de tout état possible de la turbulence.

Par construction, les modèles classiques (hors TCL) ne sont pas capables de représenter correctement les effets de paroi. En effet, ces derniers se basent sur les solutions (2.22a, 2.22b) de l'équation pour la fluctuation de pression, qui ne sont valables que pour un domaine non borné. La présence d'une frontière fait apparaître une intégrale supplémentaire à prendre en compte dans la modélisation. En pratique, les effets de paroi se traduisent souvent par l'ajout d'un terme supplémentaire qui disparaît loin de la paroi via une fonction d'amortissement du type $f_w = L_t/z$, avec z la distance à la paroi et L_t la longueur caractéristique turbulente. Les modèles proposés par Shir [89] (basé sur les travaux de Daly & Harlow [19]) puis Gibson & Launder [36] ou bien celui de Shih & Lumley [88] (version "simplifiée" du modèle de paroi de Launder, Reece et Rodi [58]) se basent sur cette approche. Avec \underline{n} le vecteur normal à la paroi, ces modèles s'écrivent

$$\phi_{ij}^{w(l)} = C_1 f_w \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_k u'_l n_k n_l} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u'_i u'_k n_j n_k} - \frac{3}{2} \overline{u'_j u'_k n_i n_k} \right) \quad (2.29)$$

pour le modèle de Shir,

$$\phi_{ij}^{w(r)} = C_2 f_w \frac{\varepsilon}{k} \left(\phi_{kl}^{(IP)} n_k n_l \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{ik}^{(IP)} n_j n_k - \frac{3}{2} \phi_{jk}^{(IP)} n_i n_k \right) \quad (2.30)$$

pour le modèle de Gibson & Launder ($\phi_{ij}^{(IP)}$ étant le modèle d'Isotropisation de la Production) et

$$\phi_{ij}^w = f_w (C_1 k S_{ij} + C_2 b_{ij} \varepsilon) \mathcal{F}^\alpha \quad (2.31)$$

pour le modèle de Shih & Lumley, qui se base sur une fonction \mathcal{F} construite sur les invariants du tenseur d'anisotropie.

Une autre approche est proposée par Durbin [22, 23]. En se basant sur l'équation elliptique pour la fluctuation de pression, il propose d'introduire une relaxation elliptique du terme de pression en paroi vers son modèle dit "homogène" (ϕ_{ij}^h) loin de la paroi. La relaxation se fait sur une fonction f_{ij} , reliée au terme de pression selon la relation

$$\phi_{ij} = k f_{ij}, \quad (2.32)$$

et dont les conditions aux limites permettent de contrôler la valeur de ϕ_{ij} en paroi. La relaxation vers l'état homogène se base sur la longueur caractéristique des structures turbulentes L_t , en suivant l'équation elliptique

$$L_t^2 \nabla^2 f_{ij} - f_{ij} = -\phi_{ij}^h / k. \quad (2.33)$$

Cette relation est obtenue en introduisant les solutions de l'équation pour la fluctuation de pression [*i.e.* Eq. (2.22)] dans l'expression de ϕ_{ij} [Eq. (2.20)]. Cette manipulation fait alors apparaître une intégrale contenant une corrélation en deux points et Durbin aboutit à la relation (2.33) en supposant que cette corrélation varie comme $\exp(-1/L_t)$.

La modélisation des effets de paroi par relaxation elliptique a l'avantage de se passer de l'utilisation de la distance à la paroi contrairement aux modèles de paroi "classiques" avec fonction d'amortissement. Dans le développement de Durbin, le terme modélisé correspond à $\Pi_{ij} - 1/3 D_{ii}^p \delta_{ij}$ (*i.e.* le modèle est redistributif). Comme le terme de diffusion par la pression est négligé loin des

parois (*i.e.* $\Pi_{ij} \equiv \phi_{ij}^h$), la relaxation vers ϕ_{ij}^h se justifie. Le modèle pour la partie homogène utilisé par Durbin [23] est un modèle de Rotta [84] associé au modèle *IP* [77]. Cependant, la relaxation elliptique peut être appliquée à n'importe quel modèle de redistribution nécessitant une fonction de paroi, comme le modèle SSG par exemple.

Le principal défaut de la relaxation elliptique réside dans les conditions aux limites pour la fonction f_{ij} qui sont relativement complexes et qui limitent fortement la stabilité du calcul. Pour contourner ce problème, Manceau & Hanjalić [68] ont proposé de réaliser une pondération elliptique entre le modèle homogène et un modèle de paroi, basé sur une unique fonction α , solution d'une équation elliptique similaire à l'Eq. (2.33). Le gradient de cette fonction de pondération est également utilisé pour modéliser la normale à la paroi, selon l'expression

$$\underline{n} = \frac{\nabla\alpha}{\|\nabla\alpha\|}. \quad (2.34)$$

Des modifications de la méthode sont proposées par Manceau [67] puis par Lecocq *et al.* [60]. La version du modèle la plus récente (Manceau [70]) s'écrit

$$\phi_{ij}^w = -5\frac{\varepsilon}{k} \left[\overline{u'_i u'_k n_j n_k} + \overline{u'_j u'_k n_i n_k} - \frac{1}{2} \overline{u'_k u'_l n_k n_l} (n_i n_j + \delta_{ij}) \right] \quad (2.35)$$

$$\Pi_{ij} = (1 - \alpha^3) \phi_{ij}^w + \alpha^3 \phi_{ij}^h, \quad (2.36)$$

$$\alpha - L_t^2 \nabla^2 \alpha = 1. \quad (2.37)$$

Les conditions limites sont alors $\alpha = 0$ à la paroi, ce qui évite les défauts de la relaxation elliptique. À l'instar du modèle de Durbin, ϕ_{ij}^w est redistributif et il est construit de manière à respecter le comportement asymptotique du terme de pression.

2.2.2. Modèle pour le terme de diffusion turbulente

Pour rappel, le terme de diffusion turbulente [Eq. (1.11d)] s'écrit $D_{ij}^t = \partial(-\overline{u'_i u'_j u'_l})/\partial x_l$. En s'appuyant sur les travaux de modélisation au premier ordre (modèles à 2 équations), on peut construire un modèle de diffusion en simple gradient (SGDH) en se basant sur une viscosité turbulente équivalente $\nu_t = C_\mu k^2/\varepsilon$, avec $k = \overline{u'_i u'_i}/2$. Ce qui donne un modèle de la forme

$$\frac{\partial}{\partial x_l} \left[-\overline{u'_i u'_j u'_l} \right] = \frac{\partial}{\partial x_l} \left[\nu_t \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_l} \right]. \quad (2.38)$$

Toutefois, l'utilisation d'un modèle au second ordre permet d'envisager une représentation plus fine du transport turbulent en prenant en compte l'effet de l'anisotropie sur la diffusion turbulente. Cette approche a été suivie, entre autres, par Daly & Harlow [19]. Ils proposent le modèle GGDH (*Generalized Gradient Diffusion Hypothesis*) qui se base sur une viscosité turbulente sous forme tensorielle :

$$\frac{\partial}{\partial x_l} \left[-\overline{u'_i u'_j u'_l} \right] = \frac{\partial}{\partial x_l} \left[\frac{C_\mu k}{\sigma_k \varepsilon} \overline{u'_l u'_k} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right]. \quad (2.39)$$

D'autres modèles permettant de prendre en compte l'anisotropie de la turbulence ont été proposés mais ne sont pas présentés ici par souci de simplicité. Des revues de ces modèles sont disponibles dans les livres de Leschziner [63] ou de Hanjalić & Launder [46].

Par construction, le modèle de Daly & Harlow présente une incohérence avec le flux turbulent modélisé. En effet, le terme $\overline{u'_i u'_j u'_l}$ est invariant par permutation des indices contrairement au modèle. Ceci pose un problème de consistance de la modélisation en GGDH pour le transport des tensions de Reynolds. Néanmoins, cette discordance est souvent éludée via l'hypothèse de

Lumley [66]. En effet, la diffusion par la pression n'étant pas invariante par permutation des indices, la forme (2.39) peut être envisagée comme un modèle pour l'ensemble du terme diffusif : $D_{ij}^t + D_{ij}^p$ (voir Hanjalić & Launder [46], Sauret & Vallet [86]).

2.2.3. Modèle pour le terme de dissipation

La dissipation d'énergie cinétique turbulente correspond à la destruction des petites structures turbulentes sous l'effet de la viscosité du fluide. Ce phénomène n'ayant lieu qu'aux très petites échelles, il est considéré comme indépendant de l'anisotropie de la turbulence. Par conséquent, le modèle isotrope [Eq. (2.40)] est souvent employé. Cette modélisation "homogène", valable loin des parois s'écrit

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3}\varepsilon\delta_{ij}. \quad (2.40)$$

En proche paroi, il convient d'utiliser un modèle de dissipation anisotrope car les échelles de la turbulence ne sont pas suffisamment distinctes et l'énergie est dissipée à l'échelle des tourbillons les plus énergétiques. Dans ce cas, on obtient

$$\varepsilon_{ij} = \frac{\overline{u'_i u'_j}}{k}\varepsilon. \quad (2.41)$$

Ces raisonnements sont présentés par Rotta [84] et les modèles proposés sont testés par Mansour *et al.* [71] en se basant sur des données DNS de canal plan. Les auteurs constatent un bon accord entre la dissipation des composantes diagonales du tenseur de Reynolds et le modèle de paroi, mais suggèrent l'utilisation de fonctions de pondération différentes selon la composante considérée. En revanche, ils notent une faible correspondance du terme de dissipation extra-diagonal avec son modèle.

La transition du modèle "homogène" vers le modèle de paroi s'effectue classiquement par une fonction de pondération dépendante de la distance à la paroi ou du nombre de Reynolds turbulent [$Re_t = k^2/(\nu\varepsilon)$], comme celle de Hanjalić & Launder [45] : $fs = [1 + k^2/(10\nu\varepsilon)]^{-1}$. Dans son approche de relaxation elliptique, Durbin [22, 23] prend également en compte le modèle de paroi (2.41) pour ε_{ij} . Par conséquent, on retrouve cette caractéristique dans l'approche de pondération elliptique proposée par Manceau et Hanjalić [68]. La version la plus récente (Manceau [70]) s'écrit

$$\varepsilon_{ij} = (1 - \alpha^3)\frac{\overline{u'_i u'_j}}{k}\varepsilon + \frac{2}{3}\alpha^3\varepsilon\delta_{ij}. \quad (2.42)$$

Elle se combine avec le modèle de redistribution via la même fonction de pondération, ce qui donne

$$\Pi_{ij} - \varepsilon_{ij} = (1 - \alpha^3)\left[\phi_{ij}^w - \frac{\overline{u'_i u'_j}}{k}\varepsilon\right] + \alpha^3\left[\phi_{ij}^h - \frac{2}{3}\varepsilon\delta_{ij}\right]. \quad (2.43)$$

2.2.4. L'échelle caractéristique de la turbulence

A l'instar des modèles à deux équations, les modèles au second ordre nécessitent également l'ajout d'une équation pour l'échelle caractéristique de la turbulence. En effet, les modèles présentés plus tôt font appel à la dissipation de l'énergie cinétique turbulente comme échelle caractéristique. Cependant, cette variable demeure une inconnue du système. On retrouve donc les mêmes possibilités que pour les modèles à deux équations pour le choix de la variable transportée. En pratique, la variable ε est souvent choisie. Néanmoins, un modèle à base ω est disponible dans le code CEDRE, utilisé par la suite. Il correspond au modèle de Manceau [70] mais s'appuie sur l'équation BSL de Menter [75] au lieu de l'équation pour ε .

2.2.5. Modèles pour la fermeture du flux de chaleur

L'utilisation d'une fermeture en simple gradient [SGDH - Eq. (2.18)] reste possible dans le cadre des modèles au second ordre. Cependant, comme pour le flux de tensions de Reynolds, une modélisation plus fine peut être envisagée, afin de prendre en compte l'anisotropie de la turbulence. Le modèle GGDH pour le flux de chaleur s'écrit de manière similaire à celui pour la diffusion des tensions de Reynolds, *i.e.*

$$-\overline{u'_i T'} = \frac{C_\theta}{\sigma_\theta} \frac{k}{\varepsilon} \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial T}{\partial x_k}. \quad (2.44)$$

2.3. Corrections de point d'arrêt

Il a été évoqué plus haut que les modèles au premier-ordre ne sont pas capables de représenter correctement l'anisotropie de la turbulence, ce qui engendre une surproduction d'énergie cinétique turbulente dans la région de stagnation d'un jet impactant sur une plaque plane. Cette erreur sur la prévision de k conduit également à la surestimation des transferts de chaleur au niveau du point d'arrêt. Ce phénomène est appelé anomalie de point d'arrêt et touche l'ensemble des modèles basés sur la relation de Boussinesq [Eq. (2.1)].

L'utilisation de modèles au second ordre (qui n'utilisent pas la relation de Boussinesq) semble être une solution pour contourner ce problème. Cependant, ces modèles conduisent également à la surestimation des flux de chaleur turbulents au niveau de la zone d'impact (voir Manceau *et al.* [69]). Le modèle GGDH est ainsi mis en défaut en raison de la surproduction de la tension $\overline{u'_z u'_z}$ lors de la compression axiale. Ce phénomène est aussi observé par Craft *et al.* [15] avec le modèle RSM de Gibson & Launder [Eqs.(2.24-2.25) pour la partie "homogène" et Eqs.(2.29-2.30) pour le modèle de paroi] associé à un modèle $k - \varepsilon$ en proche paroi. Les auteurs attribuent également la surestimation du flux de chaleur à une intensité turbulente trop élevée dans la zone d'impact.

Par conséquent, plusieurs corrections ont été proposées afin d'améliorer le comportement des modèles, premier et second ordre confondus, dans les zones de stagnation. L'objectif de cette section est de présenter les différentes approches ainsi que leurs portées.

En ce qui concerne les modèles au premier ordre, l'objectif des corrections consiste à limiter la production d'énergie cinétique turbulente, en jouant directement sur le terme productif. Sachant que la zone d'impact est irrotationnelle, Kato & Launder [53, 54] proposent de remplacer le taux de déformation S par le taux de rotation W de telle sorte que la production d'énergie cinétique turbulente se transforme ainsi :

$$P_k = \nu_t S^2 \longrightarrow P_k = \nu_t S W. \quad (2.45)$$

Cette modification a deux effets. Tout d'abord, elle permet de récupérer une dépendance de P_k linéaire en S , en accord avec son expression exacte [Eq. (1.11b)]. Ensuite, elle permet une diminution des niveaux d'énergie cinétique turbulente dans la zone d'impact car le taux de rotation W , et donc la production P_k , y sont nuls. En revanche, dans le cadre d'écoulements cisailés, on a l'égalité $S = W$, ce qui permet d'obtenir des résultats similaires avec ou sans correction. Les auteurs ont appliqué cette correction au cas d'un cylindre de section carrée en écoulement et ils observent une amélioration significative des résultats en présence de la correction. Une modification similaire a également été proposée par Menter [74] pour améliorer la prévision de l'écoulement autour d'un profil NACA 4412. Dans ce cas, le taux de déformation est totalement remplacé par le taux de rotation :

$$P_k = \nu_t S^2 \longrightarrow P_k = \nu_t W^2. \quad (2.46)$$

L'auteur propose cette modification pour améliorer les résultats au niveau du point d'arrêt du profil tout en affirmant qu'elle n'affecte pas les autres catégories d'écoulement.

Une autre méthode consiste à linéariser le terme de production. Ainsi, Guimet & Laurence [42] proposent de limiter l'anisotropie (a_{12}) apparaissant dans le terme de production $P_k = a_{12}kS$. Leur limiteur,

$$a_{12} = \min \left(C_\mu^{1/2} ; C_\mu \frac{k}{\varepsilon} S \right), \quad (2.47)$$

permet de linéariser la production lorsque le taux de déformation S devient grand. La valeur limite de a_{12} est choisie de manière à respecter la relation de Bradshaw [Eq. (2.8)], *i.e.* $C_\mu = a_{12}^2$, obtenue à l'équilibre P/ε dans la zone logarithmique d'une couche limite. La production s'écrit donc

$$P_k = \min \left(C_\mu^{1/2} k S ; C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} S^2 \right). \quad (2.48)$$

Durbin [24] propose une limitation de l'échelle temporelle $T_t = k/\varepsilon$ afin d'imposer la contrainte de "réalisabilité" $u'_\alpha u'_\alpha \geq 0$. Ce limiteur,

$$T_t = \min \left(\frac{k}{\varepsilon} ; \frac{2k}{3v'^2 C_\mu} \sqrt{\frac{3}{8S^2}} \right), \quad (2.49)$$

a pour conséquence de linéariser le terme de production d'énergie cinétique turbulente $P_k = 2C_\mu k T S^2$. Dans l'expression (2.49), le terme $\overline{v'^2}$ correspond à l'échelle des fluctuations de vitesse normales à la ligne de courant. Guimet & Laurence soulignent que leur limiteur est semblable à celui de Durbin à la différence qu'il ne s'applique qu'au terme de production alors que l'échelle temporelle de Durbin joue également dans l'évaluation de la viscosité turbulente et, par conséquent, dans l'estimation des tensions de Reynolds et de la diffusion turbulente. Dans les deux cas, les auteurs rapportent une nette amélioration du comportement des modèles dans les zones de stagnation.

Afin de limiter l'augmentation incontrôlée de l'échelle de longueur turbulente $L_t = k^{3/2}/\varepsilon$ dans les zones d'impact ou de séparation (due à l'augmentation de k), Yap [103] propose d'ajouter un terme source (Y_c) à l'équation de la dissipation ε , qui s'active en paroi lorsque le rapport L_t/z devient grand (z étant la distance à la paroi). Cette correction prend la forme

$$Y_c = c_w \left(\frac{L_t}{c_1 z} - 1 \right) \left(\frac{L_t}{c_1 z} \right)^2 \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (2.50)$$

avec $c_w = 0.83$, $c_1 = 2.5$ et ε le taux de dissipation de k modifié (*cf.* Launder & Sharma [59]). Craft *et al.* [15] montrent que l'utilisation de cette correction permet de réduire considérablement la surestimation des transferts thermiques au niveau du point d'arrêt d'un jet impactant ($H/D = 2$ et $Re = 23\,000$), dans le cadre d'un modèle au second ordre avec utilisation d'un modèle $k - \varepsilon$ dans la sous-couche visqueuse de l'écoulement. Une limitation similaire à celle de Durbin a été proposée par Behnia *et al.* [7] pour l'échelle de longueur turbulente appliquée au modèle $v^2 - f$ de Durbin [22]. Cette échelle de longueur joue principalement pour le calcul de la relaxation elliptique de la fonction f du modèle. Behnia *et al.* rapportent que l'utilisation du modèle $v^2 - f$ avec les limitations des échelles temporelles et spatiales donne des résultats satisfaisants, pour la prévision des transferts thermiques d'un jet impactant, contrairement au modèle $k - \varepsilon$ standard (sur-estimation de 9% au lieu de 170%). Ils notent aussi une variation du coefficient de transfert thermique en fonction de la constante choisie pour la limitation de l'échelle temporelle.

Concernant les modèles au second ordre, Craft *et al.* [15] ont étudié la réponse de trois modèles RSM sur la configuration du jet impactant $H/D = 2$ et $Re = 23\,000$, en plus du modèle $k - \varepsilon$ de Launder & Sharma [59]. Pour les simulations au second ordre, une approche zonale est employée : la sous-couche visqueuse est résolue par un modèle $k - \varepsilon$ et le code bascule vers la modélisation RSM en dehors de cette zone. Le modèle de base est constitué des termes proposés par Rotta [84] et Naot [77] pour la partie homogène [Eqs. (2.24-2.25)] et le modèle de paroi correspond aux

propositions de Shir [89] et de Gibson & Launder [36] [Eqs. (2.29-2.30)]. Le second modèle RSM s'appuie sur la version de base mais la composante pariétale de la partie rapide de la redistribution est adaptée au cas d'un jet impactant sur une plaque plane. Ce modèle de paroi, développé par Craft & Launder [16] s'écrit

$$\begin{aligned} \phi_{ij}^{w(r)} = & -c_{2w} \frac{\partial U_l}{\partial x_m} \overline{u'_l u'_m} (n_q n_q \delta_{ij} - 3n_i n_j) f_w \\ & - c'_{2w} k b l_m \left(\frac{\partial U_k}{\partial x_m} n_l n_k \delta_{ij} - \frac{3}{2} \frac{\partial U_i}{\partial x_m} n_l n_j - \frac{3}{2} \frac{\partial U_j}{\partial x_m} n_l n_i \right) f_w \\ & + c''_{2w} k \frac{\partial U_l}{\partial x_m} n_l n_m (n_i n_j - \frac{1}{3} \delta_{ij}) f_w, \end{aligned} \quad (2.51)$$

où c_{2w} , c'_{2w} , c''_{2w} sont des constantes positives et $f_w = L_t/(c_1 z)$ correspond à la fonction de paroi ($c_1 = 2.25$) également utilisée dans la correction de Yap. La correction de point d'arrêt réside principalement dans le troisième terme (c''_{2w}) du modèle, qui s'active lorsqu'il existe une compression dans la direction normale à la paroi. Le dernier modèle RSM est développé par les auteurs et s'appuie sur le même modèle de paroi. Les résultats de l'étude mettent en lumière le rôle joué par le terme de paroi pour la redistribution. En effet, les résultats du modèle $k - \varepsilon$ ainsi que du modèle RSM "basique" s'éloignent fortement des relevés expérimentaux, que ce soit pour les fluctuations de vitesses ou pour le coefficient d'échange thermique à la paroi. L'échec du modèle basique est expliqué (*cf.* Craft & Launder) par le mauvais comportement du modèle de paroi pour la redistribution dans les zones de stagnation, avec un transfert énergétique opposé aux attentes. En revanche, les modèles RSM présentant la correction d'impact (2.51) donnent des résultats satisfaisants. La nécessité d'appliquer la correction de Yap est aussi évoquée. Les auteurs insistent aussi sur l'effet du modèle $k - \varepsilon$ dans la sous-couche visqueuse, qui conduit à une mauvaise dépendance en Reynolds de la solution. De plus, Hanjalić & Launder [46] soulignent que la relation (2.51) est purement empirique et que les coefficients sont calés pour obtenir le bon comportement, que ce soit en écoulement cisailé aussi bien que dans le cadre de la configuration d'impact considérée.

On retrouve une correction similaire employée dans le cadre du modèle TCL de Craft & Launder [17]. Ce modèle RSM se base sur un "vecteur d'inhomogénéité" pour remplacer l'utilisation de la normale à la paroi dans la correction. Seul le dernier terme de l'équation (2.51) est conservé et la fonction de paroi est également modifiée pour ne dépendre que des invariants de l'anisotropie. Le modèle comporte également un ajout au niveau du terme $\phi_{ij}^{w(l)}$ et une fermeture du terme de diffusion par la pression. Les résultats obtenus par ce modèle, appliqué au cas du jet impactant ($H/D = 2$, $Re = 23\ 000$), sont relativement en accord avec les données expérimentales (Cooper *et al.* [14], Baughn & Shimizu [6]). Les auteurs soulignent néanmoins une surestimation, le long de l'axe du jet, de la composante $\overline{u'_z u'_z}$ du tenseur de Reynolds (z étant la direction normale à la paroi). De plus, ils notent la présence d'un pic sur la distribution du coefficient de transfert thermique, au niveau du point d'arrêt, attribué à la surévaluation de l'échelle de dissipation.

Bilan

La fermeture des équations du mouvement à l'aide d'un modèle de turbulence a une longue histoire et le nombre de modèles ne cesse d'augmenter, donnant lieu à une littérature fournie sur le sujet. Malgré tout, des limitations persistent. Les modèles au premier ordre, qui s'appuient sur le concept de viscosité turbulente pour reconstruire les tensions de Reynolds, sont particulièrement touchés. La relation de Boussinesq utilisée alors est parfois mise en défaut, lors de la résolution d'écoulements complexes, notamment en présence d'effets de courbure. La configuration d'impact de jet n'échappe pas à la règle. Une surproduction d'énergie ciné-

tique turbulente est mise en évidence, conduisant à ce qui est appelé "l'anomalie de point d'arrêt". Ce phénomène est inhérent à la relation de Boussinesq qui induit une forme quadratique (en S_{ij}) du terme de production, contrairement à son expression exacte qui est linéaire. Cette anomalie a donné lieu à de nombreux travaux de recherche ayant pour but de limiter la surproduction via une modification de l'expression de la viscosité turbulente ou du terme de production lui-même. Par construction, l'utilisation d'une fermeture au second ordre (RSM) évite cette anomalie. Toutefois, un phénomène similaire est observé pour l'ensemble des modèles, avec une surestimation importante de l'énergie cinétique turbulente dans la région d'impact. Contrairement aux modèles au premier ordre, le nombre de corrections disponibles dans la littérature est très faible. En particulier, il n'existe pas de proposition adaptée au modèle EBRSM (*Elliptic Blending RSM*), alors que ce dernier constitue une approche de référence dans la littérature.

Deuxième partie

Démarche

Validation des outils

L'objectif de cette thèse consiste à améliorer la modélisation aérothermique des configurations d'impact de jet. En effet, l'analyse de l'état de l'art montre que ce type d'écoulements reste très mal décrit par les modèles de turbulence en dépit de son utilisation importante dans le milieu industriel. L'amélioration des modèles est donc un axe de recherche majeur de manière à permettre une meilleure prévision de l'écoulement pour un coût raisonnable, adapté aux contraintes du milieu industriel.

Le perfectionnement de la modélisation passe par un travail sur la région d'impact, en particulier vis-à-vis de la surestimation de l'énergie cinétique turbulente près du point d'arrêt, qui conduit à une surévaluation du transfert de chaleur à la paroi. Pour les modèles au premier ordre, il a été montré que ce problème était intrinsèquement lié à l'utilisation de la relation de Boussinesq [Eq. (2.1)], conduisant à l'anomalie de point d'arrêt. Bien que de nombreuses corrections aient été proposées, une solution évidente passe par l'abandon de la relation de Boussinesq afin de mieux représenter l'anisotropie dans la zone de stagnation. Ainsi, la modélisation au second ordre offre une alternative intéressante pour l'amélioration de la prévision de ce type de configurations. Toutefois, de nombreuses études montrent que ces modèles souffrent d'un problème similaire aux modèles au premier ordre, avec une surestimation de l'énergie cinétique dans la zone d'impact associée à un transfert thermique trop important. Contrairement aux modèles à deux équations, les corrections apportées aux modèles RSM afin de corriger leur comportement à l'impact sont assez rares. Ce constat confirme l'intérêt de proposer des améliorations de la modélisation au second ordre au cours de cette thèse.

Le faible nombre de corrections s'explique principalement par le manque de données disponibles dans la littérature concernant les termes à modéliser dans l'équation de transport des tensions de Reynolds, principalement au niveau de la région d'impact. Les effets de pression (redistribution et diffusion par la pression) sont particulièrement peu détaillés car complexes à mesurer. De plus, les données se concentrent principalement sur le bilan de l'équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente, ce qui fait disparaître le terme de redistribution (tenseur de trace nulle). Il s'agit là d'une difficulté importante également rencontrée dans le cadre de ce travail. Il a donc été décidé de mettre en place des outils afin d'obtenir des données exploitables en vue de la modélisation.

Le but de ces travaux de thèse est double. L'objectif principal consiste à proposer une correction et/ou un modèle adapté à la zone d'impact du jet, permettant une amélioration significative de la prévision aérothermique. Cependant, ce jalon est soumis à un objectif secondaire nécessaire : la production et l'analyse de données relatives au transport des tensions de Reynolds dans la région de stagnation.

Pour répondre à ces objectifs, il a été choisi de limiter l'étude à la configuration canonique $H/D = 2$, $Re = 23\,000$ de Baughn & Shimizu [6] car les champs dynamiques (vitesse moyenne et tensions de Reynolds) et thermiques (distribution pariétale du nombre de Nusselt) sont bien documentés dans la littérature, en particulier dans la région d'impact et dans le jet radial. Le

choix du ratio $H/D = 2$ (contrairement au cas $H/D = 6$) a été motivé par la présence du pic secondaire sur la distribution radiale du nombre de Nusselt mesuré à la paroi, qui constitue ainsi un indicateur supplémentaire sur la qualité de la prévision thermique du modèle étudié. De même, un choix a été effectué sur le modèle de turbulence initialement utilisé dans cette étude. Il s'est porté sur le modèle de Manceau [70] car l'approche par relaxation elliptique associée au modèle SSG, relativement éprouvée dans la littérature, en fait un modèle de référence pour les écoulements en présence de paroi, et donc un candidat idéal pour la configuration d'étude. L'obtention des données nécessaires à la modélisation se fait via l'archivage et le post-traitement des termes nécessaires au calcul du bilan des tensions de Reynolds par une simulation des grandes échelles de la turbulence (LES), appliquée à la configuration d'étude. L'archivage repose sur la reprise du calcul réalisé par Pierre Aillaud durant sa thèse [1], dont la validation et l'analyse aérothermique ont fait l'objet d'une publication (Aillaud *et al.* [2]). Ces outils (modèle RSM et simulation LES) sont présentés plus en détail dans la suite de ce chapitre. Une section est également dédiée à l'estimation de la distribution pariétale du nombre de Nusselt, en particulier concernant la problématique de température adiabatique de paroi, en accord avec l'analyse de la littérature effectuée dans le chapitre 1.

La validation de l'archivage des termes de bilan via la simulation LES ainsi que les résultats obtenus font l'objet du chapitre 4. Les données produites permettent l'amélioration de la connaissance des mécanismes turbulents dans la zone d'impact et servent de base à la mise en place d'une correction de la modélisation au second ordre, présentée au chapitre 5. Les motivations de cette correction reposent sur des critères pratiques, *i.e.* une mise en œuvre simple, dédiée aux zones d'impact et une robustesse numérique suffisante. Au contraire, un modèle plus général est proposé dans le chapitre 6. Il se base sur une approche plus globale afin de coller au plus près à la physique observée. De ce fait, son utilisation devrait être adaptée à la simulation d'un plus large spectre de configurations.

Sommaire

3.1. Mise en place du modèle EBRSM de Manceau ainsi que de l'archivage des termes du bilan dans le code CEDRE de l'ONERA	35
3.1.1. Le modèle EBRSM	35
3.1.2. Validation de la mise en place dans le code	36
3.1.3. Mise en place de l'archivage des termes du bilan	38
3.1.4. Vérification du comportement axisymétrique	38
3.1.5. Bilan de la mise en œuvre du modèle EBRSM dans le code CEDRE	40
3.2. Simulation de référence de la configuration d'étude	41
3.2.1. Mise en donnée	41
3.2.2. Prévisions du modèle	42
3.2.3. Synthèse de la simulation EBRSM de référence	45
3.3. Estimation de la distribution pariétale du nombre de Nusselt	47
3.3.1. Discussion sur l'invariance du Nusselt avec la température de référence	47
3.3.2. Méthode de calcul sélectionnée	48
3.3.3. Application au cas de référence	49
3.3.4. Résultats de l'analyse des méthodes d'estimation	51
3.4. Détails de la reprise du calcul de P. Aillaud pour l'archivage des termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds	51
3.4.1. Code de calcul, domaine et conditions limites	52
3.4.2. Écoulement moyen dans le cœur du jet	54
3.4.3. Résultats de l'analyse des champs moyen	55

3.1. Mise en place du modèle EBRSM de Manceau ainsi que de l'archivage des termes du bilan dans le code CEDRE de l'ONERA

L'objectif de cette section est de présenter le modèle EBRSM (*Elliptic Blending Reynolds Stress Model*) qui a été implanté, au cours de cette thèse, dans le code CEDRE de l'ONERA. Un rappel des équations du modèle est présenté ainsi que la validation de l'implantation dans le code. L'archivage des termes du bilan, également mis en place dans le code est validé par comparaison aux données de la littérature. Enfin, une vérification du comportement du modèle sur un cas axisymétrique est présentée.

3.1.1. Le modèle EBRSM

Le modèle EBRSM s'appuie sur le concept de pondération elliptique pour le terme de redistribution (via la fonction de pondération α). Le modèle de paroi est donné par l'Eq. (2.35) et le modèle "homogène" se base sur le modèle SSG [Eq. (2.27)]. Cependant, le terme quadratique du SSG est omis pour des raisons de stabilité (*i.e.* $C_2 = 0$ dans le modèle). Le modèle pour la redistribution s'appuie donc sur les coefficients $C_1 = 3.4$, $C_1^* = 1.8$, $C_3 = 0.8$, $C_3^* = 1.3$, $C_4 = 1.25$ et $C_5 = 0.4$ et se note

$$\begin{aligned} \phi_{ij}^h = & - (C_1 \varepsilon + C_1^* P_k) b_{ij} + (C_3 - C_3^* II_b) k S_{ij} \\ & + C_4 k \left(b_{ik} S_{kj} + b_{jk} S_{ki} - \frac{2}{3} b_{kl} S_{kl} \delta_{ij} \right) + C_5 k (b_{ik} W_{jk} + b_{jk} W_{ik}), \end{aligned} \quad (3.1a)$$

$$\phi_{ij}^w = -5 \frac{\varepsilon}{k} \left[\overline{u'_i u'_k n_j n_k} + \overline{u'_j u'_k n_i n_k} - \frac{1}{2} \overline{u'_k u'_l n_k n_l} (n_i n_j + \delta_{ij}) \right], \text{ avec } \underline{n} = \frac{\nabla \alpha}{\|\nabla \alpha\|}. \quad (3.1b)$$

La redistribution est pondérée conjointement avec la dissipation, entre le modèle anisotrope en paroi et le modèle isotrope dans la partie "homogène". Le raccord se fait via la même fonction de pondération α , selon l'Eq. (2.43), soit :

$$\Pi_{ij} - \varepsilon_{ij} = (1 - \alpha^3) \left[\phi_{ij}^w - \frac{\overline{u'_i u'_j}}{k} \varepsilon \right] + \alpha^3 \left[\phi_{ij}^h - \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \right], \quad (3.2a)$$

$$\alpha - L_t^2 \nabla^2 \alpha = 1. \quad (3.2b)$$

L'échelle de longueur L_t utilisée pour la pondération elliptique [Eq. (3.2b)] est bornée par l'échelle de Kolmogorov, selon le limiteur proposé par Durbin [22], *i.e.*

$$L_t = C_L \max \left(\frac{k^{3/2}}{\varepsilon}; C_\eta \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \right), \quad (3.3)$$

avec $C_L = 0.133$ et $C_\eta = 80.0$. Le modèle de diffusion turbulente est celui proposé par Daly & Harlow [19] (GGDH) dont les constantes ont été modifiées à $C_\mu = 0.21$ et $\sigma_k = 1.0$. De même que pour L , l'échelle temporelle $T_t = k/\varepsilon$ est également modifiée d'après les recommandations de Durbin [22]. Le modèle de diffusion turbulente s'écrit donc

$$D_{ij}^t = \frac{\partial}{\partial x_l} \left[\frac{C_\mu}{\sigma_k} T_t \overline{u'_l u'_k} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right], \quad (3.4)$$

$$\text{et } T_t = \max \left(\frac{k}{\varepsilon}; C_T \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \right), \text{ avec } C_T = 6.0. \quad (3.5)$$

L'échelle de dissipation de la turbulence est obtenue via une équation de transport pour ε dont le terme de production est modifié pour prendre en compte l'effet de la paroi. La diffusion tur-

bulente est modélisée en GGDH, en accord avec la diffusion turbulente des tensions de Reynolds. Le modèle pour l'équation de transport s'écrit alors

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = C_{\varepsilon 1} \left[1 + A_1 (1 - \alpha^3) \frac{P_k}{\varepsilon} \right] \frac{P_k}{T_t} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon}{T_t} + \frac{\partial}{\partial x_l} \left[\frac{C_\mu}{\sigma_\varepsilon} T_t \overline{u'_l u'_m} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_m} \right] + \nu \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x_k \partial x_k}, \quad (3.6)$$

avec $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $A_1 = 0.065$, $C_{\varepsilon 2} = 1.83$ et $\sigma_\varepsilon = 1.15$.

3.1.2. Validation de la mise en place dans le code

Pour valider la mise en place du modèle dans le code CEDRE, il a été décidé de réaliser la simulation d'un cas test académique et de comparer les résultats obtenus avec ceux donnés par un code 1D de référence (communication de Rémi Manceau), ainsi que par la version du modèle implantée dans Code_Saturne (code libre/open-source développé par EDF). La configuration d'étude consiste en un canal plan turbulent dont le Reynolds de frottement (Re_τ) est égal à 5 200. Cette valeur correspond à la DNS de Lee & Moser [62] qui servira de référence pour ce cas.

Le Reynolds de frottement ($Re_\tau = u_\tau H/\nu$) caractérise le frottement pariétal au travers de la vitesse de frottement u_τ et de la demi hauteur du canal H . La vitesse u_τ est obtenue d'après le frottement pariétal $\tau_p = \mu \partial U / \partial y|_{paroi}$ par la relation

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}. \quad (3.7)$$

Le domaine de calcul correspond à un canal 2D plan, non périodique, de hauteur $2H = 0.1$ m et de longueur $L = 150H$. L'écoulement se fait dans la direction x et la normale à la paroi est alignée avec la direction y . La condition d'entrée est uniforme et la vitesse longitudinale est ajustée de manière itérative afin de retrouver le Reynolds de frottement $Re_\tau = 5\,200$. En se basant sur la vitesse débitante U_b , cette valeur correspond à $Re_b = U_b H/\nu \approx 125\,000$ d'après les travaux de Lee & Moser. Les tensions de Reynolds diagonales et la dissipation sont également injectées dans le domaine de manière uniforme. Leurs valeurs s'appuient sur une estimation moyenne, basée sur les données DNS. La pression atmosphérique est imposée au niveau de la sortie. La configuration non-périodique a été préférée au cas périodique car elle permet une convergence plus rapide de la solution malgré un nombre de volumes de calcul nettement supérieur. Le domaine est discrétisé avec 100 nœuds dans la longueur et 200 nœuds dans la hauteur, espacés suivant une loi géométrique afin d'avoir une valeur de $y^+ = u_\tau y/\nu$ de l'ordre de 1 à proximité de la paroi. Dans le cas de la simulation avec Code_Saturne, le domaine précédent est extrudé d'une cellule dans la direction transverse pour les besoins de la simulation (simulations 3D uniquement). Une symétrie est appliquée sur les frontières latérales du domaine.

La longueur du domaine est choisie de manière à obtenir un écoulement de canal pleinement développé avant la condition de sortie. Ce point est vérifié dans le cadre de la simulation CEDRE par extraction des profils à différentes positions longitudinales dans le canal. Ces derniers sont reproduits sur la figure 3.1. Une convergence des profils vers une solution unique est observée pour des valeurs de $x/H > 100$, ce qui confirme que l'écoulement s'est pleinement développé et que les conditions limites n'influencent plus les résultats. Une comparaison des solutions obtenues par le code CEDRE et par Code_Saturne est donc envisageable. La normalisation de l'ensemble des courbes présentées sur la figure 3.1 est effectuée à partir de la vitesse de frottement calculée une fois l'écoulement pleinement développé.

Les profils de vitesse et de tensions de Reynolds obtenus par CEDRE sont en bon accord avec les données du code de référence, comme en témoigne la figure 3.2. Le profil de vitesse moyenne estimé se superpose également avec la simulation DNS de Lee & Moser [62] et le comportement proche paroi des tensions de Reynolds est bien reproduit. En revanche, les prévisions du modèle

s'écartent des résultats DNS pour des valeurs de $y^+ > 100$, en particulier pour les tensions longitudinales ($\overline{u'_x u'_x}$) et transverses ($\overline{u'_z u'_z}$). Cet écart est aussi observé par Manceau [70] pour de plus petites valeurs de Re_τ . Ces résultats valident la mise en œuvre du modèle EBRSM dans le code CEDRE. La comparaison avec Code_Saturne est également satisfaisante. Une différence peut toutefois être observée au niveau du pic de $\overline{u'_x u'_x}$, qui semble mieux prédit par la version de CEDRE ainsi que par la référence EBRSM.

Ainsi, le modèle EBRSM mis en œuvre dans CEDRE constitue un outil de base pour ces travaux de thèse car il sert de référence pour la modélisation au second ordre de la configuration de jet impactant.

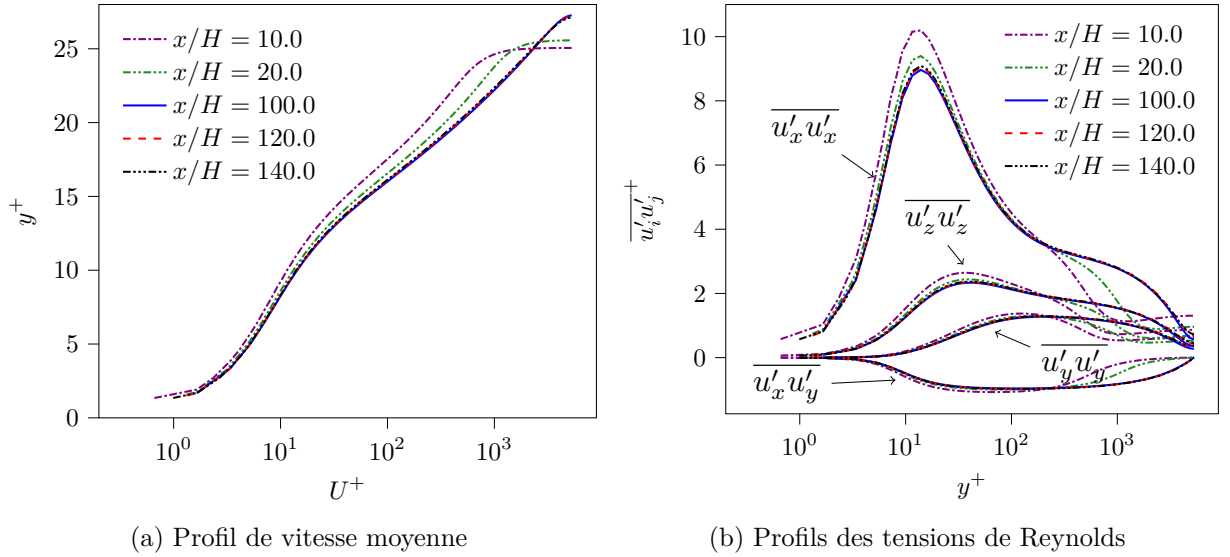


FIGURE 3.1. – Profils de vitesse et de tension de Reynolds dans un canal plan au $Re_\tau \approx 5\,200$ obtenus par la simulation EBRSM (CEDRE) pour différentes positions longitudinales

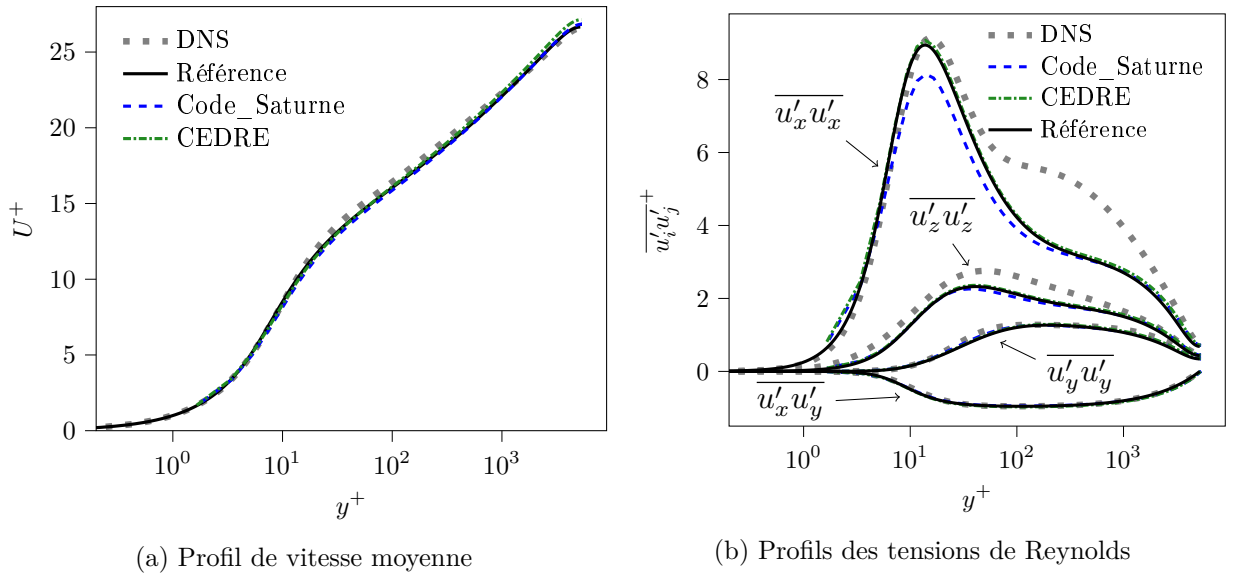


FIGURE 3.2. – Comparaison des profils de vitesse moyenne et de tensions de Reynolds estimés par les modèles EBRSM implantés dans les codes CEDRE et Code_Saturne avec les données de référence, pour un canal plan au $Re_\tau \approx 5\,200$

3.1.3. Mise en place de l'archivage des termes du bilan

L'archivage des termes du bilan est également mis en place dans le code CEDRE afin de permettre une comparaison avec les données de la littérature. Pour cela, les termes sources (P_{ij} , ϕ_{ij} et ε_{ij}) sont calculés directement d'après les équations (1.11b) et (3.2). Le calcul de la divergence des flux n'étant pas possible au moment de l'archivage, le flux convectif $\partial(U_l \overline{u'_i u'_j})/\partial x_l$ est calculé comme un terme source, *i.e.* $C_{ij} = U_l \partial \overline{u'_i u'_j} / \partial x_l$, sous l'hypothèse d'incompressibilité. Le terme de diffusion par la pression n'est pas archivé car il n'est pas modélisé explicitement (*i.e.* indépendamment d'un autre terme). Les contributions diffusives restantes sont calculés conjointement d'après l'équilibre du bilan (1.9) qui, à l'état stationnaire, donne

$$D_{ij}^t + D_{ij}^v = -P_{ij} - \phi_{ij} + \varepsilon_{ij} + C_{ij} - D_{ij}^p. \quad (3.8)$$

La validation de l'archivage des termes du bilan est effectuée sur le cas de canal plan au Reynolds de frottement de 5 200. La simulation EBRSM utilisée pour la validation de la mise en place du modèle est réutilisée pour ce test. De ce fait, on s'assure que les champs moyens sont bien convergés et en accord avec les données de la littérature, comme montré dans la section 3.1.2. Une comparaison entre les bilans obtenus par les modèles (CEDRE et Référence) ainsi que ceux obtenus par Lee & Moser [62] est effectuée et présentée sur la figure 3.3, ce qui permet d'observer les écarts entre les modèles et les termes "exacts".

Les termes archivés et les valeurs obtenues par la référence EBRSM coïncident de manière très satisfaisante, ce qui explique le bon accord observé pour les champs moyens (*cf.* figure 3.2). De plus, cela conforte la mise en œuvre de l'archivage effectué ici. Les mécanismes caractéristiques prédits par la simulation DNS sont retrouvés. Ainsi, la composante axiale est responsable de la production d'énergie cinétique turbulente, avec un pic prononcé vers $y^+ = 11$, au début de la zone tampon. Ce terme est équilibré par la diffusion turbulente et la dissipation, tous deux reproduits de manière satisfaisante. Dans la zone logarithmique, l'équilibre $P_k = \varepsilon$ est correctement décrit : les termes $P_{\alpha\alpha}$ et $\varepsilon_{\alpha\alpha}$ sont bien représentés malgré un léger écart observé sur ε_{yy} . Le terme redistributif est également reproduit de manière satisfaisante, avec un transfert depuis $\overline{u'_x u'_x}$ vers les deux autres composantes normales du tenseur de Reynolds. Toutefois, il existe une différence significative dans les comportements proche paroi pour la composante $\overline{u'_z u'_z}$. En se basant sur le bon accord de ces termes pour des valeurs de $y^+ > 20$, on peut en déduire que l'écart est lié à la modélisation proche paroi, et le bon archivage des termes n'est pas remis en cause. Il est intéressant de noter que ce cas d'étude ne permet pas de tester l'archivage des termes convectifs car, l'écoulement étant orienté selon \underline{x} , ils sont identiquement nuls. Néanmoins, l'expression des termes convectifs est assez simple et le risque d'erreur d'implantation est très faible.

Cet outil est utilisé par la suite pour évaluer les termes de l'équation de transport des tensions de Reynolds estimés par le modèle EBRSM sur la configuration de jet rond impactant, ceci afin d'analyser les défauts de la modélisation et de proposer des corrections adaptées, en accord avec les données disponibles.

3.1.4. Vérification du comportement axisymétrique

La configuration étudiée dans cette thèse présente une symétrie de révolution (jet rond). Par conséquent, il est intéressant de réaliser les simulations stationnaires RANS sur un domaine en deux dimensions, axisymétrique, afin de diminuer les coûts de calcul et l'espace mémoire requis. La dimension azimutale est alors prise en compte directement dans les équations. Pour permettre l'utilisation de modèles au second ordre, un développement est réalisé au niveau de la fonctionnalité axisymétrique de CEDRE (*cf.* annexe B). Avant de réaliser des simulations complexes, il convient de vérifier le bon comportement de cet outil sur un cas simple. L'objectif de cette section est donc de valider la fonctionnalité axisymétrique sur un écoulement de base : la conduite cylindrique. Pour cela, on s'appuie sur une comparaison des résultats obtenus par un calcul 2D

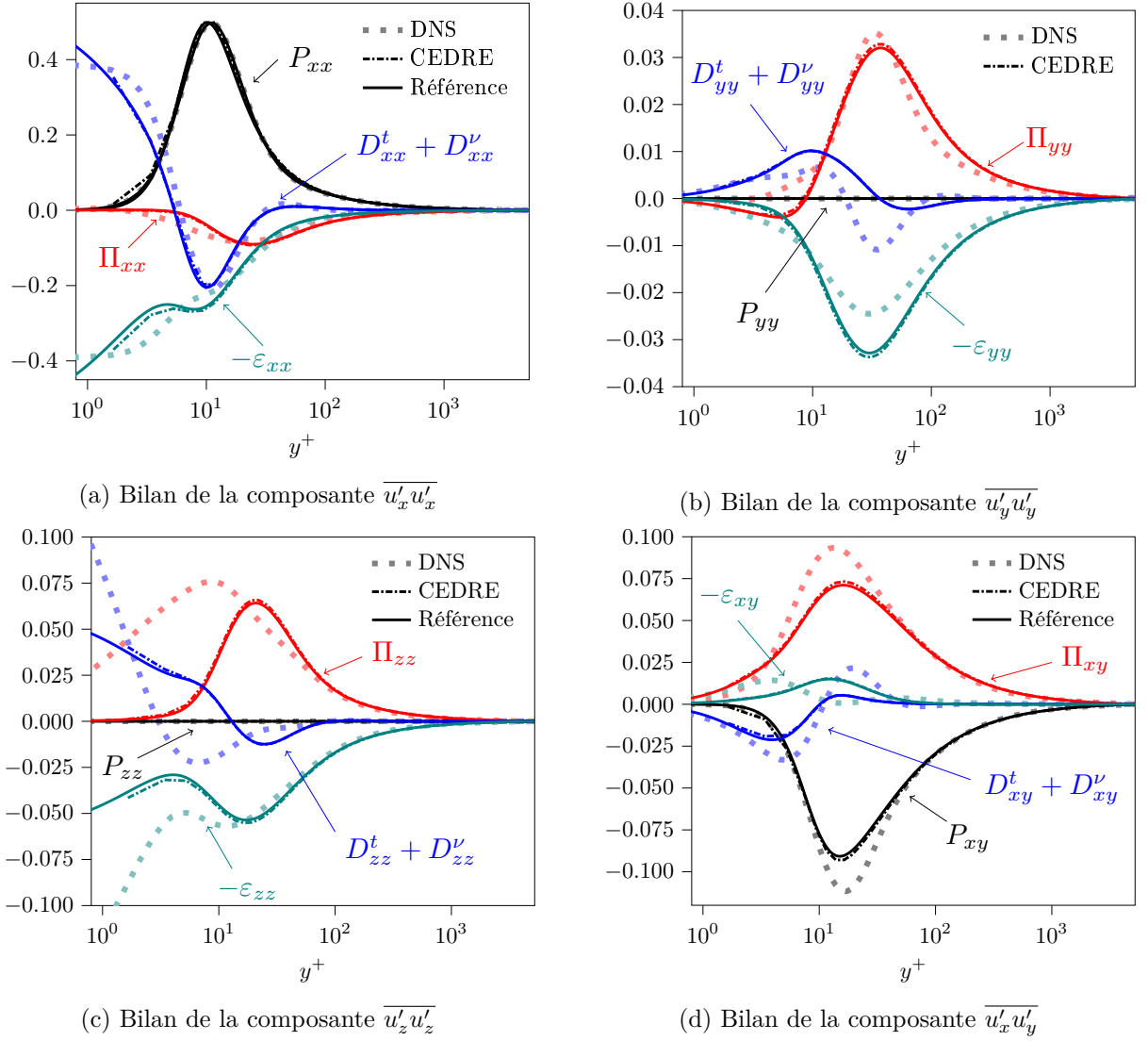


FIGURE 3.3. – Comparaison des termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds de la simulation DNS de Lee & Moser et de l'archivage des termes du modèle EBRSM réalisé dans CEDRE

périodique (1 cellule d'épaisseur dans l'axe de l'écoulement) et par un calcul 1D axisymétrique et périodique. Le Reynolds de frottement choisi, $Re_\tau = u_\tau R/\nu = 550$, correspond à la simulation DNS d'El Khoury *et al.* [26] ($Re = 19\,000$). Ces profils sont également montrés à titre de comparaison.

Le maillage 1D axisymétrique est discrétisé radialement en suivant une loi géométrique avec 200 nœuds, de manière à obtenir $\Delta r^+ \approx \mathcal{O}(1)$ au niveau de la première maille. L'écoulement étant périodique, la direction longitudinale est constituée d'une unique cellule de part et d'autre de laquelle est imposée une condition de périodicité ainsi que le gradient de pression nécessaire à l'écoulement. La direction azimutale est gérée par la fonctionnalité axisymétrique et ne nécessite pas de discrétisation. Le maillage 1D axisymétrique est donc constitué de 199 cellules au total. Le maillage 2D utilisé consiste en une grille structurée obtenue par rotation du maillage 1D autour de l'axe de symétrie, sur un angle de 45° . Une condition limite de périodicité est appliquée sur les frontières azimutales. La nouvelle dimension est discrétisée avec 45 nœuds répartis uniformément sur le huitième de périmètre, soit une discrétisation azimutale de 1° . Ainsi, le maillage 2D est équivalent au maillage 1D associé à la fonctionnalité axisymétrique. À l'instar du cas 1D, la direction axiale ne comporte qu'une cellule unique. Par conséquent, la grille 2D se compose d'un total de 8756 cellules (8712 hexaèdres et 44 prismes).

Une simulation EBRSM est effectuée sur les deux géométries en imposant le même gradient de pression dans la direction longitudinale. Son intensité est choisie de manière à obtenir le Reynolds souhaité. La valeur du frottement pariétal est ensuite estimée afin d'en déduire Re_τ et la vitesse de frottement associée. Les grandeurs sont adimensionnées à partir de u_τ . Les résultats obtenus dans le cadre de la simulation 2D sont également projetés dans le repère cylindrique de manière à obtenir un profil unique par composante, indépendant de l'azimut.

En premier lieu, il a été vérifié que la valeur de $Re_\tau = 550$ est bien obtenue pour les deux simulations EBRSM, en accord avec les résultats de la simulation DNS d'El Khoury *et al.* pour le Reynolds visé ($Re_b = 19\,000$). Les profils de vitesse axiale et de tensions de Reynolds estimés par les deux simulations sont ensuite comparés. Ces profils sont représentés sur la figure 3.4. Un très bon accord est constaté entre les deux méthodes de calcul. En effet, quels que soient les profils considérés, les résultats se superposent. Toutefois, une légère différence (invisible sur la figure) est obtenue au centre de la conduite. Le volume négligeable des cellules au centre du maillage 2D limite la convergence du calcul, ce qui explique les écarts observés. D'autre part, un bon accord est aussi visible entre le modèle EBRSM et la simulation DNS, ce qui confirme le bon comportement du modèle de référence mis en place dans le code CEDRE.

La bonne mise en œuvre de la fonctionnalité axisymétrique est vérifiée au travers de ce test. Par conséquent, cette option est réutilisable pour la simulation du jet rond impactant une plaque plane, qui est donc réalisable à moindre coût. L'analyse et le développement des modèles bénéficie également de cet outil en raison de la rapidité avec laquelle les résultats sont obtenus.

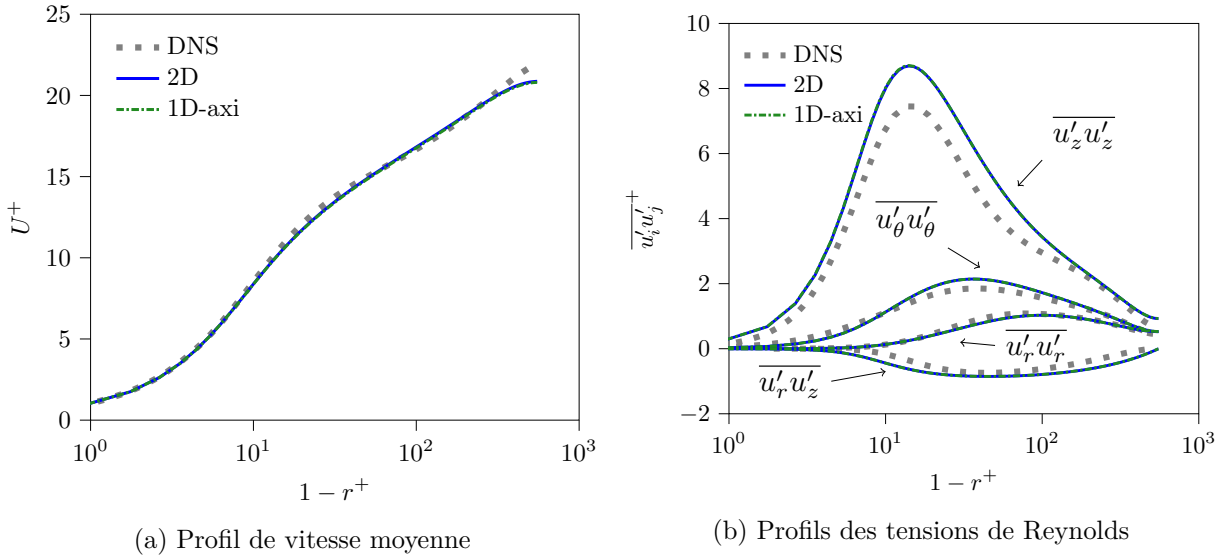


FIGURE 3.4. – Comparaison des estimations des profils de vitesse moyenne et de tensions de Reynolds dans une conduite cylindrique à $Re_\tau = 550$ par le modèle EBRSM via une simulation 1D axisymétrique, périodique et une simulation 2D périodique

3.1.5. Bilan de la mise en œuvre du modèle EBRSM dans le code CEDRE

Le modèle EBRSM proposé par Manceau [70] a été mis en place dans le code CEDRE. Son bon comportement a été vérifié par comparaison aux résultats de référence ainsi qu'à la version intégrée dans le Code_Saturne (code EDF) pour un cas de canal plan au Reynolds de frottement de 5 200. La fonctionnalité axisymétrique a également fait l'objet d'un développement suivi d'une validation en se basant sur un cas de conduite à $Re_\tau = 550$. Les résultats obtenus pour les deux tests sont très satisfaisants. De plus, l'accord entre les prévisions du modèle et les données DNS de référence (Lee & Moser [62], El Khoury *et al.* [26]) est également très correct, ce qui confirme le bon comportement du modèle EBRSM, choisi comme référence pour ces travaux de thèse.

L'archivage des termes des équations de transport est implanté dans CEDRE. Une vérification est réalisée en s'appuyant sur le calcul de canal plan précédemment réalisé. Une fois de plus, un bon accord est observé avec les données de la littérature. L'utilisation du modèle EBRSM comme base pour la simulation de la configuration de jet rond (axisymétrique) impactant sur une plaque plane est donc envisageable. Des variantes de ce modèle adaptées à la géométrie d'étude sont proposées dans les chapitres 5 et 6 et la version présentée ici est utilisée comme référence pour l'analyse des résultats obtenus. La mise en données et le calcul de l'écoulement de référence est traité dans la section 3.2.

3.2. Simulation de référence de la configuration d'étude

La pertinence des corrections et modifications dynamiques proposées dans les chapitres 5 et 6 doit être évaluée par rapport à une référence. Dans le cadre de cette étude, le modèle choisi est l'EBRSM présenté et évalué précédemment. Cette section a pour vocation de détailler la simulation EBRSM de référence de la configuration d'étude. La géométrie du domaine, le maillage et les conditions limites sont détaillées dans un premier temps. Les prévisions du modèle sont évaluées, dans un second temps, au niveau des trois régions caractéristiques du jet, *i.e.* la couche de mélange, la région d'impact et le jet radial. L'influence de la discrétisation spatiale sur les résultats est également discutée en portant une attention particulière aux régions d'impact et proche paroi.

3.2.1. Mise en donnée

Le cas d'étude est un jet axisymétrique, impactant en incidence normale une plaque plane située à $H = 2D$ de la conduite d'éjection. L'écoulement se développe pleinement dans le tube avant de déboucher dans un environnement au repos. Ainsi, afin de prendre en compte les effets d'entraînement, le domaine de calcul est étendu à 4 diamètres dans la direction axiale. De même, afin de permettre une adaptation de l'écoulement en sortie de conduite, celle-ci est également incluse dans le domaine de calcul sur une longueur égale à $2D$. L'étendue radiale du domaine choisie est égale à $6D$. Le diamètre de la conduite est fixé à 1 cm et son épaisseur à 0.625 mm soit 6.25% du diamètre de la buse. Le domaine de calcul ainsi obtenu est schématisé sur la figure 3.5.

La condition d'entrée est générée à l'aide d'un calcul préalable (modèle EBRSM) d'une conduite turbulente au Reynolds de 23 000. La vitesse débitante est d'environ 36.4 m.s^{-1} . Une entrée secondaire est également imposée au niveau de la frontière supérieure du domaine. Cet écoulement faible a pour but de stabiliser le calcul. Dans le cas présent, le fluide entre à 2 m.s^{-1} soit 5.5% de la vitesse débitante. Cette valeur est en accord avec les simulations LES d'Aillaud *et al.* [2] qui ont montré que l'influence de la condition d'entrée secondaire était faible pour un écoulement de l'ordre de 5% de la vitesse moyenne du jet. De plus, la condition limite utilisée ici étant plus éloignée que dans les simulations d'Aillaud *et al.*, son influence doit être réduite. Une condition de sortie à pression imposée est fixée sur la limite externe du domaine et la paroi d'impact est chauffée avec un flux de chaleur uniforme. L'étude se porte sur des densités de flux d'intensité faible à modérée, s'étalant sur la gamme de valeurs $q \in [1\ 000; 10\ 000] \text{ W.m}^{-2}$.

Les différents maillages considérés se basent sur la géométrie 2D présentée sur la figure 3.5 et sont constitués de trois zones. Le domaine global est constitué d'éléments triangulaires. En revanche, le voisinage de la paroi d'impact est discrétisé par des trapèzes aplatis dans la direction normale, afin de capter plus efficacement les couches limites dynamique et thermique qui se développent dans cette région. Une seconde couche de trapèzes est également ajoutée au niveau de l'entrée secondaire afin de stabiliser le calcul. En effet, le maillage relativement grossier de cette zone peut entraîner une instabilité liée à une mauvaise estimation des gradients au niveau de la condition limite. Aussi, un raffinement local important des triangles est effectué au voisinage de la buse et le long de la couche de mélange. Trois maillages sont utilisés par la suite. Leurs

caractéristiques sont données dans le tableau 3.1. Un intérêt particulier est porté à la couche de prismes discrétisant le voisinage de la paroi d'impact. Ainsi, deux adimensionnements sont proposés pour la distance z_1 , entre le premier élément du maillage et la paroi. En plus de la normalisation classique en variable de paroi (*i.e.* z^+), une normalisation par le diamètre est également proposée. Cet adimensionnement est effectué car la valeur de z^+ n'est pas pertinente dans la région d'impact, en raison du faible niveau de frottement à la paroi.

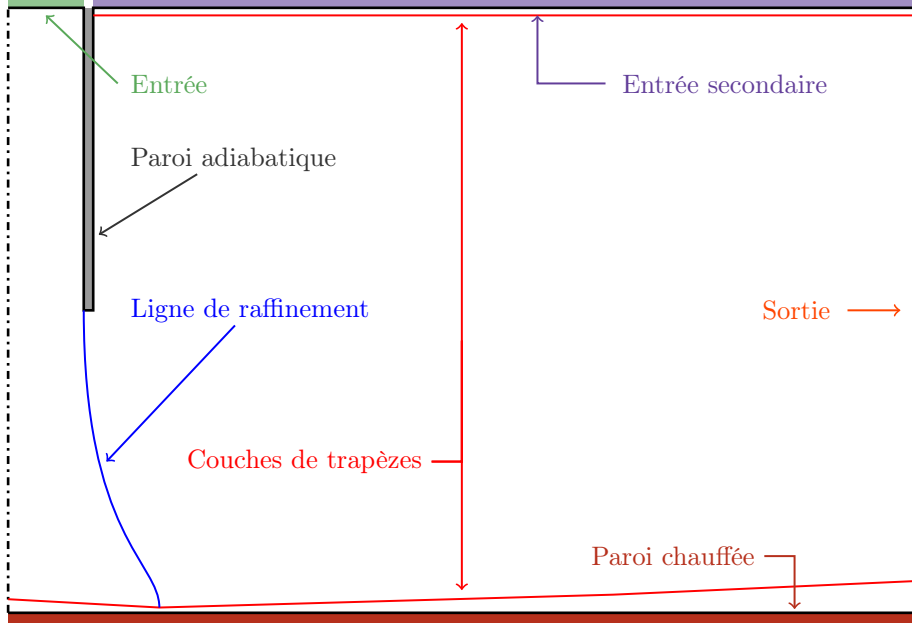


FIGURE 3.5. – Schématisation de la mise en données du calcul EBRSM

Maillage	Nb éléments	Nb trapèzes en paroi	z^+ en $\frac{r}{D} = \{0, 0.5, 2.0\}$	$\frac{z_1}{D}$ en $\frac{r}{D} = \{0, 0.5, 2.0\}$
Mesh 1	35499	20	1 / 4 / 3×10^{-1}	1.65 / 1.81 / 2.05×10^{-4}
Mesh 2	107506	40	9 / 32 / 21×10^{-2}	1.13 / 1.32 / 1.52×10^{-4}
Mesh 3	289227	45	9 / 22 / 15×10^{-2}	6.94 / 9.21 / 10.7×10^{-5}

TABLE 3.1. – Caractéristiques des maillages utilisés pour les simulations EBRSM 2D axisymétriques

Avant de réaliser la simulation EBRSM, un pré-calcul est effectué avec un modèle $k-\varepsilon$ (variante Dutoya & Michard [25]) afin d'accélérer la convergence. Le flux de chaleur est d'abord calculé avec un modèle SGDh puis avec un modèle GGDh (Daly & Harlow [19]). Ce changement est effectué afin de garantir la stabilité de la reprise lors du changement $k-\varepsilon \rightarrow$ EBRSM.

3.2.2. Prévisions du modèle

Dans la suite de cette étude, l'adimensionnement de la vitesse moyenne est réalisé d'après la vitesse débitante (U_b). Les profils de tensions de Reynolds présentés concernent principalement la tension axiale \equiv normale à la paroi ($\overline{u'_z u'_z}$) ainsi que la tension radiale ($\overline{u'_r u'_r}$). Ce choix est motivé par plusieurs critères. Tout d'abord, les tensions $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ et $\overline{u'_r u'_z}$ sont peu documentées dans la littérature. L'aspect validation est donc limitée aux tensions radiales et axiales. Ensuite, l'intérêt principal de ces travaux porte sur la région d'impact. Or, cette dernière présente une turbulence axisymétrique (*i.e.* $\overline{u'_r u'_r} \approx \overline{u'_\theta u'_\theta}$) comme l'indiquent Nishino *et al.* [80]. Cette relation est d'autant plus vraie au voisinage de l'axe de révolution car la composante azimutale du tenseur de Reynolds

dégénère alors vers la composante radiale (*i.e.* $\overline{u'_r u'_r} \equiv \overline{u'_\theta u'_\theta}$). Ces corrélations sont mises sous forme adimensionnelle en les normalisant par U_b^2 . Les termes apparaissant dans les équations de transport des tensions de Reynolds sont, quant à eux, adimensionnés par D/U_b^3 .

Les prévisions dynamiques du modèle EBRSM sont évaluées sur les trois maillages considérés. L'étude porte en particulier sur les régions caractéristiques du jet, *i.e.* dans la région d'impact, la couche de mélange et le jet radial. Pour cela, les données sont extraites suivant des verticales situées en $r/D = \{0.05; 0.5; 2.0\}$ et sont comparées aux données de la littérature.

Les profils de vitesse moyenne dans les trois régions sont présentés sur la figure 3.6. Les résultats numériques sont superposés, ce qui atteste de la convergence en maillage de la solution moyenne. De plus, un bon accord est observé entre les simulations numériques et les données expérimentales.

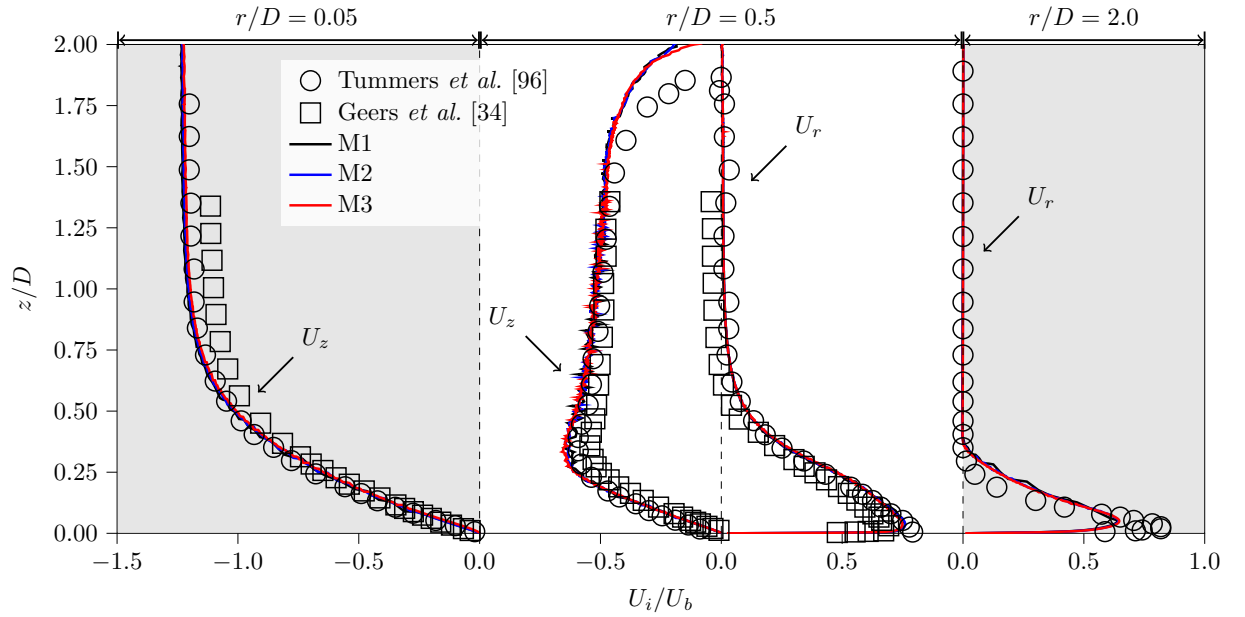


FIGURE 3.6. – Profils de vitesse dans le jet impactant ; de gauche à droite, $r/D = \{0.05, 0.5, 2.0\}$

Les résultats obtenus pour les tensions de Reynolds sont présentés sur les figures 3.7, 3.8 et 3.9¹. Une fois de plus, une convergence en maillage satisfaisante est obtenue, en particulier au voisinage de la paroi. Dans cette zone, les solutions sont parfaitement superposées. En revanche, une légère différence est observée dans le comportement de la couche de mélange : plus le maillage est fin, plus les niveaux de tensions de Reynolds prédits sont faibles. Cette différence est en partie liée à la discrétisation de la paroi de la buse avec des éléments triangulaires. Toutefois, ces écarts n'influencent pas le reste de l'écoulement. En effet, la région d'impact et le jet radial ne sont pas modifiés et un comportement similaire est obtenu dans la couche de mélange, pour une distance inférieure à $0.5D$ de la paroi. Aussi, la région d'intérêt reste la zone proche paroi. Par conséquent, il a été décidé de conserver le maillage intermédiaire (Mesh 2) pour la suite, car il permet d'obtenir des résultats très satisfaisants pour un coût réellement inférieur au maillage le plus fin. Le maillage grossier est écarté car il ne présente pas une discrétisation suffisante de la couche limite comme en témoigne la figure 3.9.

1. L'extraction des données est réalisée par une coupe dans le domaine de calcul, sans interpolation, ce qui conduit à des oscillations de la solution obtenue. Ce phénomène est particulièrement visible en $r/D = 0.5$ car la ligne de coupe passe par une ligne de construction du maillage (ligne de raffinement). La valeur prise en compte oscille donc entre les valeurs des différentes cellules. Ce phénomène s'atténue à l'approche de la région d'impact en raison de la courbure de la ligne de construction.

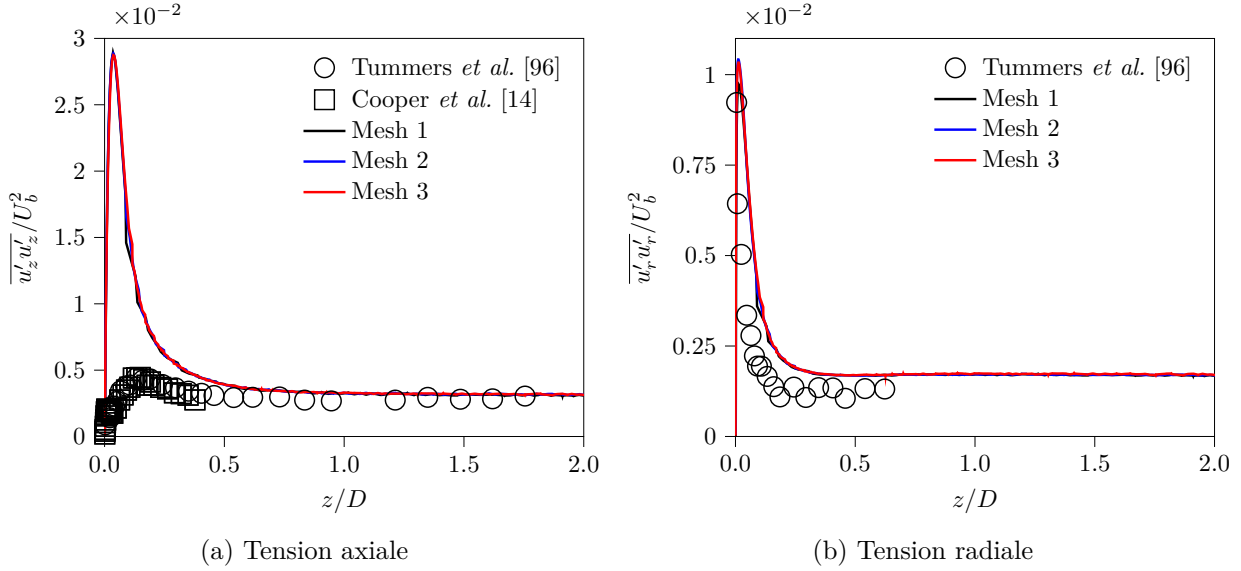


FIGURE 3.7. – Tensions de Reynolds évaluées par le modèle EBRSM près de l’axe de symétrie

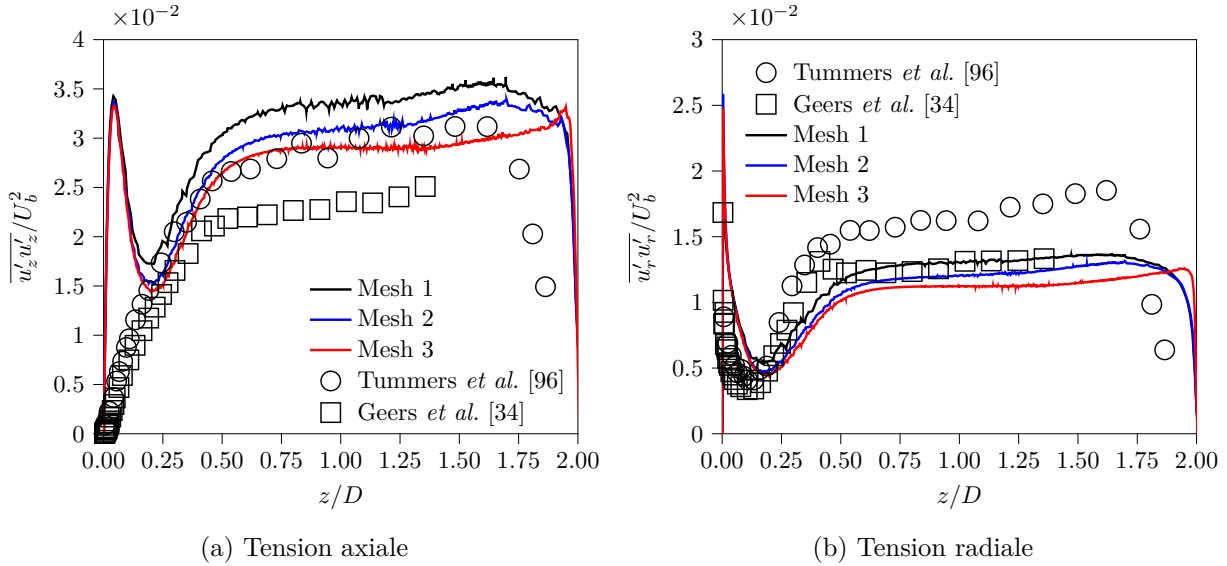


FIGURE 3.8. – Tensions de Reynolds évaluées par le modèle EBRSM dans la couche de mélange

Pour les tensions de Reynolds, les prévisions du modèle sont en accord avec les données expérimentales dans la couche de mélange et dans le jet radial. En revanche, l’amplitude des tensions axiales ($\overline{u'_z u'_z}$) est largement surestimée dans la région d’impact (jusqu’à 5 fois les niveaux attendus). Cette caractéristique est également visible à l’aplomb de la couche de mélange, au voisinage de la paroi. Ce phénomène typique des modèles RSM est notamment observé par Craft *et al.* [15] et Im *et al.* [50] pour différents modèles RSM (Gibson & Launder [36], SSG [91]). L’analyse des bilans obtenus à partir du modèle EBRSM, présentés sur la figure 3.10, traduit ce phénomène. Le bilan de l’équation de transport de $\overline{u'_z u'_z}$ fait apparaître un terme de production majeur. En effet, le fort ralentissement axial associé aux niveaux élevés de $\overline{u'_z u'_z}$ conduisent à une contribution importante du terme $-\overline{u'_z u'_z} \partial U_z / \partial z > 0$. La production est ainsi auto-entretenu par l’augmentation des niveaux de $\overline{u'_z u'_z}$, ce qui explique la surestimation récurrente de cette composante par les modèles au second-ordre. Une partie de l’énergie produite est transportée vers la paroi par convection et par diffusion turbulente. Le terme de redistribution joue également un rôle majeur, en particulier près de la paroi. Ces tendances sont conformes aux données fournies par Im *et al.* [50], pour divers modèles RSM. Le bilan de la composante radiale du tenseur de Reynolds est plus simple. L’énergie prélevée sur $\overline{u'_z u'_z}$ est redistribuée vers $\overline{u'_r u'_r}$. Toutes les autres contributions au bilan sont négatives à l’exception du voisinage extrême de la paroi, dans la sous-couche visqueuse.

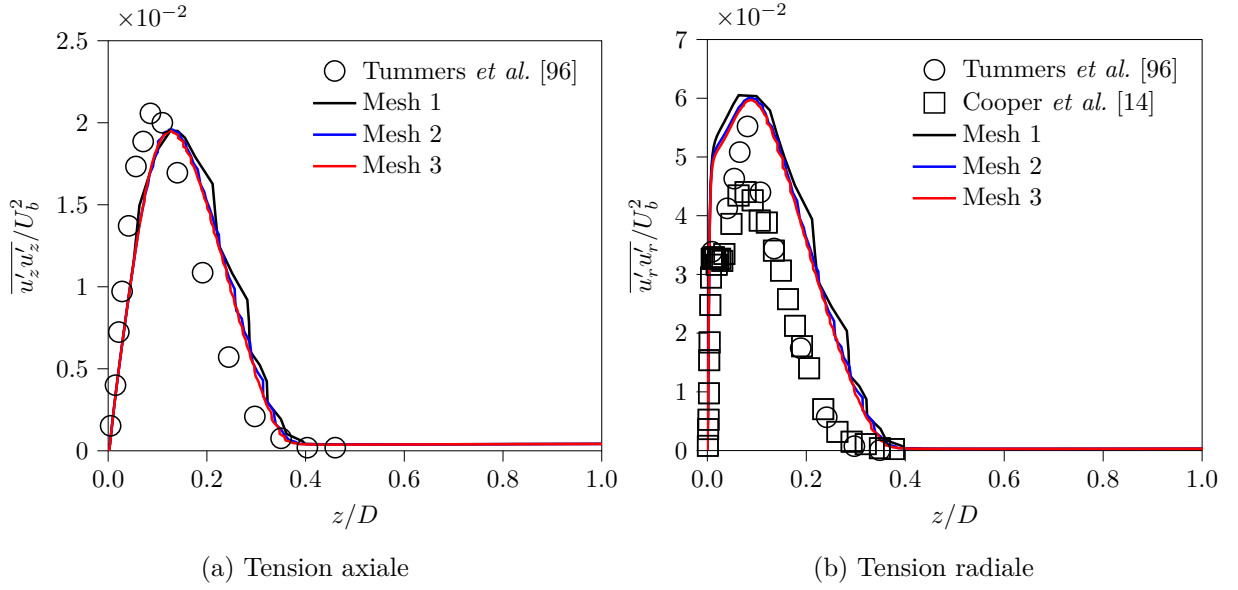


FIGURE 3.9. – Tensions de Reynolds évaluées par le modèle EBRSM dans le jet radial

L'analyse du bilan de $\overline{u'_z u'_z}$ met en lumière une incohérence dans la modélisation pariétale de la région d'impact. En effet, le modèle de paroi est construit de manière à respecter l'équilibre $\Pi_{zz} + D''_{zz} - \varepsilon_{zz} = 0$ donné par un développement asymptotique. Ce dernier est obtenu en sachant que la diffusion turbulente, la production et la convection sont d'un ordre inférieur. À l'impact, cette relation n'est pas vérifiée dans la zone d'influence du modèle de paroi (*i.e.* $[1 - \alpha^3]$ proche de 1). En effet, la figure 3.10a prouve que ces termes contribuent largement au bilan, en particulier la diffusion turbulente qui joue un rôle dominant aux côtés de la redistribution, dans la zone $(1 - \alpha^3) > 0.8$.

Dans la région d'impact, la modélisation GGDH adoptée pour les flux de chaleur turbulents est majoritairement pilotée par $\overline{u'_z u'_z}$. Ainsi, la surestimation de la tension normale à la paroi entraîne une surévaluation de 265% de la distribution pariétale du nombre de Nusselt (*cf.* figure 3.11). Le calcul spécifique de cette distribution est précisé en détail dans la section suivante. Une fois de plus, une très bonne convergence en maillage est obtenue pour le coefficient de transfert thermique, ce qui confirme que les écarts observés au niveau de la couche de mélange ont une influence mineure sur la solution au voisinage de la paroi. En effet, la variation maximale sur la distribution du nombre de Nusselt est inférieure à 5%, en $r/D = 1.45$.

3.2.3. Synthèse de la simulation EBRSM de référence

La simulation de référence pour le modèle EBRSM a été présentée dans cette section. La géométrie ainsi que les conditions limites du calcul sont présentées sur le schéma 3.5. Suite à l'étude de la convergence en maillage, le maillage intermédiaire (Mesh 2) est sélectionné. Ses caractéristiques sont rapportées dans le tableau 3.1. L'analyse des résultats montre un bon accord avec les données expérimentales à l'exception de la région d'impact. Dans cette zone, le modèle EBRSM surestime l'intensité des tensions de Reynolds axiales ainsi que la distribution pariétale du nombre de Nusselt. Ce comportement est en accord avec les données de la littérature pour l'ensemble des modèles RSM. Par conséquent, à l'instar de la correction de Craft & Launder [15], une modification de la modélisation au second ordre est nécessaire afin de représenter correctement le comportement aérothermique du jet dans la région d'impact. Ce point est développé dans les chapitres 5 et 6 de la démarche.

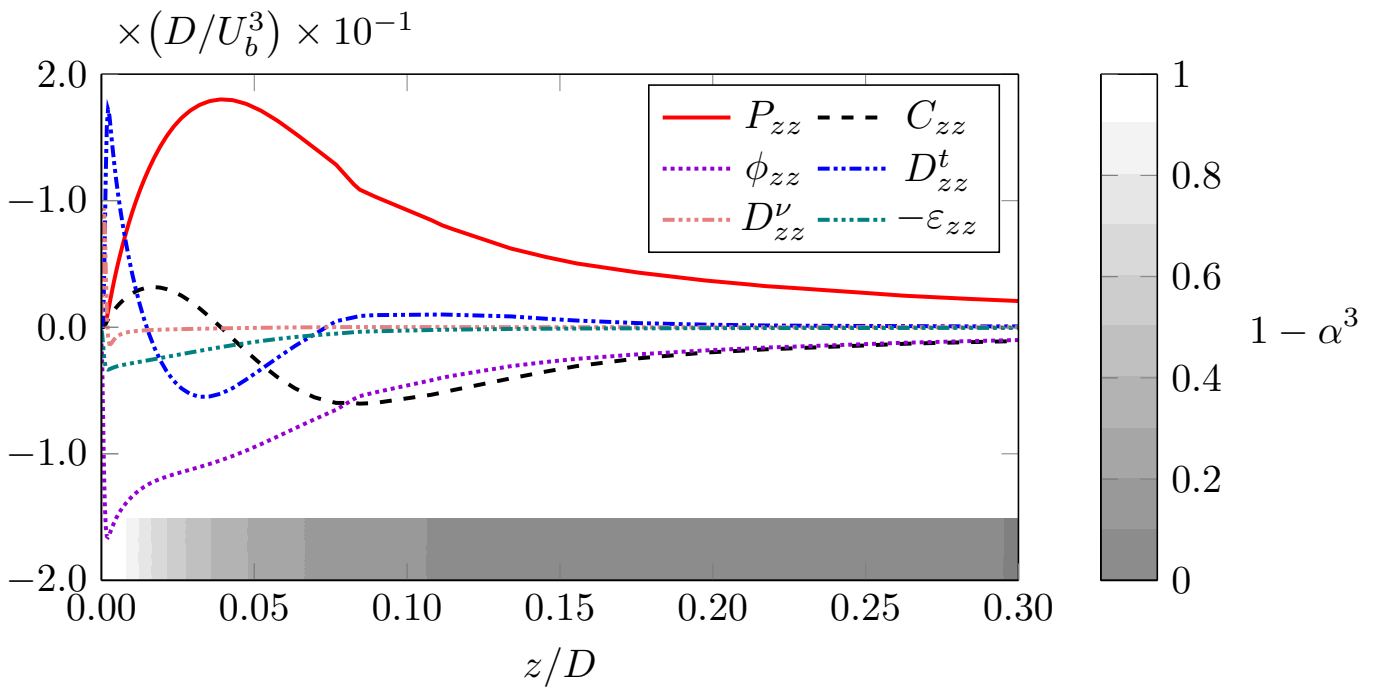
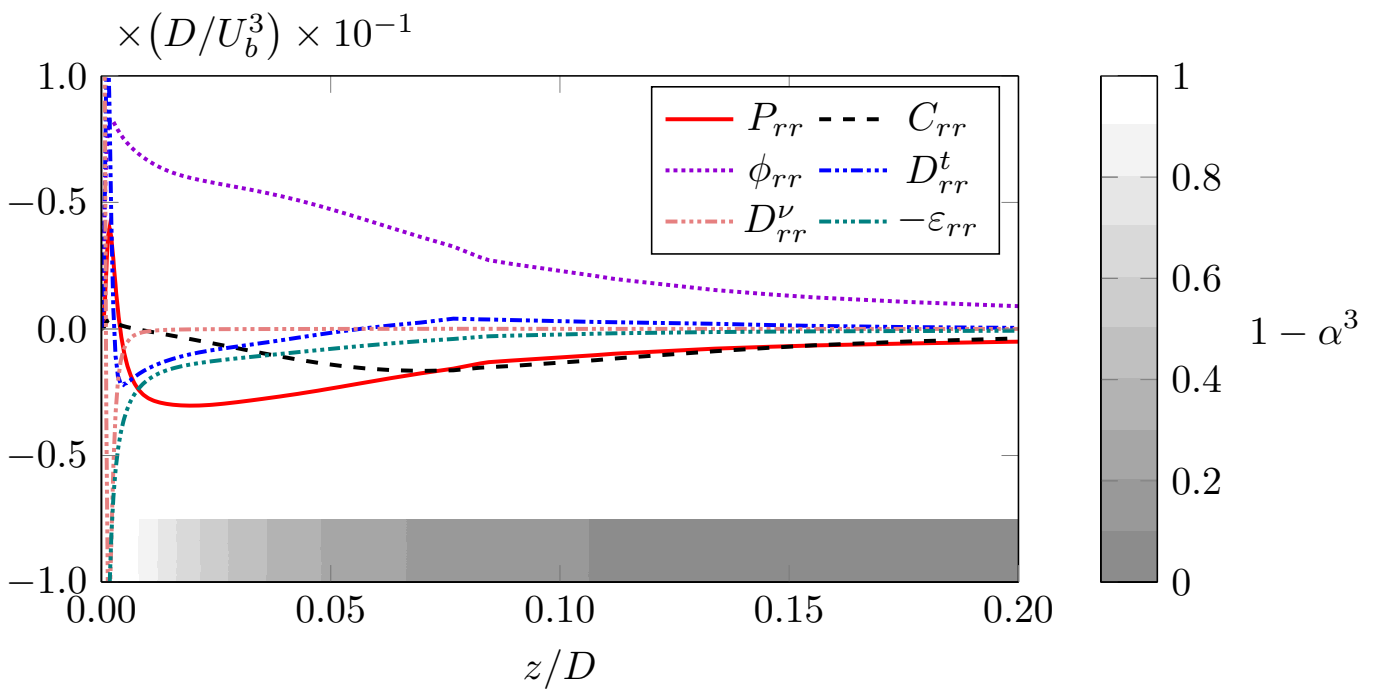

 (a) Bilan de la composante $\overline{u'_z u'_z}$ en $r/D = 0.1$

 (b) Bilan de la composante $\overline{u'_r u'_r}$ en $r/D = 0.1$

 FIGURE 3.10. – Termes du bilan des équations de transport des tensions de Reynolds évalués à partir du modèle EBRSM dans la région d'impact ($r/D = 0.1$), calcul effectué avec le maillage n°2

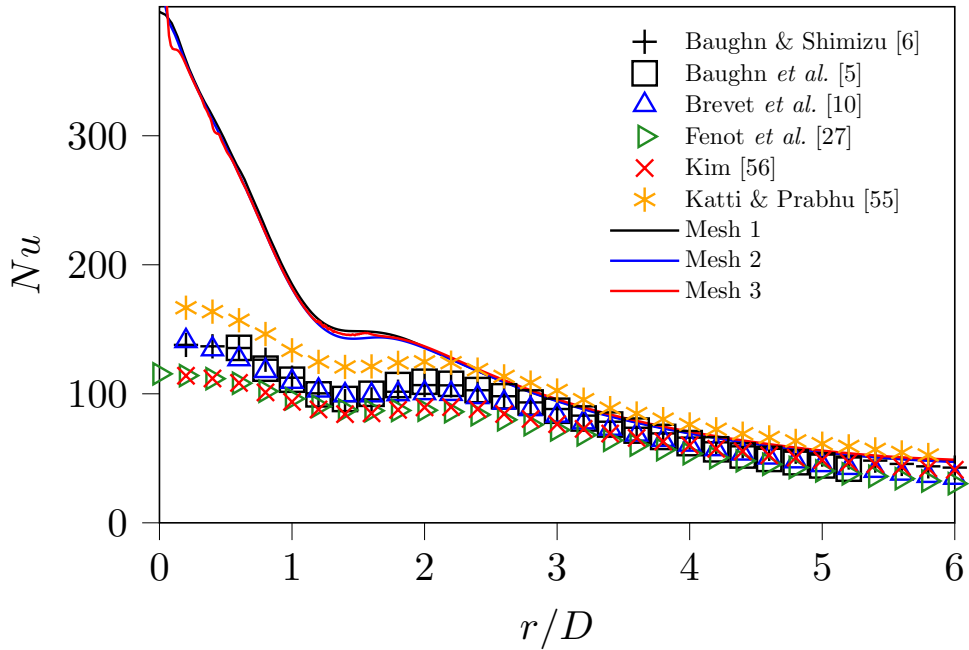


FIGURE 3.11. – Distribution pariétale du nombre de Nusselt évaluée par le modèle EBRSM

3.3. Estimation de la distribution pariétale du nombre de Nusselt

Dans la suite de ces travaux, le coefficient d'échange convectif à la paroi est estimé à partir de simulations RSM afin d'évaluer les effets des corrections dynamiques proposées sur la prévision thermique. Le coefficient d'échange thermique à la paroi [Eq. (1.15)] a été introduit dans le chapitre 1. Il caractérise le rapport entre le flux de chaleur pariétal (q) mesuré et le déséquilibre thermique ($\Delta T = T_w - T_{ref}$) entre la température de paroi (T_w) et une température de référence (T_{ref}). La mise sous forme adimensionnelle du coefficient d'échange thermique fait apparaître le nombre de Nusselt [Eq. (1.16)]. Comme pour le nombre de Reynolds, la longueur de référence choisie pour la configuration de jet impactant correspond au diamètre de sortie de buse (D). En combinant les équations (1.15) et (1.16), λ étant la conductivité thermique du fluide impactant la plaque plane, le nombre de Nusselt s'écrit

$$Nu = \frac{qD}{\lambda(T_w - T_{ref})}. \quad (3.9)$$

La valeur de T_{ref} est donc déterminante pour le calcul du coefficient d'échange de chaleur à la paroi. Ainsi, le premier objectif de cette section consiste à définir la bonne température de référence, de manière à obtenir une distribution du nombre de Nusselt unique, invariante avec la condition aux limites thermique imposée sur la paroi. La description de la méthode d'estimation de la température de référence (et donc du nombre de Nusselt) constitue un deuxième objectif. Un dernier point vise à analyser l'importance du choix réalisé pour le calcul de T_{ref} par rapport aux autres propositions de la littérature.

3.3.1. Discussion sur l'invariance du Nusselt avec la température de référence

L'estimation du coefficient d'échange repose sur l'hypothèse d'invariance de ce dernier avec le flux de chaleur ou la température, imposés au niveau de la paroi. Sous cette condition, la relation (3.9) montre qu'il existe une relation de proportionnalité entre le flux de chaleur local et le différentiel de température à la paroi. Par conséquent, q s'annule lorsque $\Delta T \rightarrow 0$, soit lorsque $T_w = T_{ref}$. Ainsi, la température de référence équivaut, par définition, à la température adiabatique de paroi (T_{ad}^w) \equiv température de récupération (T_r). Un développement mathématique est proposé par Kim [56] afin de démontrer l'indépendance du nombre de Nusselt ainsi obtenu avec les

différentes températures rencontrées sur la configuration d'impact (température statique du jet T_{jet}^s , température totale du jet $T_{jet}^{t,bulk} = T_{jet}^s + U_b^2/(2C_p)$, température ambiante T_∞ , température de la paroi T_w). Ce résultat est notamment confirmé par les études de Hollworth & Guero [48], Goldstein *et al.* [38] ou bien Fénot *et al.* [28].

Toutefois, l'estimation de la température de récupération est complexe. Par conséquent, la température du jet ou la température ambiante sont souvent choisies, comme dans les expériences de Baughn & Shimizu [6], de Lee *et al.* [61] et de Katti & Prabhu [55], ou bien dans l'étude numérique d'Aillaud *et al.* [2]. Une autre méthode envisagée consiste à réaliser une étude sur paroi adiabatique et de relever la température de paroi ainsi obtenue, soit $T_{w,q=0}$. Cette procédure est suivie par Brevet *et al.* [10] et Kim [56]. Sous l'hypothèse d'indépendance du nombre de Nusselt avec la condition aux limites thermique, la température de récupération peut être évaluée à partir d'un couple de deux mesures (q, T_w) , en résolvant le système obtenu d'après l'équation (3.9). Cependant, toutes ces méthodes ne permettent pas d'évaluer correctement la température de récupération. Ce point est mis en évidence par l'étude de Peck *et al.* [82]. À l'aide de simulations RANS d'un jet froid débouchant dans un écoulement chaud, les auteurs ont démontré que la température de récupération n'était pas égale à la température de paroi lorsque celle-ci était adiabatique, *i.e.* $T_r \neq T_{w,q=0}$. En effet, pour une température de paroi T_w fixée, le flux de chaleur pariétal q obtenu par la simulation ne s'annule pas à l'endroit où l'égalité $T_w = T_{w,q=0}$ est vérifiée. De plus, Peck *et al.* ont également mis en évidence la non-unicité de la température de récupération obtenue par résolution du système formé par la mesure de deux couples (q_i, T_{wi}) , $i = 1, 2$. Par conséquent, une méthode est proposée par les auteurs afin de résoudre le problème de l'estimation de T_r . L'idée consiste à réaliser une interpolation sur n couples (q_i, T_{wi}) afin de trouver la température de paroi qui annule le flux de chaleur.

La diversité des choix et des méthodes de calcul de la température de référence expliquent en partie les écarts observés dans les données de la littérature concernant l'estimation du coefficient d'échange de chaleur à la paroi (*cf.* figure 1.2).

3.3.2. Méthode de calcul sélectionnée

Les travaux de Peck *et al.* [82] mettent en évidence les difficultés rencontrées lors de l'estimation de la température de référence (température de récupération) entrant dans le calcul de la distribution du nombre de Nusselt au niveau d'une paroi. Une méthode d'interpolation est suggérée par les auteurs afin de résoudre ce problème. Dans ce qui suit, la méthode sélectionnée pour estimer le flux de chaleur consiste à approcher la distribution de n couples (q_i, T_{wi}) par une régression linéaire. Cette méthode, représentée sur le schéma 3.12, est notamment employée par Fénot *et al.* [29, 28, 27]. Elle permet d'obtenir directement la valeur de h au travers du coefficient directeur de la fonction affine et la température de récupération est estimée au point d'intersection avec l'axe des abscisses.

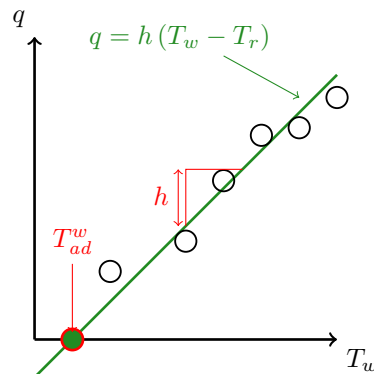


FIGURE 3.12. – Principe de fonctionnement de l'évaluation du coefficient d'échange de chaleur et de la température de référence en un point de la paroi

Cette méthode garantit l'unicité de la solution obtenue pour la distribution du nombre de Nusselt. Toutefois, elle repose sur l'hypothèse de linéarité du flux de chaleur avec le différentiel de température $T_w - T_r$. En particulier, cette hypothèse peut être mise en défaut lorsque la gamme des couples (q_i, T_{wi}) est très étendue, comme en témoignent les travaux de Peck *et al.* Il convient donc de réaliser une vérification *a posteriori* de la bonne approximation du nuage de points par la régression linéaire.

3.3.3. Application au cas de référence

Cette méthode est appliquée sur un ensemble de simulations EBRSM de la configuration d'étude (*cf.* section 3.2) pour 5 valeurs de flux comprises entre 1 000 et 10 000 W/m². Les températures de paroi obtenues s'échelonnent alors entre 300K et 380K comme illustré sur la figure 3.13. La régression linéaire, présentée en 3.3.2 est alors appliquée en chaque point r/D de la surface d'impact. À titre d'exemple, un tracé des couples (q_i, T_{wi}) et de la régression linéaire correspondante est présenté sur la figure 3.14 pour 3 localisations différentes au niveau de la surface.

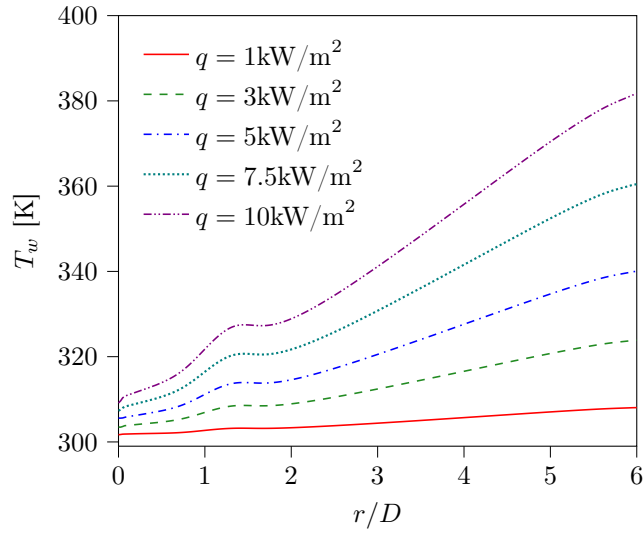


FIGURE 3.13. – Distribution de la température de paroi pour les différentes conditions limites thermiques

L'observation de la figure 3.14 montre une bonne linéarité entre le flux de chaleur et le différentiel de température $T_w - T_r$ sur la plage de flux considérée. Par conséquent, l'approche choisie est valide pour l'estimation de la distribution du nombre de Nusselt et de la température de référence. En se rapprochant de l'axe, soit vers les petites valeurs de r/D , une augmentation de la pente de la régression linéaire est observée. Ceci traduit directement l'augmentation du coefficient d'échange, à proximité de la région d'impact du jet. La température de récupération est évaluée à l'intersection avec l'axe des abscisses, lorsque le flux de chaleur s'annule. L'agrandissement présenté sur la figure 3.14 permet de mettre en évidence la variation de T_r avec la position radiale. Ainsi, la température de référence pour l'estimation de la distribution du nombre de Nusselt ne peut être constante. L'utilisation de la température du jet ou bien de la température ambiante n'est donc pas un choix valide.

Le choix $T_{ref} = T_{jet}$ ne permet pas l'obtention d'une unique valeur du nombre de Nusselt. Ce phénomène est observable sur la figure 3.15 qui représente les distributions du nombre de Nusselt (Nu^j) obtenues en prenant $T_{ref} = T_{jet}$, pour différentes valeurs du flux de chaleur. Le nombre de Nusselt (Nu^*) basé sur la température de paroi d'une simulation adiabatique ainsi que la distribution estimée d'après les régressions linéaires (Nu) sont aussi présentés. Il en ressort une forte variabilité du coefficient d'échange évalué dans la région d'impact suite à l'utilisation de la température du jet comme référence. Les écarts sont d'autant plus forts que le flux de chaleur

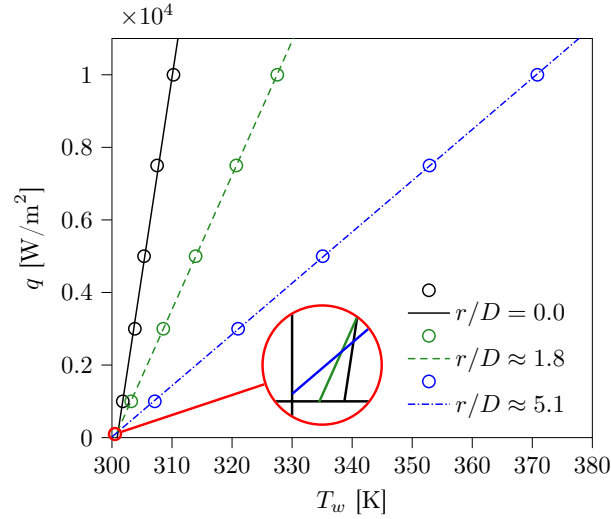


FIGURE 3.14. – Régressions linéaires dans le plan $(q; T_w)$ obtenues pour 3 valeurs de r/D d'après un ensemble de simulations EBRSM du jet impactant

imposé est faible : en raison du refroidissement important au niveau du point d'arrêt, la température de paroi est de l'ordre de 300K (*cf.* figure 3.13), ce qui induit une forte sensibilité du fait de la présence du rapport $1/\Delta T$ dans l'estimation de h . Avec des valeurs plus importantes du flux de chaleur, les courbes semblent converger vers la distribution obtenue par régression linéaire (Nu) du fait d'une température plus importante à l'impact, atténuant la singularité. De même, l'utilisation de la température d'une paroi adiabatique donne une distribution (Nu^*) similaire à celle obtenue par régression linéaire. En effet, l'analyse de la distribution des différentes températures (présentée sur la figure 3.16) montre un bon accord entre la température de récupération T_r et celle d'une paroi adiabatique $T_{w,q=0}$ dans la région d'impact. Toutefois, l'accord entre la température de récupération et la température obtenue sur paroi adiabatique disparaît au delà de $r/D = 1$, sans effet majeur sur la distribution du coefficient d'échange. Cet écart va dans le sens des résultats obtenus par Peck *et al.* [82], selon lesquels la température relevée sur une paroi adiabatique ne peut servir de référence pour le calcul du nombre de Nusselt car elle ne permet pas de retrouver $q = 0$ lorsque $\Delta T = 0$.

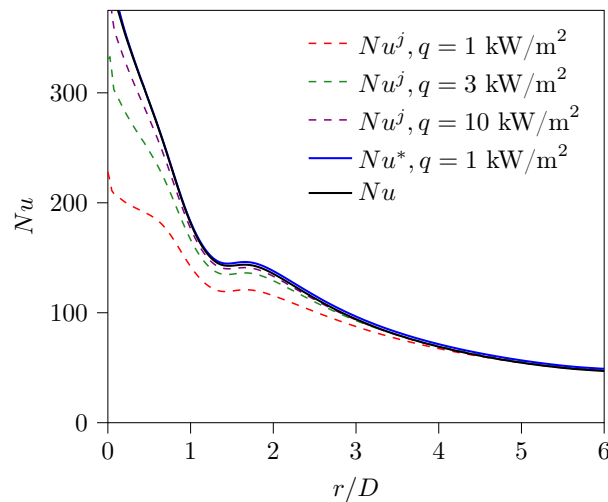


FIGURE 3.15. – Distributions du nombre de Nusselt estimé en utilisant $T_{ref} = T_{jet}$ pour différentes valeurs du flux de chaleur à la paroi, comparaison avec les profils estimés par régression linéaire et en utilisant $T_{ref} = T_{w,q=0}$.

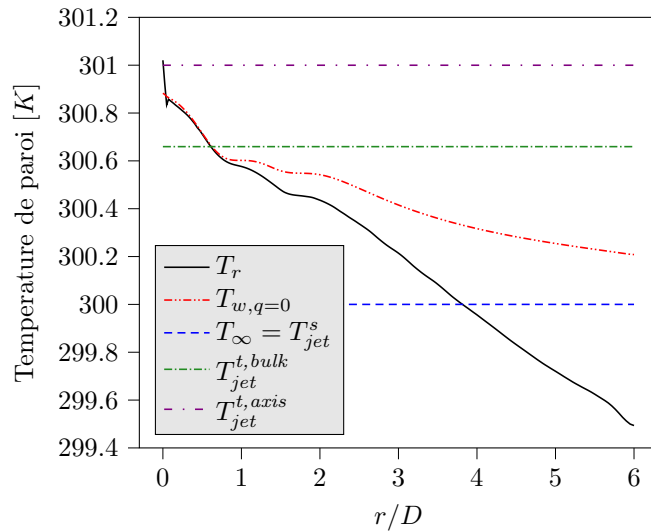


FIGURE 3.16. – Distributions des températures de références au niveau de la paroi obtenues par simulations EBRSM d'un jet impactant à $H/D = 2$ et $Re = 23\ 000$

3.3.4. Résultats de l'analyse des méthodes d'estimation

Cette analyse a permis de montrer que la méthode d'estimation du coefficient d'échange par régression linéaire était la plus appropriée pour le calcul de la distribution du coefficient d'échange thermique au niveau de la paroi. Il a été mis en évidence que la température du jet ne peut pas être utilisée car elle ne permet pas l'obtention d'une valeur unique pour le nombre de Nusselt, qui soit indépendante des conditions limites thermiques utilisées. Bien que les travaux de Peck *et al.* [82] soulignent que la température obtenue sur une paroi adiabatique n'est pas adaptée comme température de référence, la valeur du nombre de Nusselt basée sur cette température semble correspondre avec la distribution obtenue par régression linéaire. Toutefois, en accord avec la définition du nombre de Nusselt [*i.e.* Eq. (3.9)], la méthode d'estimation du coefficient d'échange par régression linéaire est conservée dans le cadre de ce travail de thèse. Néanmoins, il convient de garder en mémoire que, lorsque le rayon est grand, l'estimation de T_r est plus sensible au nombre de couples $(q_i, T_{w,i})$ utilisés pour la régression linéaire. En effet, sa valeur étant faible, un changement mineur dans l'estimation du coefficient d'échange entraîne alors une forte dérive de l'ordonnée à l'origine et donc de T_r . L'analyse de la valeur obtenue pour la température de récupération en périphérie du jet est donc périlleuse. Toutefois, il convient de rappeler que les écarts observés sur les distributions de température n'ont que peu d'influence sur l'estimation du Nusselt pour $r/D > 1$, comme en témoignent les distributions de Nu et Nu^* présentées sur la figure 3.15.

3.4. Détails de la reprise du calcul de P. Aillaud pour l'archivage des termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds

L'analyse des termes de l'équation de transport des tensions de Reynolds est effectuée au chapitre 4 via la simulation LES d'un jet impactant, suivant la configuration de Baughn & Shimizu ($H/D = 2$, $Re = 23\ 000$). Cette simulation s'appuie sur une reprise du calcul de P. Aillaud [1]. Ce choix a été effectué car la mise en place et la validation d'une simulation LES n'est pas au cœur de ces travaux de thèse et parce qu'elle est coûteuse en temps CPU et humain. Il a donc été choisi de s'appuyer sur la validation effectuée par Aillaud *et al.* [2]. L'objectif de cette section est de rappeler les caractéristiques principales du calcul en question et de caractériser les champs moyens obtenus pour vérifier le bon comportement de la nouvelle simulation. Ainsi, l'analyse des termes du bilan de l'équation de transport repose sur la validation préalable des champs moyens effectuée par Aillaud *et al.* et vérifiée dans cette section.

3.4.1. Code de calcul, domaine et conditions limites

La mise en données du calcul est réalisée pour le code AVBP. Il s'agit d'un solveur LES développé au CERFACS et adapté à la simulation d'écoulements compressibles et réactifs. Ce dernier est mis en œuvre pour des calculs massivement parallèles, sur des maillages non-structurés. Il s'appuie sur une discrétisation en volumes finis basée sur le formalisme *cell-vertex*. L'intégration du terme convectif s'appuie sur une approche *Two-step Taylor-Galerkin* (TTGC - Colin & Rudgyard [12]) tandis que les termes diffusifs sont calculés d'après une méthode de type Galerkin. La précision des schémas numériques est d'ordre 3 en espace et en temps pour le terme convectif et d'ordre 2 pour le terme diffusif. La prise en compte de la partie non-résolue du spectre turbulent se fait via un modèle de sous-maille. Pour ces travaux, le modèle WALE (*Wall Adapting Local Eddy-viscosity*, Nicoud & Ducros [78]) est adopté. Ce dernier a été spécialement conçu pour améliorer le comportement de la viscosité de sous-maille à proximité de la paroi, par rapport à un modèle de Smagorinsky classique. De plus, la fermeture du flux de chaleur turbulent est réalisée en s'appuyant sur une modélisation en simple gradient, *i.e.* SGDH [*cf.* Eq. (2.18)], avec un nombre de Prandtl turbulent constant.

Le cas d'étude consiste en un jet rond (axisymétrique), issu d'une conduite cylindrique, et impactant normalement une plaque plane située à deux diamètres de la buse. Le Reynolds de l'écoulement est fixé à 23 000. Le domaine de calcul s'appuie sur une géométrie 3D, axisymétrique. Sa hauteur est fixée à deux diamètres et il s'étend radialement sur trois diamètres. La buse est également prise en compte deux diamètres en amont de la sortie. Le schéma 3.17 correspond à une représentation du domaine 3D axisymétrique (en coupe 2D) ainsi que des conditions limites associées à chaque frontière.

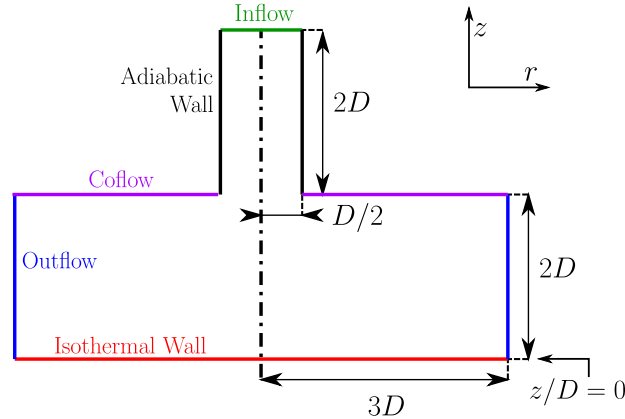


FIGURE 3.17. – Schématisation du domaine et conditions limites utilisés pour la simulation LES

La condition d'entrée s'appuie sur les travaux de Lodato *et al.* [64] qui assimilent la vitesse moyenne de l'écoulement de conduite pleinement développé à un profil en puissance donné par

$$\frac{U(r)}{U(r=0)} = \left(1 - \frac{2r}{D}\right)^{1/7.23}. \quad (3.10)$$

La valeur de l'exposant (1/7.23) est fixée de manière à obtenir le profil pleinement développé au Reynolds de 23 000. La vitesse $U(r=0)$ est également choisie de manière à obtenir une vitesse moyenne ($U_b = 32.8$ m/s) compatible avec le Reynolds considéré. La nombre de Mach de l'écoulement vaut alors $M \approx 0.1$. Pour obtenir un écoulement turbulent, des fluctuations de vitesses isotropes sont superposées au champ moyen. L'algorithme se base sur la méthode de Kraichnan [57], permettant de générer des fluctuations de vitesse, d'intensité $\overline{u'^2}$, en suivant le spectre de Passot-Pouquet,

$$E(k) = 16\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\overline{u'^2}}{\mathbf{k}_0} \left(\frac{\mathbf{k}}{\mathbf{k}_0}\right)^4 e^{-2(\mathbf{k}/\mathbf{k}_0)^2}. \quad (3.11)$$

Ce dernier représente une approximation du spectre turbulent, avec une cascade énergétique des grandes échelles (pic au nombre d'onde $k = k_0$) vers les échelles de plus petite taille. Le caractère turbulent de l'écoulement au centre de la conduite est vérifié par la suite. Cette condition d'entrée s'appuie sur le formalisme NSCBC (*Navier-Stokes Characteristic Boundary Conditions*) afin de limiter son influence sur l'écoulement turbulent. Une condition d'entrée secondaire non turbulente ("*Coflow*") est imposée au niveau de la frontière supérieure du domaine. Cette condition a pour but de stabiliser le calcul, en particulier du point de vue de l'évacuation des structures tourbillonnaires générées par l'écoulement. L'influence du *Coflow* a été vérifiée par Aillaud *et al.* [2] et une valeur de 5% de la vitesse débitante est préconisée pour le calcul. La pression atmosphérique est imposée au niveau de la sortie (*Outflow condition*). Le caractère non-réfléctif de cette condition limite s'appuie sur les travaux de Granet *et al.* [39]. La buse d'éjection est cylindrique et centrée autour de l'axe z en $r = 0$. Sa paroi est considérée comme adiabatique. La paroi d'impact est disposée perpendiculairement à l'axe de symétrie, en $z = 0$. Elle est maintenue à une température constante égale à $330K$.

Une étude de convergence en maillage a été effectuée par Aillaud *et al.* [2]. Le premier calcul se base sur une discrétisation du domaine en 21 millions de volumes. La résolution en paroi ainsi obtenue est telle que $z^+ \in [2; 5]$ pour la direction normale à la paroi et $r^+ \in [8; 40]$ dans la direction radiale. Le second maillage utilisé est plus fin et se compose de 42 millions de volumes. En paroi, le raffinement est compris dans les intervalles $z^+ \in [1; 3.5]$ pour la direction normale et $r^+ \in [5; 20]$ pour la direction radiale. Il a été montré que les résultats obtenus étaient similaires avec les deux maillages pour l'ensemble des champs moyens. La seule différence notable observée étant la variabilité de la composante $\overline{u'_z u'_z}$ du tenseur de Reynolds, en $r/D = 1.0$ uniquement. Aillaud *et al.* ont également étudié l'influence du modèle de sous-maille sur la solution. Les auteurs affirment que les résultats obtenus avec le modèle WALE et le modèle σ (Nicoud *et al.* [79]) sont en bon accord avec moins de 10% de différence sur les tensions de Reynolds. De même, l'influence sur le frottement pariétal et sur le coefficient de transfert thermique est négligeable. Ces conclusions montrent que le modèle de sous-maille a un effet négligeable, en particulier dans la région d'impact et au voisinage de la paroi. Par conséquent, l'utilisation de cette simulation est justifiée pour l'étude des termes des bilans des équations de transport des tensions de Reynolds, présentée au chapitre 4.

La reprise du calcul d'Aillaud *et al.* est effectuée en changeant la condition limite thermique pour la paroi d'impact. La température de cette dernière est abaissée à $300K$, soit la température du jet. Cette modification a pour but de limiter les variations thermiques à proximité de la paroi afin de maintenir $\nabla \cdot \underline{u} \approx 0$. Cette contrainte est nécessaire pour évaluer correctement les termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds, en particulier les termes de redistribution [*cf.* Eq. (1.11c)], dans le cadre d'un écoulement incompressible. À part cette différence de $30K$, les deux simulations sont identiques (du point de vue des conditions aux limites et du maillage utilisé). L'intégration temporelle pour le calcul des moyennes est effectué sur 280 000 itérations (avec $dt = 3.85 \times 10^{-7}s$), ce qui correspond à 17.68 fois le temps convectif basé sur la vitesse et la distance buse-paroi ($\tau_{conv} = H/U_b$).

Une comparaison des profils de vitesse moyenne et des tensions de Reynolds est présentée sur les figures 3.18 et 3.19. Un bon accord est constaté entre le calcul de reprise et la simulation d'Aillaud *et al.* Toutefois, une variabilité est observée sur la corrélation $\overline{u'_z u'_z}$ (*cf.* figure 3.19b). Cet écart apparaît aux temps longs et semble dû à une augmentation du cisaillement dans la couche de mélange, en raison d'une relaxation de la valeur du *coflow*². L'augmentation du gradient de vitesse radial se traduit alors par une production plus importante de la composante axiale du tenseur de Reynolds, d'où l'augmentation de l'intensité de la turbulence. Pour un temps d'intégration plus

2. L'augmentation du cisaillement est lié à une variation du *coflow*. Ce dernier passe de 5% à environ 2% de la vitesse débitante. Cette variation semble faire suite à l'interaction de tourbillons résiduels avec la condition limite au niveau de la jonction entre le *coflow* et la sortie.

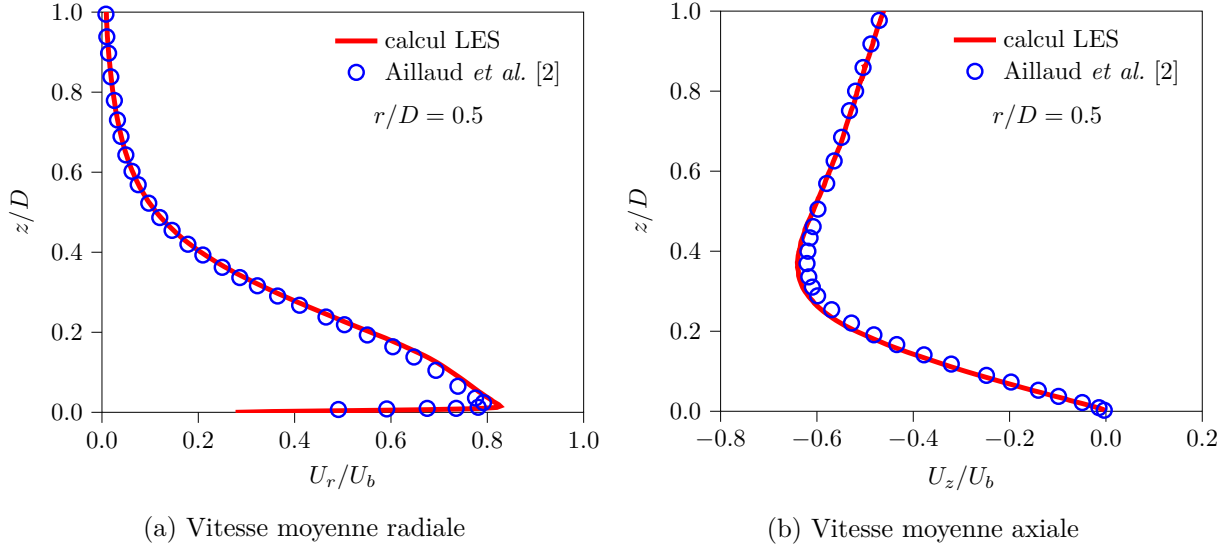


FIGURE 3.18. – Profils de vitesse moyenne issus du calcul LES et données d’Aillaud *et al.* [2] pour $r/D = 0.5$

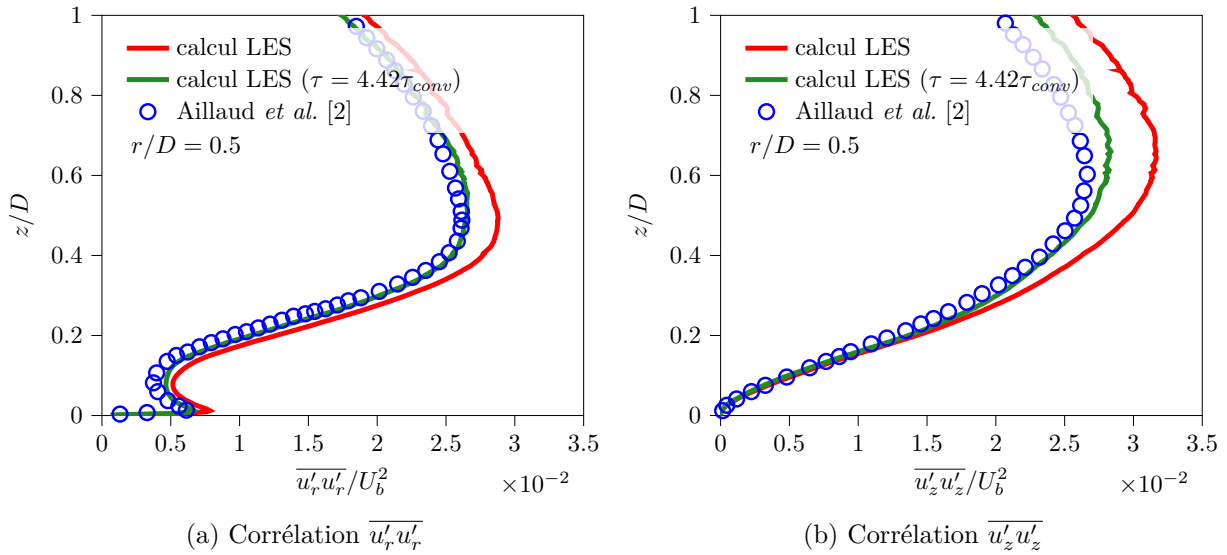


FIGURE 3.19. – Profils des tensions de Reynolds issus du calcul LES et données d’Aillaud *et al.* [2] pour $r/D = 0.5$

court ($\tau = 4.42\tau_{conv}$), cet effet ne semble pas visible (*cf.* courbes vertes sur la figure 3.19). Dans les deux cas, l’accord entre les deux simulations reste très satisfaisant pour l’ensemble des champs moyens obtenus. L’écoulement étant similaire pour les deux simulations, les structures générées sont supposées comparables. La convergence en maillage réalisée par Aillaud *et al.* se transpose donc à cette nouvelle simulation.

3.4.2. Écoulement moyen dans le cœur du jet

Comme cette étude s’intéresse particulièrement à l’écoulement dans la région d’impact, il est important de s’assurer que l’écoulement qui arrive sur la plaque est bien représentatif de la physique de la configuration. La figure 3.20 donne une information sur les grandeurs moyennes en amont (à $z/D = 1.0$) de la surface d’impact. La vitesse axiale conserve la forme caractéristique d’une loi en puissance, donnée par la condition d’entrée, malgré le développement de la couche de mélange autour de $r/D = 0.5$. Une augmentation significative de l’intensité turbulente est également constatée dans cette zone, avec des valeurs importantes pour les tensions de Reynolds, la composante axiale ($\overline{u'_z u'_z}$) étant majoritaire. Les intensités diminuent fortement dans le cœur du jet mais l’écoulement y reste turbulent.

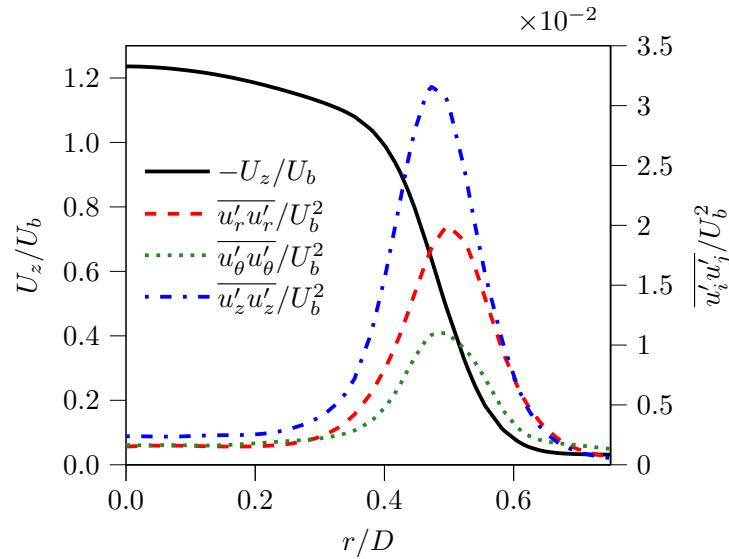


FIGURE 3.20. – Profils de vitesse axiale et des tensions de Reynolds dans le cœur du jet à $z/D = 1.0$, obtenus par simulation LES

Les résultats obtenus par la simulation LES sont validés par comparaison expérimentale. La figure 3.21 montre les profils de vitesse moyenne et de tensions de Reynolds le long de l'axe du jet, pour $z/D \in [0.0; 1.0]$. Les mesures de Cooper *et al.* [14], Geers *et al.* [34] et Tummers *et al.* [96] sont présentées pour comparaison. Afin de faciliter la lecture, les données de Geers *et al.* ne sont pas représentées sur la figure 3.21b. En effet, celles-ci sont confondues avec les données de Tummers *et al.* Les profils sont en bon accord avec les données expérimentales. La décroissance de la vitesse moyenne ainsi que l'atténuation proche paroi de la composante $u'_z u'_z$ sont bien reproduites, tout comme la présence du pic de $u'_r u'_r$ au voisinage de la paroi.

La figure 3.21b permet de vérifier que les niveaux de turbulence obtenus en amont de l'impact (aussi représentés sur la figure 3.20) sont en accord avec les données de la littérature. Un taux de turbulence ($I = (\overline{u'_i u'_i})^{0.5} / U_b$) d'environ 5% est obtenu pour $z/D = 1.0$. Ce taux correspond à la condition aux limites imposée au niveau de l'entrée du domaine de calcul. De plus, les niveaux d'énergie obtenus correspondent de près aux valeurs relevées par Tummers *et al.* Ce résultat montre que la condition d'entrée du domaine est consistante avec la solution de l'écoulement dans une conduite cylindrique.

3.4.3. Résultats de l'analyse des champs moyen

L'analyse des champs moyens permet la caractérisation de l'écoulement en amont de la région d'impact. Il est vérifié que l'écoulement reste turbulent dans le cœur du jet, de la condition d'entrée jusqu'au point d'arrêt. En particulier, le profil de vitesse axiale et les niveaux d'intensité turbulente reproduits par la simulation sont en bon accord avec les données expérimentales. De plus, la concordance des profils issus du calcul de reprise avec ceux obtenus par Aillaud *et al.* [2] assure que la convergence en maillage vérifiée par Aillaud *et al.* s'applique à la simulation réalisée au cours de ces travaux de thèse. L'ensemble de ces points permettent de vérifier le bon comportement du calcul de reprise effectué. Il est donc envisageable d'évaluer les termes de l'équation de transport pour les tensions de Reynolds en se basant sur ce calcul. La mise en place de l'archivage de ces termes dans le code LES ainsi que le post-traitement et l'analyse des résultats obtenus sont détaillés dans le chapitre 4. Ces travaux ont également fait l'objet d'une publication dans la revue *Physics of Fluids* (Colombié *et al.* [13]).

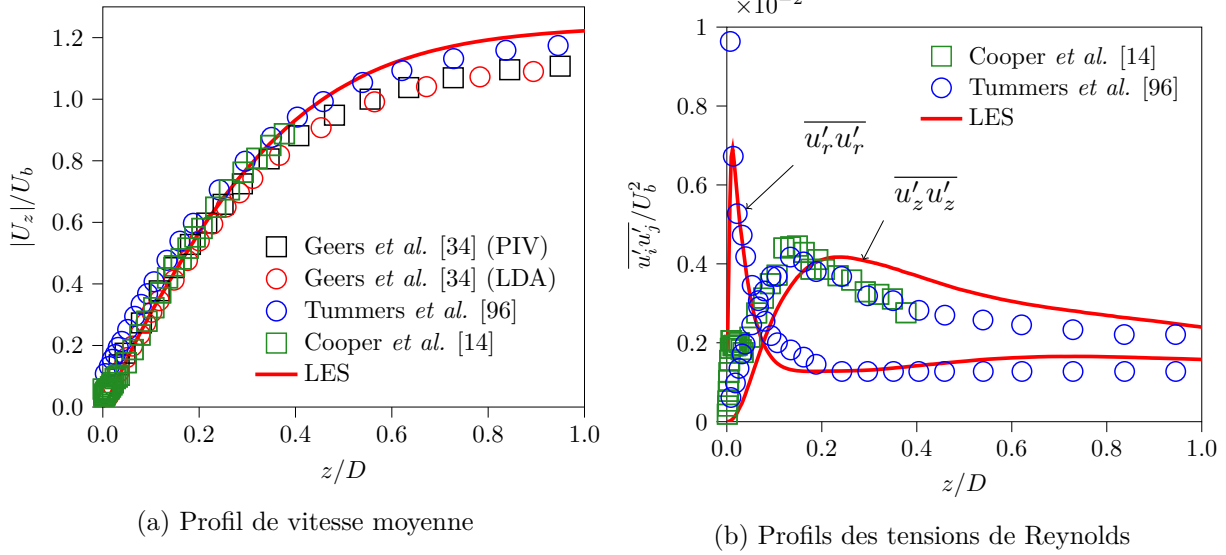


FIGURE 3.21. – Comparaison des profils moyens issus de la LES avec les mesures expérimentales [14, 34, 96], le long de l'axe de symétrie du jet

Bilan

Ce chapitre a permis d'introduire les objectifs fixés pour ce travail de thèse. En particulier, il s'agit de proposer une correction et/ou un modèle de turbulence adaptés à la région d'impact d'un jet, afin d'améliorer la prévision dynamique et thermique de cette zone. Une étape essentielle consiste à analyser les termes intervenant dans les bilans des équations de transport des tensions de Reynolds.

Pour cela, plusieurs outils sont utilisés. Le modèle de référence (l'EBSM de Manceau [70]) est d'abord présenté. La bonne mise en œuvre du modèle dans CEDRE est vérifiée par comparaison avec un code EBSM de référence ainsi qu'avec la version du modèle intégrée dans Code_Saturne. La mise en place de l'archivage des termes modélisés permet également une meilleure compréhension de la dynamique du modèle. La fonctionnalité axisymétrique est modifiée et vérifiée (développement pour les modèles RSM), afin de permettre la simulation de référence de la configuration de jet impactant. Celle-ci est décrite dans la section 3.2. La géométrie et les différents maillages utilisés sont présentés. Le choix se porte sur le maillage intermédiaire, permettant l'obtention de résultats satisfaisants, en particulier dans la région d'impact, pour un coût relativement faible. La surévaluation des transferts de chaleur au voisinage du point d'arrêt est mise en lumière et expliquée par la surestimation de $\overline{u'_z u'_z}$, en accord avec la littérature. L'analyse des termes du bilan de l'équation de transport de cette composante met en évidence l'effet du terme de production à l'origine du pic de $\overline{u'_z u'_z}$ au voisinage de la paroi. Pour corriger ce phénomène, une simulation résolue (LES) est mise en œuvre. Celle-ci a pour but de cibler les pistes d'amélioration de la modélisation afin de répondre aux objectifs. Les détails de la simulation sont présentés dans la section 3.4 et l'analyse des résultats fait l'objet du chapitre suivant.

Bilan des tensions de Reynolds dans la zone d'impact du jet

L'objectif de ce travail de thèse consiste à améliorer la prévision aérothermique par les modèles RSM de la configuration de jet impactant sur une plaque plane. L'intérêt se porte en particulier sur un cas de référence de la littérature : le jet débouchant à $Re = 23\,000$ à une distance $H = 2D$ de la surface d'impact, popularisé par les travaux de Baughn & Shimizu [6]. L'étude du comportement des termes composant l'équation de transport des tensions de Reynolds joue un rôle majeur dans le développement des modèles RSM et des modifications éventuelles à proposer pour atteindre l'objectif visé. Toutefois, l'analyse de l'état de l'art montre qu'il existe relativement peu d'informations concernant les termes du bilan des équations de transport des tensions de Reynolds (équations RST - *Reynolds Stress Transport equations*), dans la zone d'impact de jets, en particulier pour de faibles rapports H/D . Ainsi, l'objectif de ce chapitre consiste à mettre en évidence les mécanismes dominants dans le bilan des équations RST au niveau de l'impact, pour la configuration de Baughn & Shimizu. Cette analyse a pour but d'améliorer la fermeture des équations de transport des tensions de Reynolds par la proposition de modifications de la modélisation RSM, comme celles présentées dans les chapitres 5 et 6.

Pour répondre à cette problématique, il a été choisi de s'appuyer sur une simulation instationnaire, afin d'archiver directement les termes du bilan au second ordre. La validation et les détails de ce calcul ont été présentés dans la section 3.4. Ainsi, ce chapitre se concentre uniquement sur les termes du bilan des équations RST. Le post-traitement de ces données vise à déterminer les phénomènes majeurs à l'origine de la création et des transferts d'énergie dans la région d'impact. L'analyse de la cohérence des modèles avec les termes obtenus par la simulation est effectuée, ce qui permet de tracer une ligne directrice pour l'amélioration de la modélisation de la turbulence, et en particulier des modèles RSM. Les principaux résultats présentés dans ce chapitre ont également fait l'objet d'une publication dans la revue *Physics of Fluids* (Colombié *et al.* [13]).

Sommaire

4.1. Méthodologie sélectionnée pour l'obtention des termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds	58
4.2. Mise en place de l'archivage et du post-traitement des termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds	58
4.3. Vérification de la convergence statistique des termes de bilan	62
4.4. Évaluation des termes dominants l'équation de transport des tensions de Reynolds dans la région d'impact du jet	64
4.4.1. Représentativité du bilan estimé par simulation LES	64
4.4.2. Échanges d'énergie entre les termes dominants du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds dans la région d'impact	74
4.4.3. Analyse des transferts énergétiques dans la région d'impact	78
4.4.4. Cartographie des régions vérifiant l'équilibre $\Pi_{ij} \approx C_{ij} - P_{ij}$	79
4.5. Analyse de la modélisation des termes dominants dans les bilans des tensions de Reynolds	80

4.1. Méthodologie sélectionnée pour l'obtention des termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds

L'obtention des termes du bilan des équations RST est nécessaire pour l'amélioration de la prévision aérothermique par les modèles au second ordre. Cependant, l'accès à ces données est soumis à un nombre important de contraintes qui conditionnent le choix de la méthode sélectionnée pour atteindre cet objectif. En particulier, le temps de restitution et le coût matériel et humain sont des critères importants. En effet, cette étude doit s'intégrer aux travaux de thèse sans pénaliser les aspects de modélisation.

L'approche numérique via une simulation instationnaire est privilégiée car elle permet d'accéder facilement et de manière précise à l'ensemble des champs (vitesse, pression, masse volumique, *etc.*), en tout point de l'espace et en chaque instant simulé. Cela permet donc d'évaluer les termes souhaités pour l'analyse du bilan de manière relativement directe. Au contraire, la mise en place d'une expérimentation comporte des limitations importantes. En particulier, la mesure des termes faisant intervenir une corrélation avec la pression fluctuante [*i.e.* ϕ_{ij} et D_{ij}^p , *cf.* Eq. (1.11)] est très complexe à instrumenter, ce qui rend l'analyse difficile. Ainsi, dans leur étude expérimentale, Shekhar & Nishino [87] soulignent l'intérêt de la simulation numérique pour l'analyse des termes de pression.

Parmi les méthodes numériques disponibles, les contraintes associées à cette étude ont conduit au choix de la simulation des grandes échelles (LES) pour résoudre l'écoulement. Le temps de restitution étant un critère majeur pour la décision, la simulation numérique directe (DNS) a été écartée. En effet, la méthode LES est moins coûteuse et plus rapide qu'une simulation DNS en raison du nombre de cellules utilisé pour discrétiser le domaine. Dans le cadre d'une coopération avec le CERFACS, il a été possible d'effectuer une reprise du calcul de P. Aillaud [1], dont la validation des grandeurs au premier ordre (\overline{U}_i , $\overline{u'_i u'_j}$, Nu , C_f : coefficient de frottement) a fait l'objet d'une publication [2]. Dans cette étude, une convergence en maillage est réalisée ainsi qu'une analyse de la sensibilité de la solution au modèle de sous-maille (*cf.* section 3.4). Son influence est faible, en particulier dans les zones d'intérêt, ce qui justifie l'utilisation de cette LES comme base de travail pour l'étude des bilans sur la configuration de jet impactant. De plus, la disponibilité de la mise en données et du code de calcul (AVBP) ainsi que l'accès aux sources du code ont largement contribué à la sélection de ce cas pour ce travail d'analyse.

Ainsi, pour répondre à l'objectif fixé, il a été choisi de réaliser une simulation LES afin d'archiver les termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds. Pour cela, une reprise (*cf.* section 3.4) du calcul réalisé par Aillaud *et al.* est effectuée et analysée. La description des méthodes d'archivage et de post-traitement des bilans obtenus par la simulation fait l'objet de la section suivante.

4.2. Mise en place de l'archivage et du post-traitement des termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds

La compréhension et l'analyse de la physique de la région d'impact se basent sur une étude des termes dominants dans le bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds [Eq. (1.9)]. Dans ce but, l'archivage des corrélations intervenant dans les équations (1.11a - 1.11g) est mis en place dans le code AVBP et le post-traitement associé (détaillé dans cette section) est développé en s'appuyant sur la librairie Antares (modules python développés par le CERFACS).

Traitement des effets visqueux

L'utilisation d'un modèle de sous-maille dans le calcul LES induit l'apparition d'un filtrage sur les grandeurs instantanées. La partie non résolue du spectre est alors prise en compte via la

viscosité de sous-maille. L'analyse des résultats obtenus pour les champs moyens (*cf.* chapitre 3, section 3.4) confirme que les termes exacts (*i.e.* production, convection et diffusion visqueuse) seront correctement calculés, en particulier dans la région d'impact, où l'accord entre le calcul et les données expérimentales est très satisfaisant. Par ailleurs, les travaux d'Aillaud *et al.* sur la convergence en maillage, ainsi que sur l'impact du modèle de sous-maille, prouvent que l'écoulement est suffisamment résolu pour que l'effet de la modélisation soit négligeable pour ces termes. De plus, l'influence du filtrage sur les termes dominants dans le bilan de l'équation de transport (1.9) est supposée faible car l'énergie est principalement transportée par les grandes échelles. Néanmoins, cette hypothèse implique que le modèle de sous-maille influe sur l'estimation de la dissipation calculée d'après l'équation (1.11g), car ce terme est conditionné par les échelles les plus petites et n'est donc pas correctement résolu. Enfin, l'utilisation d'une viscosité de sous-maille dans le calcul fait aussi apparaître deux termes supplémentaires au bilan des tensions de Reynolds résolues. Ces termes,

$$D_{ij}^{\nu_t} = \frac{\partial}{\partial x_l} \left[u'_i \sigma_{jl}^{\nu_t'} + u'_j \sigma_{il}^{\nu_t'} \right] : \text{Diffusion de sous-maille}, \quad (4.1a)$$

$$\varepsilon_{ij}^{\nu_t} = \overline{\sigma_{il}^{\nu_t'} \frac{\partial u'_j}{\partial x_l}} + \overline{\sigma_{jl}^{\nu_t'} \frac{\partial u'_i}{\partial x_l}} : \text{Dissipation de sous-maille}, \quad (4.1b)$$

qui s'appuient sur le tenseur des contraintes $\sigma_{ij}^{\nu_t}$ lié à la viscosité de sous-maille, doivent être également pris en compte dans l'archivage du bilan. De manière analogue au terme de dissipation ε_{ij} , la dissipation de sous-maille $\varepsilon_{ij}^{\nu_t}$ joue au niveau des plus petites échelles résolues. Afin d'éliminer l'incertitude liée à l'estimation des termes dissipatifs, il a été choisi de les déterminer comme le terme permettant de ramener l'équilibre du bilan à zéro.

Les termes de diffusion visqueuse sont négligeables dans l'intégralité de l'écoulement, en dehors de la zone très proche paroi. Dans cette zone, ils équilibrent principalement la dissipation. Ainsi, pour simplifier l'étude qui suit, ces termes (D_{ij}^{ν} et $D_{ij}^{\nu_t}$) sont regroupés avec les termes de dissipation, estimés d'après l'équilibre du bilan. De même, les contributions liées au modèle de sous-maille sont regroupées avec leurs équivalents résolus. Par conséquent, l'ensemble des effets visqueux (diffusion - dissipation) est directement estimé d'après l'équilibre

$$D_{ij}^{\nu} - \varepsilon_{ij} = C_{ij} - P_{ij} - \phi_{ij} - D_{ij}^t - D_{ij}^p. \quad (4.2)$$

De ce fait, l'influence du modèle de sous maille devient transparente sachant que les termes de droite de l'équation (4.2) représentent les transferts énergétiques liés aux grandes structures, peu influencés par la modélisation de sous-maille.

Estimation de la diffusion par la pression

Du fait de la structure du code utilisé, il n'est pas possible d'archiver directement les gradients autres que ceux nécessaires à la résolution ($\underline{\nabla}u$, ∇p). Les opérations de gradient et de divergence sont donc effectuées *a posteriori* lors du post-traitement. L'ajout de cette étape supplémentaire peut conduire à une augmentation de l'incertitude. Il est donc intéressant de limiter le nombre d'appels au calcul de gradient dans le post-traitement. Ainsi, il a été choisi d'estimer D_{ij}^p , la diffusion par la pression [*cf.* Eq (1.11e)], d'après l'expression des termes de pression telle qu'elle apparaît lors de la dérivation de l'équation (1.9). Pour rappel, lors de cette dérivation, le terme de pression

$$\Pi_{ij} = -\frac{1}{\rho} \left(\overline{u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_j}} + \overline{u'_j \frac{\partial p'}{\partial x_i}} \right) \quad (4.3)$$

est obtenu. Ce terme regroupe l'ensemble des effets de pression. La redistribution et la diffusion par la pression apparaissent suite à une manipulation mathématique visant à donner un sens

physique au terme Π_{ij} . Ainsi,

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} [\overline{p'u'_i}] - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} [\overline{p'u'_j}] = -\frac{1}{\rho} \left(\overline{u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_j}} + \overline{u'_j \frac{\partial p'}{\partial x_i}} \right) - \overline{\frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}. \quad (4.4)$$

Le dernier terme de l'équation (4.4) correspond au tenseur de redistribution ϕ_{ij} . Le terme de gauche peut alors s'écrire sous la forme d'une divergence, typique d'un phénomène de diffusion, *i.e.*

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} [\overline{p'u'_i}] - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} [\overline{p'u'_j}] = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_l} \left[-\frac{1}{\rho} \overline{p' (u'_i \delta_{jl} + u'_j \delta_{il})} \right]}_{D_{ij}^p} \quad (4.5)$$

D'après les équations (4.4) et (4.5), la valeur de la diffusion par la pression peut être obtenue par différence entre Π_{ij} et ϕ_{ij} , le tenseur de redistribution. Ces deux termes ne nécessitent pas le calcul de la divergence *a posteriori*, ce qui permet d'éviter le calcul d'un gradient supplémentaire. De plus, une analyse de l'erreur liée au post-traitement de la divergence est effectuée (*cf.* annexe A) par comparaison des résultats obtenus pour D_{ij}^p par les deux méthodes. Cette vérification permet également d'estimer que l'incertitude liée au post-traitement des autres termes diffusifs est faible.

Du point de vue de la modélisation, l'archivage du terme Π_{ij} est intéressant car il permet d'avoir une vision globale des effets de pression sur l'équilibre du bilan, sans distinction entre les effets diffusifs et redistributifs. Il est également le terme directement modélisé (par construction) dans le modèle de paroi proposé par Manceau [68] et décrit par l'équation (2.35).

Post-traitements génériques pour les tenseurs du bilan de l'équation RST

Les termes intervenant dans le bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds font tous apparaître des corrélations de grandeurs fluctuantes autour de leur valeur moyenne. L'estimation de ces termes nécessite un post-traitement dédié. En effet, la valeur moyenne des grandeurs n'étant obtenue qu'à la fin de la simulation, les écarts à cette dernière ne peuvent pas être estimés à la volée. À l'instar du calcul des tensions de Reynolds, les termes du bilan sont décomposés en différences de grandeurs moyennes qui sont calculées lors de la simulation. La décomposition des termes se base sur le formalisme

$$\overline{a'b'} = \overline{ab} - \overline{a\bar{b}}, \quad (4.6a)$$

$$\overline{a'b'c'} = \overline{abc} + 2\overline{a\bar{b}\bar{c}} - \overline{a\bar{b}c} - \overline{a\bar{c}\bar{b}} - \overline{a\bar{b}c}. \quad (4.6b)$$

Cette méthode conduit à l'archivage d'une vingtaine de composantes scalaires des tenseurs résumés dans le tableau 4.1. Les termes en rouge correspondent aux termes dont la mise en place a été effectuée (termes nouvellement archivés par rapport à l'archivage "classique" déjà mis en œuvre).

$\overline{a'b'}, \overline{a'b'c'}$	$\overline{u'_i u'_j}$	$\overline{p' \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}}$	$\overline{u'_i u'_j u'_l}$	$\overline{p' u'_i}$	$\overline{u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_j}}$
$\overline{ab}, \overline{abc}$	$\overline{u_i u_j}$	$\overline{p \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}$	$\overline{u_i u_j u_l}$	$\overline{p u_i}$	$\overline{u_i \frac{\partial p}{\partial x_j}}$
$\bar{a}, \bar{b}, \bar{c}$	\bar{u}_i, \bar{u}_j	$\bar{p}, \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$	$\bar{u}_i, \bar{u}_j, \bar{u}_l$	\bar{p}, \bar{u}_i	$\bar{u}_i, \frac{\partial p}{\partial x_j}$

TABLE 4.1. – Termes archivés pour le calcul des bilans des équations de transport des tensions de Reynolds

Bien que non présentés par la suite, les tenseurs visqueux sont également archivés et calculés afin de vérifier que la diffusion est bien négligeable en dehors du voisinage proche de la paroi.

Cela permet également d'avoir une estimation de la dissipation pour une analyse éventuelle de la modélisation. Cet archivage nécessite l'ajout d'une quarantaine de variables supplémentaires, répertoriées dans le tableau 4.2.

$\overline{a'b'}$	$\overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_l} \frac{\partial u'_j}{\partial x_l}}$	$\overline{u'_i \sigma_{jl}'}$	$\overline{\sigma_{il}' \frac{\partial u'_j}{\partial x_l}}$
\overline{ab}	$\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_l} \frac{\partial u_j}{\partial x_l}}$	$\overline{u_i \sigma_{jl}^t}$	$\overline{\sigma_{il}^t \frac{\partial u_j}{\partial x_l}}$
$\overline{a}, \overline{b}$	$\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_l}}$	$\overline{u_i}, \overline{\sigma_{jl}^t}$	$\overline{\sigma_{il}^t}, \overline{\frac{\partial u_j}{\partial x_l}}$

TABLE 4.2. – Termes archivés pour l'estimation des tenseurs visqueux dans les bilans des équations de transport des tensions de Reynolds

La reconstruction des corrélations suivant les équations (4.6a) et (4.6b) est effectuée au travers de scripts Antares. Les gradients sont alors calculés *a posteriori* et l'ensemble des termes du bilan sont reconstruits d'après leurs expressions exactes. Pour finir, un adimensionnement est réalisé pour l'ensemble du bilan. Ce dernier s'appuie sur la vitesse débitante U_b et le diamètre du jet D . Pour chaque tenseur χ_{ij} du bilan, la forme sans dimension s'exprime

$$\chi_{ij}^* = \chi_{ij} D / U_b^3. \quad (4.7)$$

Par souci de simplicité, tous les tenseurs présentés dans la suite de cette étude sont sans dimension (sauf mention contraire) et la notation χ_{ij} est utilisée à la place de χ_{ij}^* pour plus de lisibilité.

Pour améliorer la convergence statistique, une moyenne azimutale est utilisée. Ce processus est schématisé sur la figure 4.1. Il s'agit d'effectuer un nombre discret de coupes radiales dans le domaine 3D axisymétrique et de réaliser ensuite une moyenne point à point. Toutefois, cette étape requiert de projeter les tenseurs dans le repère cylindrique avant d'effectuer la moyenne. Cette projection est obtenue en appliquant une matrice de rotation aux tenseurs en chaque point du domaine de manière à aligner ses axes dans le bon repère.

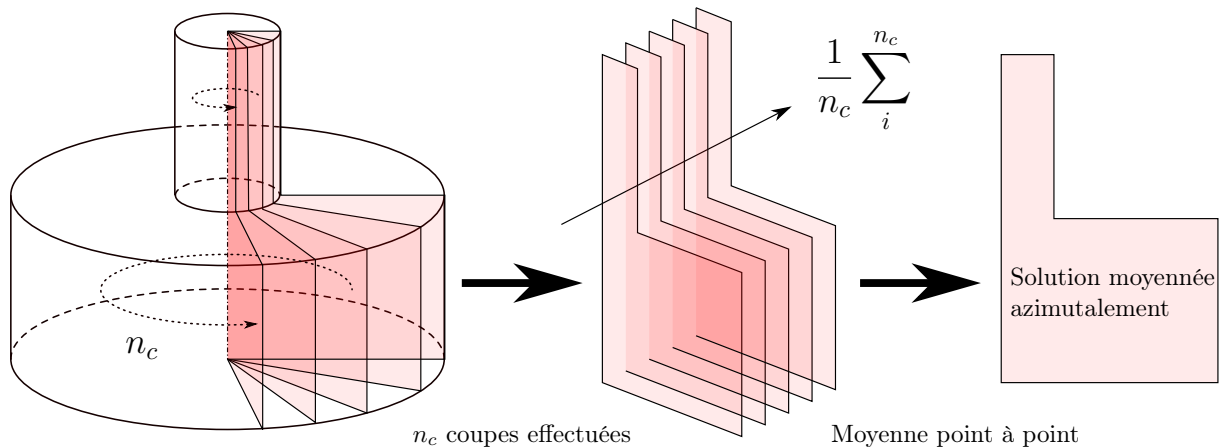


FIGURE 4.1. – Principe de fonctionnement de la moyenne azimutale

Le choix d'un grand nombre n_c de coupes effectuées dans le domaine initial permet d'améliorer la convergence statistique. Néanmoins, par construction, la moyenne azimutale fonctionne mieux lorsque le rayon augmente. En effet, dans la limite $r/D \rightarrow 0$, toutes les coupes se rejoignent sur l'axe de symétrie; la même valeur est alors prise en compte n_c fois dans le calcul de la moyenne. En revanche, en s'éloignant de l'axe, la distance entre les coupes augmente. Les champs sont alors mieux décorrélés, ce qui favorise la convergence statistique.

4.3. Vérification de la convergence statistique des termes de bilan

La convergence statistique des termes du bilan est essentielle pour mener une analyse correcte des données. Ainsi, jusqu'à 280 000 itérations ont été effectuées lors du calcul LES. Cela représente $17.68 \tau_{conv}$ d'après le temps convectif $\tau_{conv} = H/U_b$ et le pas de temps $dt = 3.85 \times 10^{-7} s$. La convergence est également améliorée en utilisant la technique de moyenne azimutale basé sur $n_c = 500$ coupes radiales dans le domaine, soit un angle de 0.72° entre chaque coupe. Cette section est dédiée à l'analyse de la convergence statistique obtenue à l'aide de cette méthode afin d'en déduire la qualité de la solution moyennée.

Dans ce but, l'évolution de l'amplitude des termes du bilan est analysée en fonction du nombre d'itérations utilisées pour le calcul de la moyenne. Cette vérification est limitée aux composantes axiales ($\overline{u'_z u'_z}$) et radiales ($\overline{u'_r u'_r}$) du tenseur de Reynolds pour les trois zones clés du jet impactant, *i.e.* le jet radial (Fig. 4.2), la couche de mélange (Fig. 4.3) et la zone d'impact (Fig. 4.4). Plus précisément, l'analyse est effectuée pour une altitude z/D située au niveau de la position de l'extremum du terme de production.

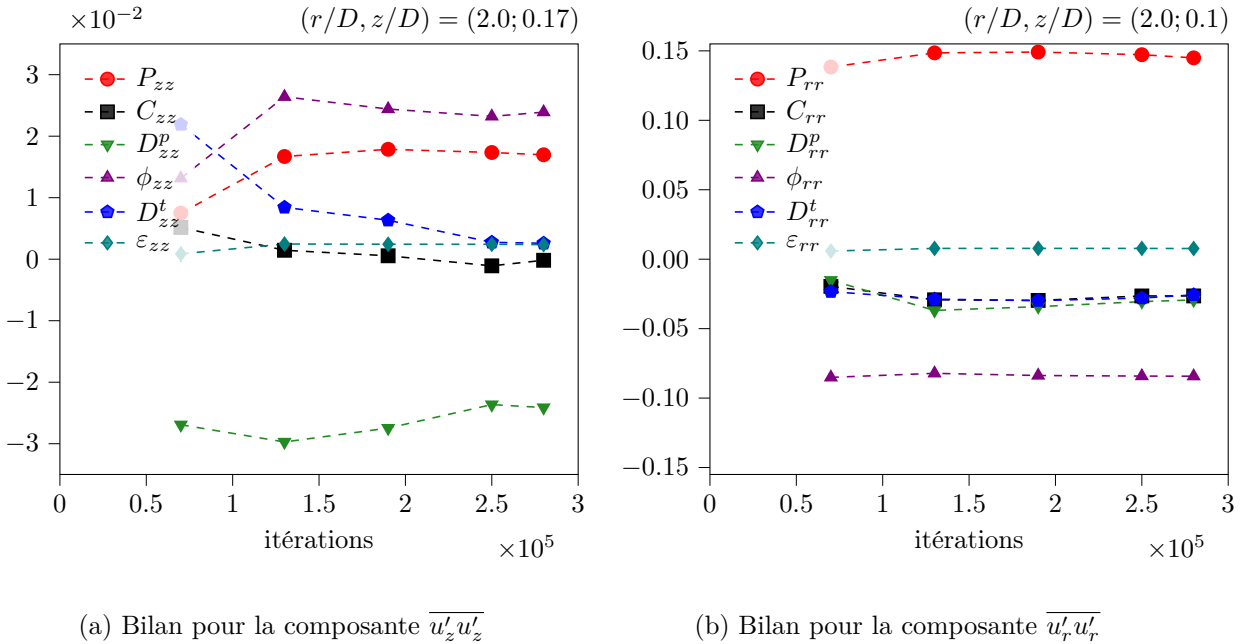
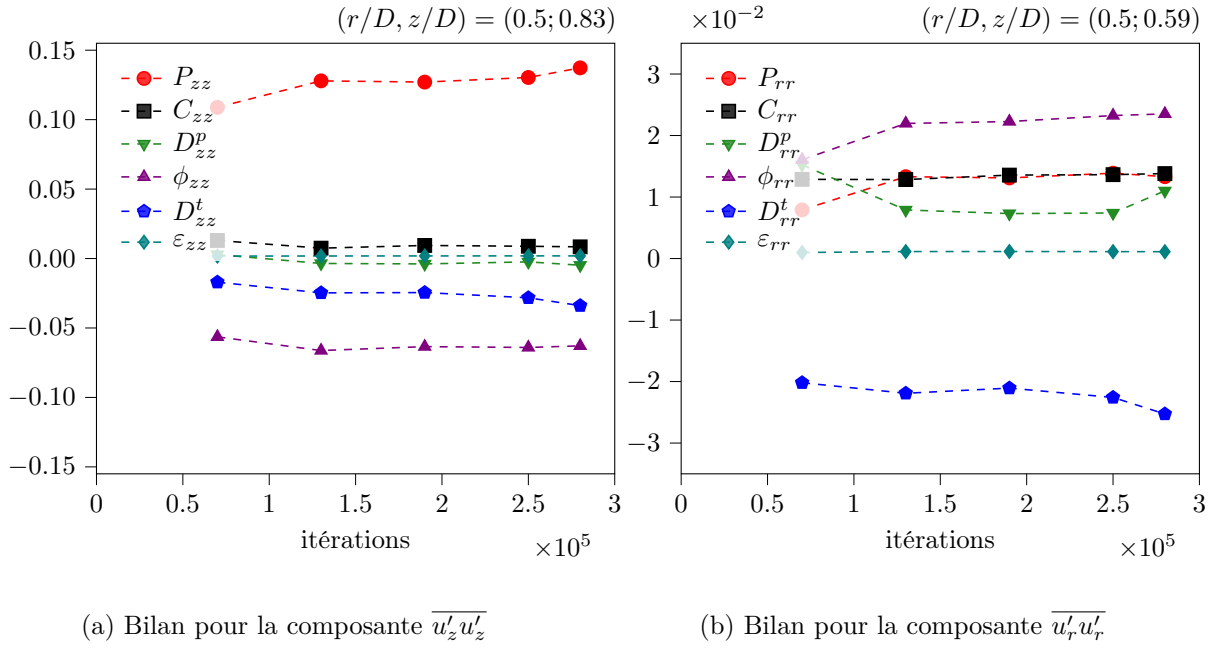
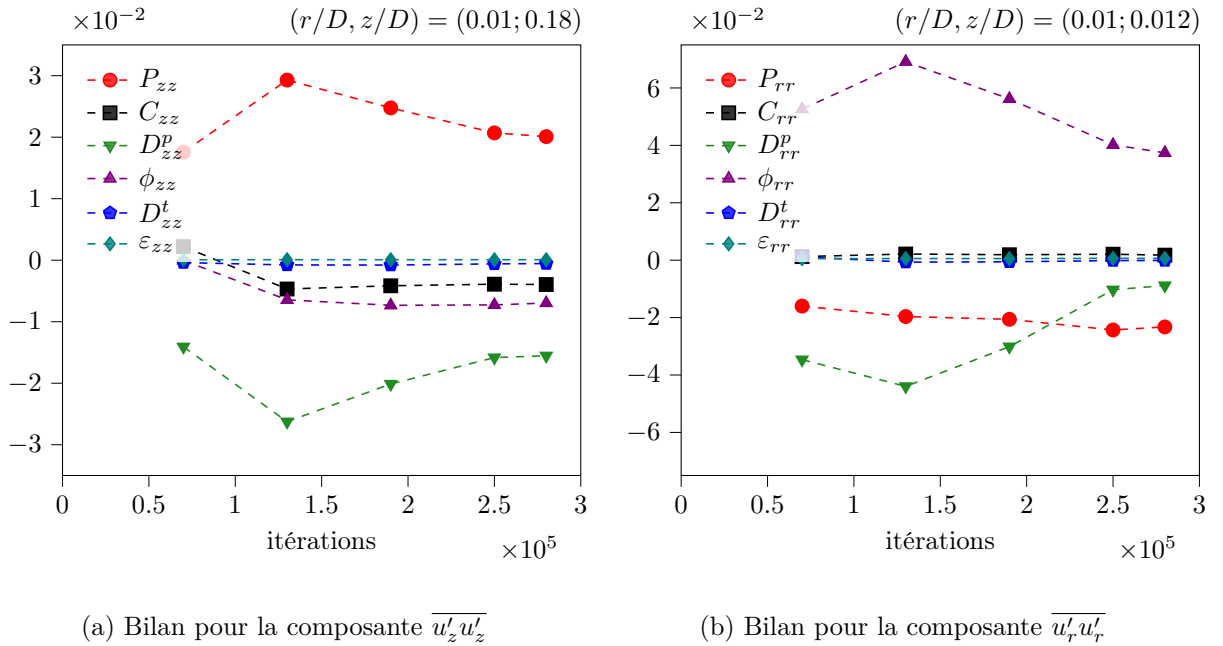


FIGURE 4.2. – Convergence statistique des termes du bilan dans la zone de jet radial ($r/D = 2.0$)

Une bonne convergence statistique est observée dans le jet radial et dans la couche de mélange dès 1.3×10^5 itérations, en particulier pour la composante du tenseur de Reynolds dont l'intensité est la plus forte ($\overline{u'_r u'_r}$ dans le jet radial et $\overline{u'_z u'_z}$ dans la couche de mélange). Toutefois, une dérive apparaît au temps long entre les deux dernières valeurs relevées. Ce phénomène, principalement visible au niveau de la couche de mélange, est en lien avec la variabilité observée sur les champs moyens au chapitre 3 lors de la validation de la simulation utilisée comme outil (section 3.4). Il semble qu'il soit dû à une relaxation de la condition limite de *coflow* vers une vitesse plus faible, ce qui induit un cisaillement plus important de la couche de mélange et donc une production de turbulence augmentée. Cette dérive est induite par la présence de structures tourbillonnaires qui ne s'évacuent pas en totalité au niveau de la condition de sortie, et qui s'accumulent alors près de la jonction avec le *coflow*. Une visualisation des champs moyens sur le dernier segment d'intégration temporelle va dans le sens de cette hypothèse, avec une augmentation de l'énergie cinétique dans la zone en question, traduisant la présence de structures tourbillonnaires. Toutefois, cette anomalie influe peu sur le reste de la solution, comme en témoigne l'analyse effectuée dans la section 3.4 et la faible variabilité du bilan.


 FIGURE 4.3. – Convergence statistique des termes du bilan dans la couche de mélange ($r/D = 0.5$)

 FIGURE 4.4. – Convergence statistique des termes du bilan dans la région d'impact ($r/D = 0.01$)

Contrairement à la zone de jet radial ou bien à la couche de mélange, la convergence dans la région d'impact est bien plus lente. Elle n'est obtenue qu'après un grand nombre de pas de temps. Cela explique la nécessité de continuer la simulation jusqu'à 280 000 itérations bien que 130 000 soient suffisantes dans les deux autres régions. La convergence semble atteinte au bout de 280 000 itérations avec une faible variation des intensités des termes dominants sur les intervalles d'intégration de 250 000 et de 280 000 boucles temporelles.

La convergence statistique plus lente de la zone d'impact en comparaison des deux autres régions s'explique du point de vue de la physique mais aussi par le choix réalisé pour le calcul de la convergence. D'un côté, la turbulence dans la région d'impact découle des grandes échelles

présentes au centre de l'écoulement de conduite. Ainsi, le temps de retournement τ_r d'un tourbillon présent dans la zone d'impact est bien supérieur à celui d'une structure de la couche de mélange ou du jet radial. Le ratio τ_r/τ_{conv} est donc supérieur dans la région d'impact. Ce dernier donne un ordre de grandeur de la durée nécessaire pour atteindre une convergence statistique des champs. Ainsi, un ratio plus important dans la zone de stagnation induit une durée avant la convergence plus longue. La simulation DNS de Ries *et al.* [83] met en évidence une échelle temporelle de la turbulence relativement importante dans la région d'impact d'un jet en incidence oblique, avec un temps de séjour des structures de l'ordre de 0.2 à 0.4 τ_{conv} , ce qui conforte le raisonnement précédent. D'un autre côté, la convergence statistique est plus lente dans la zone d'impact par rapport à la couche de mélange et au jet radial en raison de l'utilisation de la moyenne azimutale. Effectivement, il a été évoqué dans la section précédente que le processus de moyenne azimutale était influencé par la distance à l'axe. Il est donc particulièrement efficace pour des valeurs de r/D relativement importantes alors que son effet au niveau de l'axe est négligeable. La région d'impact étant localisée près de l'axe, la convergence statistique est essentiellement assurée par la moyenne temporelle. Dans la limite $r/D \rightarrow 0$, le processus est équivalent à prendre une unique coupe lors du processus de moyenne azimutale (comme décrit sur la figure 4.1). Ainsi, le nombre d'échantillons est jusqu'à $n_c = 500$ fois inférieur pour la zone d'impact en comparaison des deux autres zones, ce qui augmente considérablement le nombre d'itérations nécessaires à la convergence.

4.4. Évaluation des termes dominants l'équation de transport des tensions de Reynolds dans la région d'impact du jet

L'examen de la modélisation au second ordre de la turbulence passe par la connaissance des termes dominants dans l'équation RST. Ainsi, cette section vise à déterminer les mécanismes majeurs responsables du transport des composantes $\overline{u'_i u'_j}$ dans la région d'impact, afin de tracer des voies d'amélioration de la modélisation RSM. Dans un premier temps, la représentativité des bilans obtenus par la simulation LES est analysée par comparaison aux données de la littérature disponibles pour des configurations analogues. Les profils dans les trois zones clés de l'écoulement (*i.e.* jet radial, couche de mélange et région d'impact) sont présentés dans un second temps et les échanges d'énergie entre les termes dominants sont analysés. Une synthèse des mécanismes responsables de l'évolution des tensions de Reynolds au niveau du point d'arrêt est présentée et l'étendue de l'équilibre observé est étudiée plus en détail dans une dernière partie.

4.4.1. Représentativité du bilan estimé par simulation LES

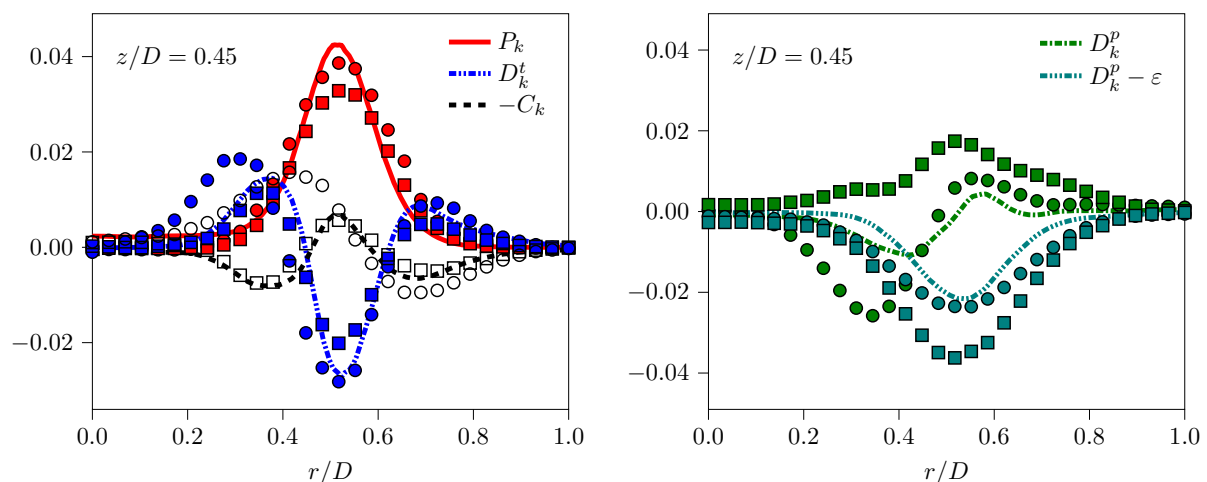
L'utilisation d'une simulation LES ne garantit pas la représentativité des bilans obtenus. En effet, comme décrit dans la section 4.2, la présence d'un modèle de sous-maille induit un filtrage qui peut influencer l'estimation des tenseurs du bilan. Compte tenu des échelles qui entrent en jeu pour chacun des termes, l'hypothèse a été faite que le bilan est relativement peu influencé par le modèle de sous-maille, à l'exception des termes visqueux. Cette hypothèse devant être vérifiée, il a été choisi de comparer les résultats obtenus aux données de la littérature disponibles sur des configurations similaires ou analogues aux zones clés étudiées. Toutefois, l'étendue de ces zones et la similitude entre les configurations comparées sont fortement restreintes par le faible nombre d'études portant sur l'analyse des bilans pour un jet impactant. De ce fait, l'analyse porte avant tout sur la couche de mélange du jet, dans la zone de jet libre (lorsque l'influence de la plaque ne se fait pas encore sentir). La comparaison est effectuée avec les données issues des expériences d'Alekseenko *et al.* [3, 4] sur une configuration de jet impactant ($H/D = 3$) ainsi qu'avec les mesures de Toutiaei *et al.* [94], moyennant quelques similitudes, dans le cœur potentiel d'un jet libre. Une analyse du comportement des termes en proche paroi est également effectuée. Une comparaison avec les données LES d'Hadžiabdić [43] sur la même configuration est proposée dans la zone de jet radial ainsi qu'une analyse phénoménologique du comportement des termes de pression au voisinage de la paroi, en particulier dans la région d'impact.

Analyse du bilan dans la couche de mélange d'un jet libre

L'étude d'Alekseenko *et al.* [3] porte sur la caractérisation du bilan de l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente dans un jet rond développé ainsi que dans la couche de mélange d'un jet impactant axisymétrique de ratio $H/D = 3$. L'influence d'un forçage externe est aussi prise en compte. Seul le cas avec impact est utilisé pour la validation du calcul LES car le jet n'est pas pleinement développé pour des rapports $H/D < 4$ à 6 selon les auteurs (Martin [72], Fitzgerald & Garimella [30], Gardon & Akfirat [32], Gauntner [33]). Toutefois, les mécanismes pilotant le développement de la couche de mélange du jet dans le cône potentiel sont indépendants du ratio H/D en dehors de la zone d'influence de la paroi d'impact. Les bilans obtenus par Alekseenko *et al.* sont comparés aux données du calcul LES présenté dans ce chapitre.

Pour compléter ce jeu de données, la validation s'appuie également sur l'expérience plus récente d'Alekseenko *et al.* [4] (cas $S_r = 0$). Dans cette étude, les auteurs ont analysé l'influence du taux de rotation S_r (imposé en sortie de buse) sur le bilan d'énergie cinétique turbulente pour une configuration d'impact similaire à l'expérience précédemment décrite. La buse est conçue de manière à obtenir un profil de sortie uniforme (profil plat) et faiblement turbulent. Les nombres de Reynolds sont respectivement de 7 600 [3] et de 8 900 [4].

Les bilans sont obtenus par PIV (*Particle Image Velocimetry*) à une distance $z/D = 2$ de la plaque d'impact, soit à $\tilde{z} = 1D$ en aval de la sortie de la buse. Les termes de production, de convection et de diffusion turbulente sont ainsi directement estimés à partir des mesures. En revanche, la dissipation est calculée indirectement et la diffusion par la pression est obtenue comme le reste du bilan permettant de le ramener à l'équilibre. De ce fait, la diffusion visqueuse est négligée. Les deux jeux de données sont représentés sur la figure 4.5 et un bon accord est constaté. Toutefois, le comportement du terme convectif (C_k) pour l'expérience au Reynolds 7 600 est intrigant du côté interne de la couche de mélange. En effet, les deux expériences rendent compte d'un signe opposé de ce terme alors que la variation du nombre de Reynolds est très faible. Cet écart s'observe également sur le terme de diffusion par la pression étant donné qu'il est estimé à partir de la somme des autres termes. Il est aussi intéressant de remarquer que le terme de production mesuré tend vers zéro près de l'axe en raison de l'absence de cisaillement dans le profil de sortie de buse. En revanche, ce comportement n'est pas attendu dans le cadre de la simulation LES car le profil de sortie correspond à un écoulement pleinement développé. Par conséquent, le cœur du jet est aussi soumis à un cisaillement non nul, ce qui se traduit par une production de turbulence.



(a) Termes mesurés directement dans les expériences (b) Termes estimés indirectement
 Courbes : simulation LES ($z/D = 0.45$)
 Symboles : données d'Alekseenko *et al.* [3, 4] (○ : $Re = 7\,600$; □ : $Re = 8\,900$)

FIGURE 4.5. – Comparaison des termes du bilan d'énergie cinétique turbulente obtenus au niveau de la couche de mélange, dans la zone de jet libre, par la simulation LES et lors des expériences d'Alekseenko *et al.* [3, 4]

Les données issues du calcul LES étudié dans ce chapitre sont également présentées sur la figure 4.5. Afin de prendre en compte les différences liées au nombre de Reynolds, il a été choisi d'extraire le profil à la hauteur pour laquelle la couche de mélange a la même épaisseur que pour les expériences d'Alekseenko *et al.* [3, 4]. Cette épaisseur est obtenue pour $z/D = 0.45$ soit $\tilde{z} = 1.55$. La mesure étant effectuée à $r = 0.5D$ du point d'arrêt, les effets de l'impact ne sont pas visibles malgré la faible distance à la paroi.

Un très bon accord est constaté entre les données expérimentales et la simulation numérique. Les termes mesurés directement sont très bien prédits par la simulation LES, en particulier par comparaison au cas $Re = 8\,900$. En effet, le terme convectif est parfaitement prédit, ce qui confirme le comportement suspect du cas dont le Reynolds vaut $7\,600$. Les termes estimés indirectement par Alekseenko *et al.* sont légèrement moins bien prédits par la simulation. Néanmoins les tendances et les ordres de grandeurs sont relativement satisfaisants compte tenu du calcul du terme de diffusion par la pression, tel qu'il est obtenu par l'expérience, et des incertitudes (numériques et expérimentales) sur le terme de dissipation. Le bilan de l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente dans la couche de mélange du jet impactant est donc relativement bien reproduit par la simulation LES.

L'analyse des données de Toutiaei *et al.* [94] permet également de vérifier l'estimation des termes dominants dans le bilan de l'équation de transport de $\overline{u'_i u'_j}$. En effet, Toutiaei *et al.* ont effectué des mesures LDA (*Laser Doppler Anemometry*) afin de déterminer les bilans des équations de transport de chaque tension de Reynolds, dans la couche de mélange d'un jet libre axisymétrique. Les profils sont obtenus pour une valeur de $\tilde{z}/D = 2.5$, soit lorsque le jet n'est pas encore développé. Ce point est important car ces mesures sont alors comparables au cas simulé numériquement, au même titre que les données d'Alekseenko *et al.* La technique de mesure utilisée permet l'obtention des champs de vitesse moyen et fluctuant, ce qui donne accès aux termes de production, de convection et de diffusion turbulente. En revanche, l'estimation des termes incluant la pression fluctuante (diffusion par la pression et redistribution) est impossible. Ces termes sont donc associés à la dissipation et estimés comme le reste du bilan.

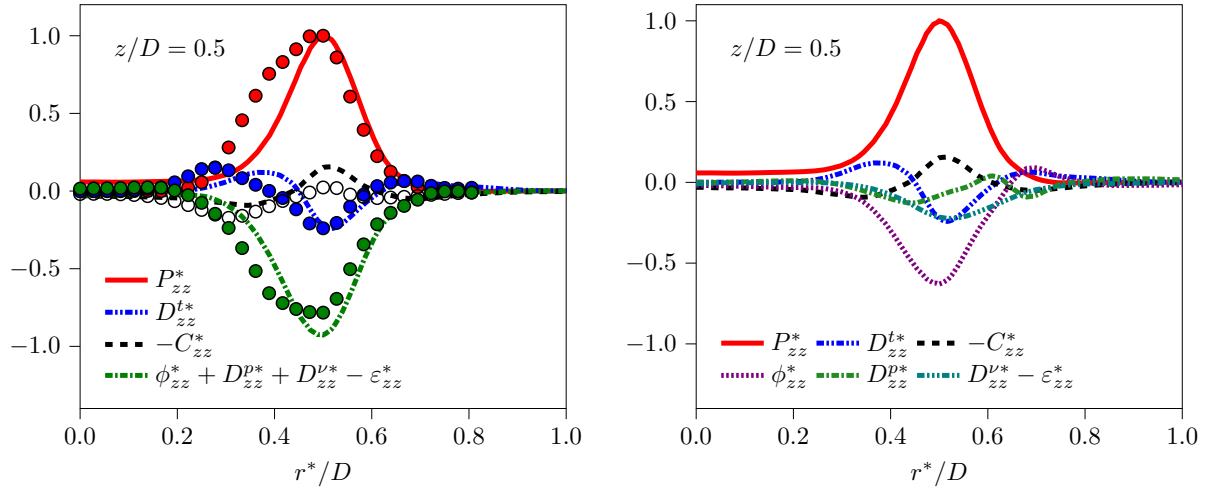
La limite la plus importante est liée au nombre de Reynolds de l'expérience ($Re = 94\,000$), qui est plus de quatre fois supérieur à celui de la simulation LES étudiée. La similitude en Reynolds n'est donc pas garantie. Toutefois, les tendances observées sur les mécanismes dominants devraient rester les mêmes car le développement de la couche de mélange est principalement piloté par les structures de grandes amplitudes qui se forment suite à l'instabilité de Kelvin-Helmoltz. L'augmentation du nombre de Reynolds a donc principalement pour effet d'augmenter la largeur du spectre de la turbulence. De ce fait, la comparaison entre les résultats de la simulation et les données expérimentales reste un bon indicateur de la représentativité du calcul LES en ce qui concerne les tendances des termes dominants.

En raison de l'écart important concernant le nombre de Reynolds, il n'est pas possible de comparer directement les valeurs obtenues par simulation avec les données expérimentales. En effet, les amplitudes sont très différentes. Étant donné que seules les tendances sont intéressantes pour cette comparaison, il a été choisi de mettre les données à l'échelle avec un facteur correspondant au maximum du terme de production suivant l'expression

$$\chi_{ij}^* = \chi_{ij} / \max(P_{ij}). \quad (4.8)$$

La position radiale de la couche de mélange est également corrigée de manière à ce que le maximum de la production se situe à la position $r^*/D = 0.5$. En particulier, l'intérêt se porte principalement sur la composante du tenseur de Reynolds la plus énergétique : la tension axiale $\overline{u'_z u'_z}$. Le bilan obtenu pour cette composante est représenté sur la figure 4.6a. Un bon accord est constaté entre la simulation et les données expérimentales. Les tendances sont bien reproduites tout comme les

rappports entre les différentes amplitudes de chaque terme. Les contributions dominantes dans le bilan sont celles du terme de production ainsi que celle du terme non mesuré, soit $\phi_{zz} + D_{zz}^p + D_{zz}^{\nu} - \varepsilon_{zz}$. Les résultats obtenus via la simulation LES semblent indiquer que ce dernier terme est principalement dominé par la redistribution, comme en témoigne la figure 4.6b. Ce terme tend à réduire l'anisotropie qui résulte de l'importance de $\overline{u'_z u'_z}$ par rapport aux autres tensions de Reynolds. Ainsi, le comportement observé traduit l'existence d'un transfert énergétique important depuis la composante axiale vers les composantes minoritaires.



(a) Comparaison avec l'expérience (b) Détail du bilan obtenu via la simulation LES
 Courbes : simulation LES ($z/D = 0.5$) ; Symboles : données de Toutiaei *et al.* [94]

FIGURE 4.6. – Comparaison du bilan de l'équation de transport pour $\overline{u'_z u'_z}$ obtenu par simulation LES avec les termes mesurés par Toutiaei *et al.* [94], dans la couche de mélange du jet

La comparaison des bilans obtenus pour les composantes radiales et tangentielles (Figures 4.7a et 4.8a) avec les données de Toutiaei *et al.* est également satisfaisante. Néanmoins, les profils sont moins bien prédits, en particulier le terme convectif qui est sur-estimé dans le bilan de $\overline{u'_r u'_r}$ et sous-estimé dans celui de $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ par rapport aux mesures. Le comportement des autres termes est toutefois en bon accord avec les données expérimentales. Par conséquent, les tendances et les rapports des amplitudes des termes du bilan sont bien reproduits par la simulation LES pour l'ensemble des composantes diagonales du tenseur de Reynolds, en particulier pour $\overline{u'_z u'_z}$, la composante la plus énergétique.

L'énergie prélevée sur la composante $\overline{u'_z u'_z}$ via le terme de redistribution est transférée aux composantes radiales et tangentielles. Cet échange d'énergie est illustré sur les bilans détaillés des composantes $\overline{u'_r u'_r}$ (Fig 4.7b) et $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ (Fig 4.8b). Il est important de noter que la redistribution joue un rôle majeur dans les échanges énergétiques au sein de la couche de mélange. En effet, ce terme est toujours le ou un des termes dominants dans les bilans. Pour $\overline{u'_z u'_z}$, le cisaillement de la couche de mélange induit une forte production d'énergie qui est équilibrée principalement par la redistribution (*cf.* Fig 4.6b). Les autres termes sont minoritaires. Une partie de cette énergie est transférée à la composante tangentielle par la redistribution (*cf.* Fig 4.8b). Ce terme constitue l'unique source d'énergie dans le bilan de $\overline{u'_\theta u'_\theta}$. Il est équilibré par la diffusion turbulente, la dissipation et la production (négative) qui participent de manière équivalente. Le bilan de l'équation de transport de $\overline{u'_r u'_r}$ est le plus complexe car le terme de production et le terme de redistribution ont chacun un rôle important pour apporter de l'énergie respectivement du côté extérieur et intérieur de la couche de mélange. La diffusion turbulente joue également un rôle clé dans les transferts énergétiques en diffusant l'énergie vers l'extérieur. Les autres termes participent également au bilan mais dans une moindre mesure.

L'étude de la représentativité des bilans estimés par la simulation LES a été effectuée par comparaison aux données expérimentales d'Alekseenko *et al.* [3, 4] et de Toutiaei *et al.* [94]. Cette analyse se concentre sur la couche de mélange, dans la zone de jet libre, pour des distances inférieures à la longueur du cône potentiel du jet. Il est montré que les bilans obtenus à l'aide de la simulation LES sont similaires à ceux mesurés expérimentalement. Les mécanismes calculés par la simulation sont donc représentatifs de la physique de l'écoulement en l'absence de paroi. La validation des prévisions LES en proche paroi fait l'objet de la partie suivante.

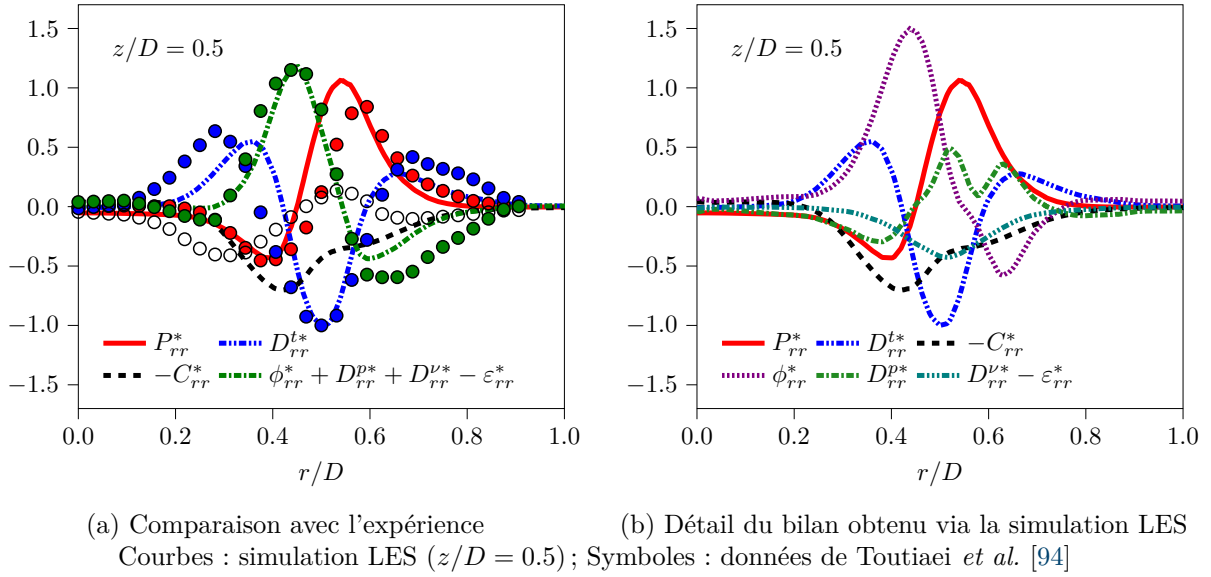


FIGURE 4.7. – Comparaison du bilan de l'équation de transport pour $\overline{u'_r u'_r}$ obtenu par simulation LES avec les termes mesurés par Toutiaei *et al.* [94], dans la couche de mélange du jet

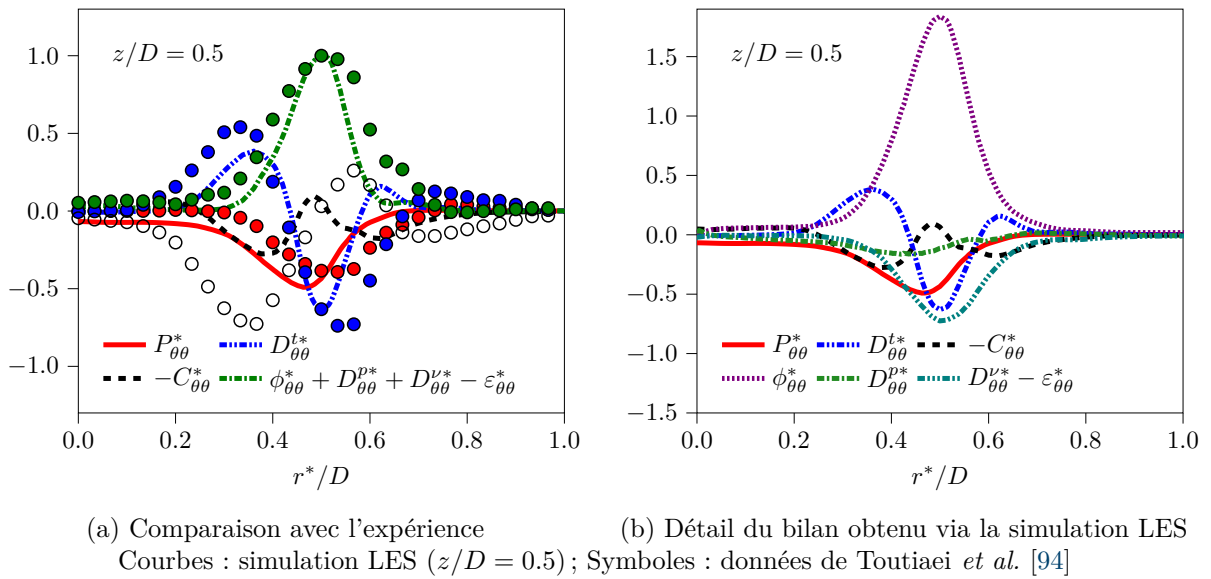


FIGURE 4.8. – Comparaison du bilan de l'équation de transport pour $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ obtenu par simulation LES avec les termes mesurés par Toutiaei *et al.* [94], dans la couche de mélange du jet

Analyse du bilan en proche paroi

Les bilans des équations de transport des tensions de Reynolds en proche paroi ont été obtenus par Hadžiabdić [43] au travers d'une simulation LES d'un jet impactant sur la configuration $H/D = 2$ de Baughn & Shimizu [6]. Quatre maillages sont utilisés. Le plus fin consiste en un domaine équivalent à un quart de la géométrie axisymétrique, composé de 5×10^6 cellules, soit un équivalent de 20×10^6 cellules pour un domaine complet. Les autres maillages s'appuient sur une géométrie à 360° et contiennent entre 7.5×10^6 et 10×10^6 d'éléments. La condition d'entrée du domaine est imposée au niveau de la sortie de buse pour les maillages les plus fins et un diamètre en amont pour le maillage le plus grossier. Elle est obtenue suite au calcul d'un écoulement de conduite pleinement développé dont la simulation est réalisée dans un premier temps.

Les bilans obtenus par Hadžiabdić sont disponibles dans la zone d'impact, en $r/D = 0$, à l'aplomb de la couche de mélange du jet libre, en $r/D = 0.5$, et dans le jet radial, en $r/D = 1$ et 2 . Les profils s'étendent de la paroi jusqu'à l'altitude $z/D = 0.06$ sauf pour la composante $\overline{u'_r u'_r}$ en $r/D = 2$ pour laquelle le bilan est étendu à $z/D = 0.2$. La dissipation est également estimée comme le reste du bilan de l'équation RST, en se basant sur les principes évoqués dans la section 4.2. Les résultats présentés sont donc intéressants pour vérifier la représentativité des bilans obtenus en proche paroi dans l'étude actuelle. En effet, les deux simulations se basent sur la même approche (calcul LES) et sur la même géométrie (cas de Baughn & Shimizu, $H/D = 2$). Toutefois, le raffinement des maillages utilisés est très différent : 42×10^6 éléments pour la simulation 3D étudiée ici contre seulement 7.5×10^6 et 10×10^6 pour l'étude 3D d'Hadžiabdić (dont le domaine de calcul est plus vaste). De plus, l'étendue des profils proposés Hadžiabdić est relativement peu importante (de l'ordre de 3% de la distance buse-paroi), ce qui limite fortement la zone de vérification. Par conséquent, la comparaison est principalement effectuée au niveau de la station en $r/D = 2$. En effet, les profils extraits à cette position s'étendent jusqu'à $z/D = 0.2$ (10% de la hauteur), permettant ainsi une vérification sur une gamme d'altitude plus large. De plus, cette zone est assez éloignée de la région d'impact pour ne pas être influencée par la courbure de la couche de mélange, ce qui permet d'obtenir un jet radial bien développé.

Les bilans des équations de transport pour $\overline{u'_r u'_r}$ et $\overline{u'_z u'_z}$ estimés par la simulation LES étudiée dans ce chapitre sont présentés sur la figure 4.9. Les termes dominants pour le bilan de la composante $\overline{u'_r u'_r}$ dans la zone d'intérêt (région $z/D \in [0; 0.2]$) sont le terme de production et le terme de redistribution. Ceci s'explique par la présence de la couche de mélange du jet radial qui entraîne une augmentation de l'intensité de la turbulence, en particulier de cette composante. La redistribution intervient pour limiter l'anisotropie ainsi générée. Les autres termes jouent un rôle moindre à part les termes visqueux qui équilibrent, au voisinage de la paroi, le pic de production dû au cisaillement important. Le bilan de la composante $\overline{u'_z u'_z}$ peut être comparé aux données d'Hadžiabdić dans la zone $z/D \in [0; 0.06]$. Les termes incluant la pression fluctuante sont alors dominants devant les autres termes. Au voisinage de la paroi, la redistribution atténue la fluctuation de vitesse normale à la paroi au profit des autres composantes. Ce phénomène disparaît rapidement avec la distance à la paroi pour laisser place à un gain d'énergie, dans la couche de mélange du jet radial, afin de limiter l'anisotropie (*i.e.* énergie prélevée sur la composante $\overline{u'_r u'_r}$). La redistribution est contrebalancée majoritairement par la diffusion par la pression en proche paroi puis par la diffusion turbulente au voisinage de la couche de mélange du jet radial. Les autres termes restent relativement faibles devant les intensités observées pour ϕ_{zz} et D_{zz}^p dans la zone d'intérêt.

Les termes dominants dans les bilans des composantes $\overline{u'_r u'_r}$ et $\overline{u'_z u'_z}$ sont comparés avec les données d'Hadžiabdić sur la Figure 4.10. L'accord entre les différents termes majoritaires est très satisfaisant. Cependant, les termes minoritaires sont moins en adéquation. En particulier, les niveaux de diffusion turbulente de la composante radiale du tenseur de Reynolds estimés par la simulation d'Hadžiabdić sont bien plus importants que les niveaux estimés par la simulation

actuelle. Les termes dominants sont toutefois reproduits de manière équivalente par les deux simulations, en particulier au voisinage de la paroi. Cet accord donne du crédit à la représentativité des bilans en proche paroi estimés via la simulation LES étudiée.

En revanche, les estimations des deux simulations donnent des résultats relativement contradictoires dans la région d'impact au niveau de l'axe et en $r/D = 0.5$, au voisinage de la paroi. En particulier, les termes de pression évalués sont de signes opposés et leurs évolutions sont contradictoires comme en témoignent les figures 4.11 et 4.12. Toutefois, le comportement du terme de pression "total" (Π_{ij}) estimé par les deux simulations est similaire. Une étude approfondie est donc présentée dans la section suivante afin d'analyser la représentativité des termes obtenus, en particulier pour la simulation étudiée.

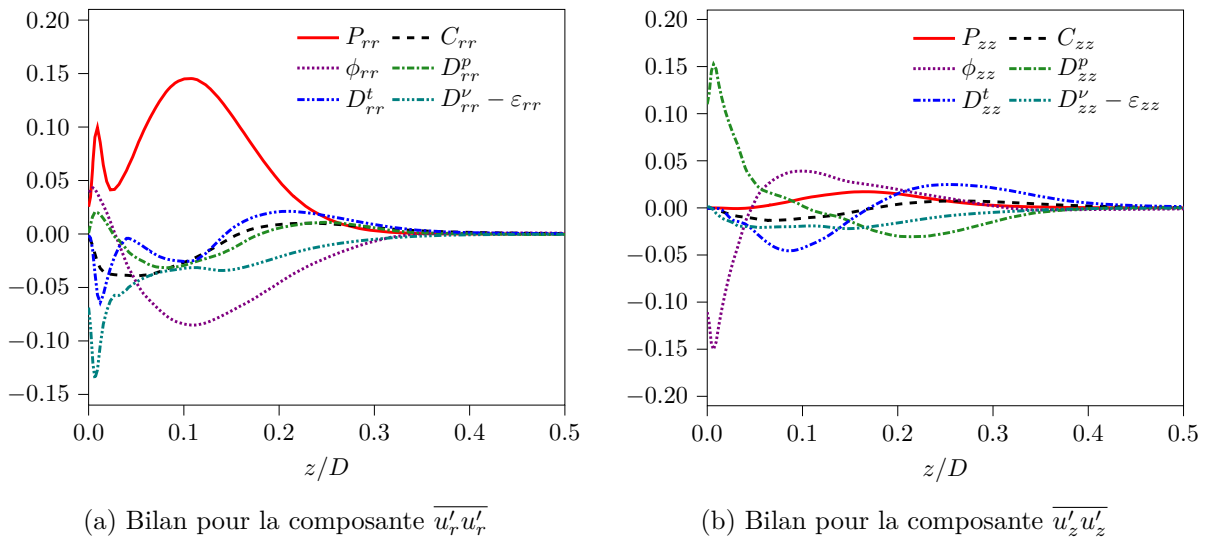


FIGURE 4.9. – Détail des bilan estimés par la simulation LES dans le jet radial en $r/D = 2$

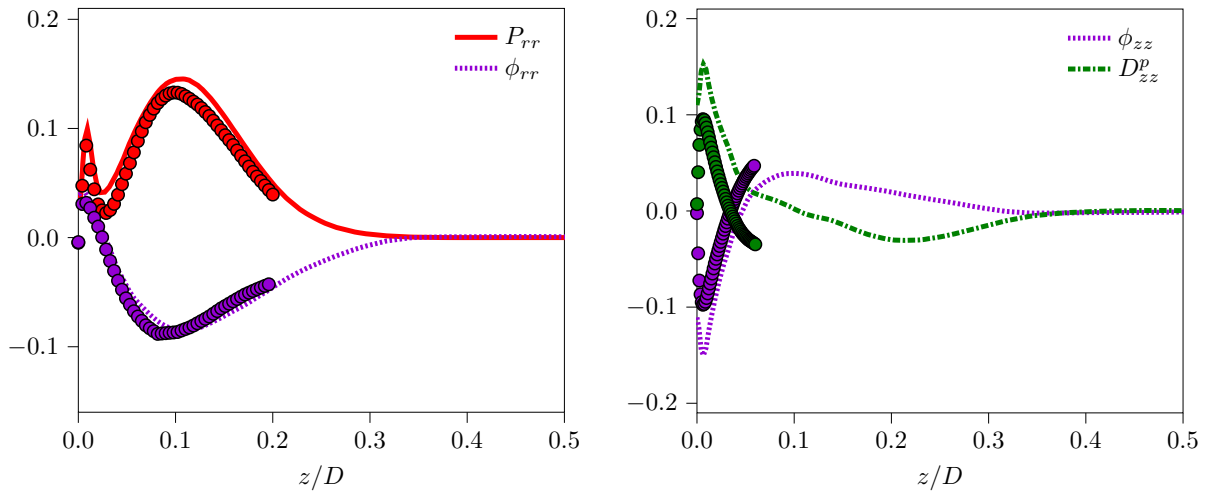


FIGURE 4.10. – Comparaison des termes dominants dans les bilans des équations de transport pour $\overline{u'_r u'_r}$ (a) et $\overline{u'_z u'_z}$ (b) évalués dans le jet radial en $r/D = 2$

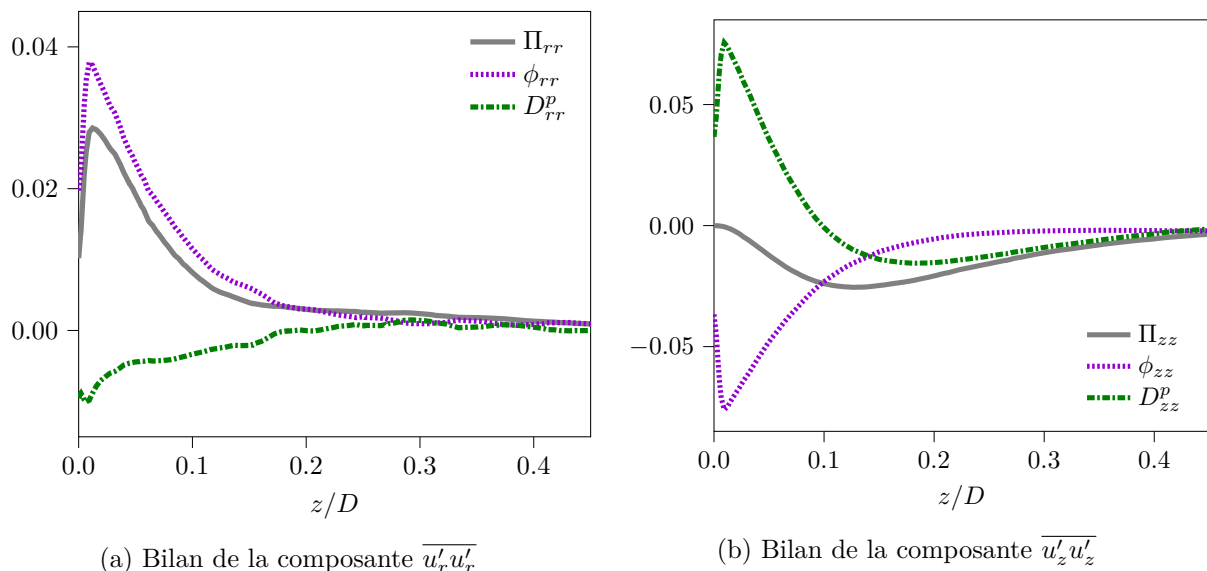


FIGURE 4.11. – Termes de pressions évalués le long de l'axe de symétrie (simulation étudiée)

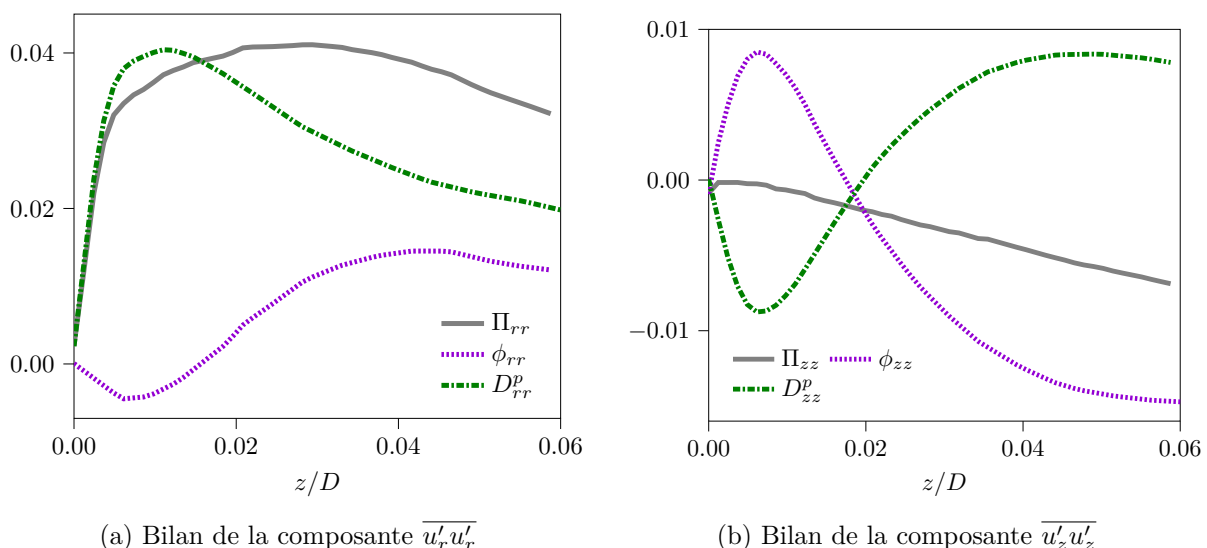


FIGURE 4.12. – Termes de pressions évalués le long de l'axe de symétrie (données d'Hadžiabdić [43])

Analyse du comportement des termes du bilan incluant la pression fluctuante au voisinage de la paroi dans la région d'impact

L'intérêt se porte à présent sur le comportement des termes de pression au voisinage de la paroi, dans la région d'impact, afin de vérifier si les estimations de la simulation étudiée sont cohérentes avec les mécanismes physiques correspondants. Pour cela, un développement asymptotique des termes de pression est réalisé. Ce raisonnement mathématique est également complété par une hypothèse se basant sur des principes phénoménologiques. Le signe des termes de pression est alors obtenu. Il permet de vérifier le bon comportement des termes estimés par la simulation étudiée.

Pour réduire la complexité du problème, l'étude se concentre sur le comportement des termes au niveau de l'axe de symétrie. En effet, ceci permet de poser plusieurs relations entre les différents termes évalués ici.

→ Tout d'abord, les tensions de Reynolds $\overline{u'_r u'_r}$ et $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ dégénèrent vers la même entité physique

lorsque $r \rightarrow 0$. Cette relation, qui peut être notée $\overline{u'_r u'_r}|_{r=0} \equiv \overline{u'_\theta u'_\theta}|_{r=0}$, assure également la relation

$$\phi_{rr}|_{r=0} \equiv \phi_{\theta\theta}|_{r=0}. \quad (4.9)$$

La redistributivité de ϕ_{ij} peut alors être utilisée pour établir un lien entre le signe de ϕ_{rr} et celui de ϕ_{zz} . Ainsi, l'équation $\phi_{rr} + \phi_{\theta\theta} + \phi_{zz} = 0$, associée à l'équation (4.9) donne

$$\phi_{zz} = -2\phi_{rr}. \quad (4.10)$$

→ Ensuite, la condition d'axisymétrie impose $\partial/\partial r|_{r=0} = 0$ ce qui donne

$$D_{rr}^p = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_l} \left[\overline{p' (u'_r \delta_{rl} + u'_r \delta_{rl})} \right]_{r=0} = -\frac{2}{\rho} \frac{\partial \overline{p' u'_r}}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \text{ soit } D_{rr}^p = 0. \quad (4.11)$$

→ Les relations (4.4-4.5) et (4.11) permettent de poser également

$$\Pi_{rr} = \phi_{rr} + \underbrace{D_{rr}^p}_{=0}. \quad (4.12)$$

Le comportement des termes de pression au voisinage de la paroi peut être obtenu par un développement asymptotique des champs fluctuants. En se basant sur les travaux de Manceau & Hanjalić [68], il est possible d'écrire, sur l'axe de symétrie (avec $u'_r \equiv u'_\theta \equiv u'$ et $\partial/\partial x \equiv \partial/\partial r$),

$$u' = a_1(x, y, t)z + a_2(x, y, t)z^2 + \mathcal{O}(z^3), \quad (4.13a)$$

$$u'_z = c_2(x, y, t)z^2 + \mathcal{O}(z^3), \quad (4.13b)$$

$$p' = p_0(x, y, t) + p_1(x, y, t)z + p_2(x, y, t)z^2 + \mathcal{O}(z^3). \quad (4.13c)$$

En introduisant le développement (4.13a-4.13c) dans l'expression des termes de pression [Eq 1.12], on obtient

$$\Pi_{rr} = -\frac{2}{\rho} \overline{\left(a_1 \frac{\partial p_0}{\partial r} z + a_1 \frac{\partial p_1}{\partial r} z^2 + a_2 \frac{\partial p_0}{\partial r} z^2 \right)} + \mathcal{O}(z^3), \quad (4.14a)$$

$$\phi_{rr} = \frac{2}{\rho} \overline{\left(p_0 \frac{\partial a_1}{\partial r} z + p_1 \frac{\partial a_1}{\partial r} z^2 + p_0 \frac{\partial a_2}{\partial r} z^2 \right)} + \mathcal{O}(z^3), \quad (4.14b)$$

$$D_{rr}^p = -\frac{2}{\rho} \overline{\left(\frac{\partial p_0 a_1}{\partial r} z + \frac{\partial p_0 a_2}{\partial r} z^2 + \frac{\partial p_1 a_1}{\partial r} z^2 \right)} + \mathcal{O}(z^3), \quad (4.14c)$$

$$\Pi_{zz} = -\frac{2}{\rho} \overline{c_2 p_1} z^2 + \mathcal{O}(z^3), \quad (4.14d)$$

$$\phi_{zz} = \frac{2}{\rho} \overline{(2p_0 c_2 z + 2p_1 c_2 z^2 + 3p_0 c_3 z^2)} + \mathcal{O}(z^3), \quad (4.14e)$$

$$D_{zz}^p = -\frac{2}{\rho} \overline{(2p_0 c_2 z + 3p_1 c_2 z^2 + 3p_0 c_3 z^2)} + \mathcal{O}(z^3). \quad (4.14f)$$

Ce système se simplifie en utilisant l'équation de quantité de mouvement, réduite dans la région de proche paroi à l'équilibre

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial u'_i}{\partial z^2}. \quad (4.15)$$

L'expression (4.15) permet d'obtenir les relations

$$\frac{\partial p_0}{\partial r} = \rho \nu 2a_2 + \mathcal{O}(z), \quad (4.16a)$$

$$p_1 + 2p_2 z = \rho \nu (2c_2 + 6c_3 z) + \mathcal{O}(z^2). \quad (4.16b)$$

D'après les équations (4.16a-4.16b), le système (4.14) se réduit à

$$\Pi_{rr} = -4\nu\overline{a_1 a_2}z + \mathcal{O}(z^2), \quad (4.17a)$$

$$\phi_{rr} = \frac{2}{\rho}\overline{p_0} \frac{\partial a_1}{\partial r} z + \mathcal{O}(z^2), \quad (4.17b)$$

$$D_{rr}^p = -\frac{2}{\rho}\overline{\partial p_0 a_1} z + \mathcal{O}(z^2), \quad (4.17c)$$

$$\Pi_{zz} = -4\nu\overline{c_2^2}z^2 + \mathcal{O}(z^3), \quad (4.17d)$$

$$\phi_{zz} = \frac{4}{\rho}\overline{p_0 c_2}z + 8\nu\overline{c_2^2}z^2 + \frac{6}{\rho}\overline{p_0 c_3}z^2 + \mathcal{O}(z^3), \quad (4.17e)$$

$$D_{zz}^p = -\frac{4}{\rho}\overline{p_0 c_2}z - 12\nu\overline{c_2^2}z^2 + \frac{6}{\rho}\overline{p_0 c_3}z^2 + \mathcal{O}(z^3). \quad (4.17f)$$

Ce développement asymptotique permet de constater que les termes ϕ_{zz} et D_{zz}^p ont un comportement opposé au premier ordre. En effet, la somme des termes d'ordre 1 s'annule, ce qui explique que le développement du terme de pression "total" (Π_{zz}) soit à l'ordre supérieur, vérifiant ainsi l'égalité (1.12).

La relation (4.17d) donne directement le signe de Π_{zz} , négatif en proche paroi. Pour obtenir le signe du comportement pariétal des autres composantes, il est nécessaire de réaliser une hypothèse sur le signe de $\overline{p_0 c_2}$ en se basant sur des principes phénoménologiques. Il est supposé qu'une élévation de pression ($p' > 0$) est provoquée lorsque le fluide vient impacter contre la paroi (lorsque $u'_z < 0$). Une fluctuation de pression positive est donc corrélée à une fluctuation de vitesse négative. Inversement, lorsque $u'_z > 0$, le fluide se sépare de la paroi. La fluctuation de pression qui en découle est supposée négative ($p' < 0$). Ainsi, une fluctuation de vitesse positive est corrélée à une fluctuation de pression négative. Ces situations sont représentées sur le schéma 4.13. Elles correspondent à une zone d'impact (ou de séparation) localisée, due à l'effet de blocage de la paroi. Cette hypothèse est utilisée par la suite et se traduit par

$$\overline{p_0 c_2} < 0. \quad (4.18)$$

Au contraire, le cas $\overline{p_0 c_2} > 0$, qui correspond à une diminution/augmentation de la pression en présence d'un point d'arrêt/décollement instationnaire, ne semble pas physiquement acceptable en présence d'une paroi imperméable.

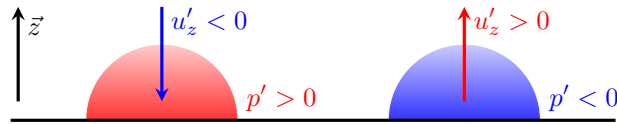


FIGURE 4.13. – Hypothèse réalisée sur la corrélation $\overline{p_0 c_2}$ en proche paroi

En utilisant l'hypothèse (4.18), il est possible de déduire le signe de ϕ_{zz} et de D_{zz}^p au voisinage de la paroi. Les simplifications (4.10, 4.11 et 4.12) permettent d'obtenir le comportement des termes associés à la composante $\overline{u'_r u'_r}$. Par conséquent, à proximité de la paroi, au niveau de l'axe de symétrie, les signes des termes liés à la fluctuation de pression sont donnés par

$$\Pi_{rr} > 0 \quad (4.19a) \quad \Pi_{zz} < 0 \quad (4.19d)$$

$$\phi_{rr} > 0 \quad (4.19b) \quad \phi_{zz} < 0 \quad (4.19e)$$

$$D_{rr}^p = 0 \quad (4.19c) \quad D_{zz}^p > 0 \quad (4.19f)$$

Ces comportements sont cohérents avec les résultats issus de la simulation LES étudiée (cf. Fig. 4.11). Il est possible de noter que le terme de diffusion par la pression estimé pour la composante radiale n'est pas identiquement nul. Cette constatation peut s'expliquer par la nécessité d'extraire les données à une abscisse légèrement supérieure à $r = 0$ (i.e. $r/D = 0.01$) lors du post-traitement, afin d'éviter de couper au niveau de la limite du domaine 2D moyenné. Les difficultés de convergence statistique pour ces termes peuvent également expliquer cette légère différence. Toutefois, le bon accord général de l'ensemble des termes confirme la restitution correcte des mécanismes pariétaux par la simulation LES étudiée, en particulier en ce qui concerne les effets de pression.

Bilan de la vérification

Les estimations de la simulation LES étudiée ici ont été vérifiées par comparaison à des données expérimentales dans la zone de jet libre, en amont de l'impact. Les bilans des équations de transport des tensions de Reynolds obtenus sont en bon accord avec les différentes mesures disponibles dans la littérature. Le comportement des termes des équations au second ordre est donc correctement retranscrit en l'absence de paroi. La vérification des effets de paroi est réalisée par comparaison à une autre simulation de la configuration d'étude. Dans le jet radial, les mécanismes principaux sont estimés de manière identique par les deux simulations, ce qui renforce la confiance dans les résultats obtenus en proche paroi. En revanche, près de l'axe, les deux simulations prévoient des tendances opposées pour les termes de pression. Une analyse asymptotique associée à une hypothèse sur des principes phénoménologiques permettent de montrer que les comportements décrits par la simulation étudiée sont cohérents avec la physique des termes de pression, au niveau de l'axe de symétrie du jet impactant. Cette analyse confirme que la simulation LES étudiée permet de retrouver les tendances des termes dominants dans le bilan des équations de transport des tensions de Reynolds, dans l'ensemble des trois régions clés du jet. Ainsi, les résultats obtenus peuvent servir de référence en vue de l'amélioration de la modélisation au second ordre.

4.4.2. Échanges d'énergie entre les termes dominants du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds dans la région d'impact

Pour diminuer l'erreur commise sur l'estimation de l'énergie cinétique turbulente dans la région d'impact, les modèles de turbulence au second ordre doivent représenter correctement les échanges d'énergie dans cette zone. En particulier, les termes dominants dans le bilan des tensions de Reynolds nécessitent une attention particulière car ce sont ces termes qui pilotent (au premier ordre) le développement de l'énergie cinétique turbulente. Dans cette optique, plusieurs coupes radiales sont effectuées dans la région d'impact du jet. Les bilans obtenus sont analysés pour l'ensemble des tensions diagonales du tenseur de Reynolds afin d'en tirer les termes de plus grande amplitude. Une relation d'équilibre correspondant à une version simplifiée du bilan est mise en évidence. L'objectif consiste alors à caractériser cet équilibre pour chaque tension dans toute la région d'impact.

Dans un premier temps, l'analyse se concentre au niveau de l'axe de symétrie. Afin d'éviter de couper sur la frontière du domaine moyenné, une extraction des bilans est effectuée en $r/D = 0.01$ de manière à observer l'évolution des différentes contributions avec la distance à la paroi. Les profils obtenus pour la composante axiale sont représentés sur la figure 4.14a. Cette tension est d'un grand intérêt car il s'agit de la composante dont l'amplitude est la plus importante en dehors du voisinage de la paroi. Les mécanismes responsables de son évolution jouent donc un rôle important dans le bilan de l'énergie cinétique turbulente. Le bilan de la composante radiale (\equiv azimutale) est également donné sur la figure 4.14b. Il permet d'analyser les échanges d'énergie responsables du pic observé pour cette composante au voisinage de la paroi (cf. Fig. 3.21b). L'observation du bilan obtenu pour la composante axiale (Fig. 4.14a) met en évidence deux zones distinctes. La zone "externe" de la région d'impact s'étend loin de la paroi, pour des valeurs de $z/D \in [0.1; 0.5]$.

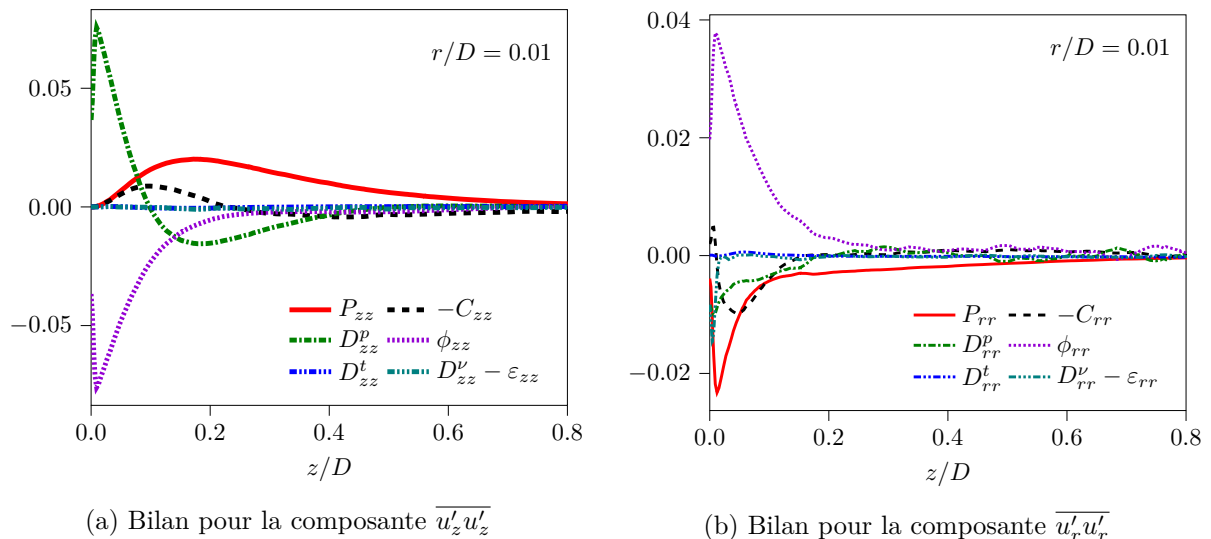


FIGURE 4.14. – Détail des bilan estimés par la simulation LES dans la région d'impact le long de l'axe de symétrie (en $r/D = 0.01$) pour les composantes axiales et radiales du tenseur de Reynolds

Elle se caractérise principalement par l'équilibre entre le terme de production (P_{zz}), positif, qui prélève de l'énergie à l'écoulement moyen, et le terme de diffusion par la pression (D_{zz}^p), négatif, qui transporte l'énergie reçue à l'extérieur de cette zone. Les termes de redistribution (ϕ_{zz}) et de convection (C_{zz}) ne jouent alors qu'un rôle mineur. Le changement de signe de D_{zz}^p marque l'entrée dans la zone "interne", au voisinage de la paroi, pour des valeurs de $z/D < 0.1$. Dans cette zone, la production d'énergie devient minoritaire, tout comme les processus convectifs. Le bilan est alors dominé par les termes de pression. D'une part, la diffusion par la pression apporte de l'énergie en proche paroi depuis la zone dite externe. Ce phénomène de transport explique le changement de signe de D_{zz}^p d'une région à l'autre. D'autre part, l'effet de blocage de la paroi entraîne une redistribution d'énergie importante, depuis la composante axiale du tenseur de Reynolds vers la composante radiale (\equiv tangentielle). Cet équilibre correspond à l'analyse effectuée lors du développement asymptotique des termes de pression. Il est également important de noter que la diffusion turbulente ainsi que les termes visqueux (diffusion visqueuse et dissipation) sont négligeables dans les deux zones étudiées ici.

Le bilan obtenu pour la composante radiale est représenté sur la figure 4.14b. Il fait également apparaître les deux zones précédemment décrites. Dans la zone externe, le terme convectif (C_{rr}) et la redistribution compensent le terme de production (P_{rr}) qui prélève de l'énergie à la composante $\overline{u'_r u'_r}$ pour la transmettre à l'écoulement moyen. La production se comporte alors comme un terme puits (contribution négative au bilan). Toutefois, l'effet de ces termes reste limité et l'énergie prélevée est minime en comparaison du terme source (contribution positive au bilan) observé sur la composante axiale. Dans la zone interne ($z/D < 0.1$), les transferts énergétiques sont bien plus importants. En effet, la composante radiale reçoit l'énergie prélevée sur la composante axiale via le terme de redistribution. Cet apport énergétique très important permet d'expliquer le pic observé en proche paroi pour la composante $\overline{u'_r u'_r}$ du tenseur de Reynolds (*cf.* Fig. 3.21b). Il représente également l'unique source d'énergie pour cette tension étant donné que les contributions de P_{rr} , C_{rr} et D_{rr}^p sont négatives. Le terme puits de plus grande amplitude correspond au terme de production. En effet, l'écoulement est fortement accéléré radialement à proximité du point d'arrêt. Le terme de production est alors dominé par la contribution en $-\overline{u'_r u'_r} \partial U_r / \partial r$, négative, qui est amplifiée par la présence du pic, en proche paroi, sur le profil de $\overline{u'_r u'_r}$. Le surplus d'énergie turbulente est convecté (via $C_{rr} < 0$) vers l'extérieur de la zone d'impact, dans le jet radial. Le terme de diffusion par la pression joue également un rôle en diffusant l'énergie radialement. Ce transfert radial a également été observé par Hadžiabdić [43] pour l'énergie cinétique turbulente. À l'instar du bilan de la composante axiale du tenseur de Reynolds, les termes visqueux ainsi

que la diffusion turbulente de la composante radiale sont également négligeables dans la région d'impact (à l'exception d'un pic très marqué au voisinage proche de la paroi pour $D_{rr}^\nu - \varepsilon_{rr}$).

L'analyse du bilan de l'énergie cinétique turbulente (représenté sur la figure 4.15) fait ressortir les caractéristiques principales des bilans précédemment étudiés. Étant donné que la redistribution disparaît lors de la sommation des contributions de chaque tension, le bilan représenté en 4.15 est majoritairement dominé par la production et la diffusion par la pression. Le terme convectif est minoritaire et les autres termes sont négligeables à l'exception du pic de $D_k^\nu - \varepsilon$ au voisinage proche de la paroi, hérité de la composante $\overline{u_r' u_r'}$.

Les deux zones caractéristiques de la région d'impact sont aisément identifiables. La zone externe ($z/D \in [0.1; 0.5]$) est dominée par le bilan de la composante $\overline{u_z' u_z'}$ du tenseur de Reynolds. Elle est donc le siège d'une production importante d'énergie cinétique turbulente (en raison du ralentissement axial du jet). Cet apport énergétique est compensé par la diffusion par la pression qui transporte l'énergie turbulente vers la paroi. Dans la zone interne ($z/D < 0.1$), le bilan de l'énergie cinétique turbulente est composé des contributions des deux composantes. D'une part, la diffusion par la pression liée à $\overline{u_z' u_z'}$ constitue l'unique source d'énergie en proche paroi. Cette énergie correspond au transfert depuis la zone externe. D'autre part, les termes puits sont associés à $\overline{u_r' u_r'}$. Ainsi, l'énergie apportée dans la zone interne est récupérée par l'écoulement moyen via le terme de production négatif (en raison de l'accélération radiale). Le surplus d'énergie est aussi convecté vers l'extérieur de la région d'impact, en direction du jet radial. Cet équilibre de la zone interne, *i.e.* $P_k \approx D_k^p$, est en accord avec les observations de Nishino *et al.* [80], Ries *et al.* [83] et Shekhar & Nishino [87] pour d'autres configurations d'impact.

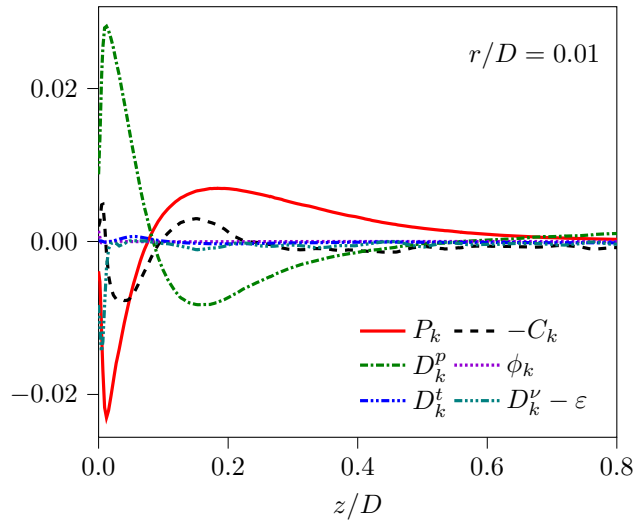


FIGURE 4.15. – Bilan de l'énergie cinétique turbulente le long de l'axe de symétrie ($r/D = 0.01$) estimé par la simulation LES

Dans un second temps, l'intérêt se porte sur les bilans obtenus dans la région d'impact en $r/D = 0.3$ afin de caractériser l'évolution radiale de l'équilibre observé précédemment. Les bilans estimés pour l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente et des tensions de Reynolds sont représentés sur la figure 4.16. Ces derniers peuvent être décomposés en trois zones : la zone interne de la région d'impact ($z/D < 0.1$), la zone externe de la région d'impact ($z/D \in [0.1, 0.25]$) et la zone d'influence de la couche de mélange qui s'étend au delà de $z/D = 0.25$. Le début de cette zone est marqué par l'augmentation de la diffusion turbulente. Ce phénomène est particulièrement visible sur les bilans de l'énergie cinétique turbulente et de la composante radiale du tenseur de Reynolds (Figures 4.16a et 4.16c).

La comparaison des bilans obtenus pour $\overline{u_r' u_r'}$ le long de l'axe de symétrie et à $r/D = 0.3$ met en évidence un changement de comportement du terme de diffusion par la pression. En effet, ce

dernier est négatif près de l'axe et positif en périphérie de la région d'impact. Ceci s'explique par une modification des flux à l'origine de ce terme. Près de l'axe, l'énergie est diffusée radialement, conduisant ainsi à un comportement de type "puits". En revanche, le terme "source" observé en $r/D = 0.3$ s'explique par un phénomène de diffusion de l'énergie depuis la couche de mélange du jet radial, en aval de la région d'impact. À part le changement de signe de D_{rr}^p , le bilan dans la région d'impact en $r/D = 0.3$ est inchangé par rapport à l'axe de symétrie. En effet, la redistribution reste le terme source dominant et l'énergie apportée est récupérée par l'écoulement moyen via le terme de production ou bien convectée vers le jet radial. À l'instar du bilan le long de l'axe de symétrie, les termes visqueux ainsi que la diffusion turbulente sont également négligeables pour la station considérée (à l'exception de la proximité immédiate de la paroi).

Le bilan obtenu en $r/D = 0.3$ pour la composante azimutale du tenseur de Reynolds est similaire à celui de la composante radiale à l'exception de la diffusion par la pression qui est négligeable, en raison de l'invariance par rotation de la solution moyennée. Ce comportement similaire explique l'aspect axisymétrique de la turbulence (*i.e.* $\overline{u'_r u'_r} \approx \overline{u'_\theta u'_\theta}$) dans la zone d'impact, observé entre autre par Nishino *et al.* [80]. Les bilans de k et $\overline{u'_z u'_z}$ sont également semblables à ce qui est observé au niveau de l'axe.

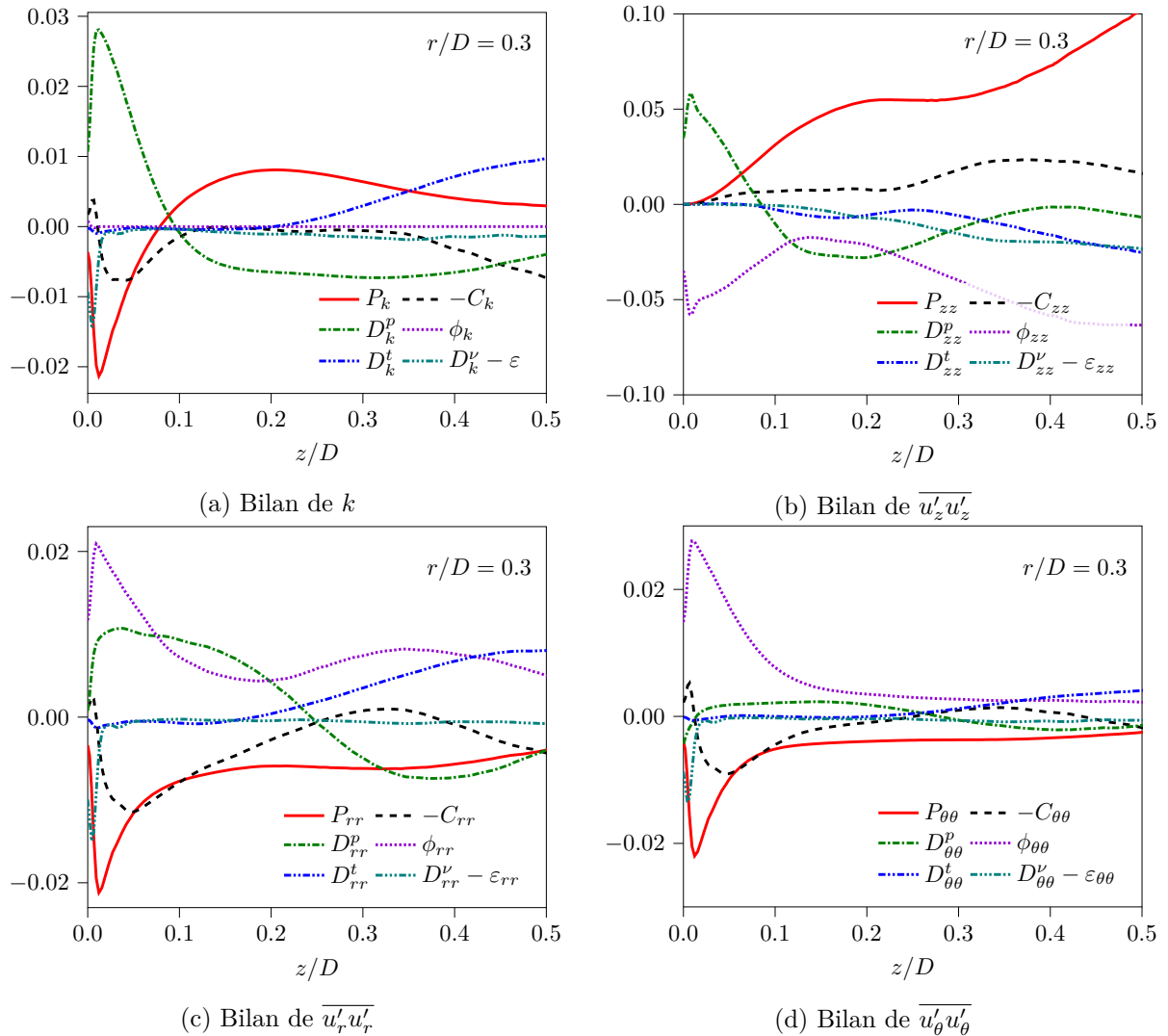


FIGURE 4.16. – Bilans en $r/D = 0.3$ estimés par la simulation LES

4.4.3. Analyse des transferts énergétiques dans la région d'impact

Une synthèse des mécanismes dominants à l'origine des transferts énergétiques dans la région d'impact est représentée sur le schéma 4.17. L'énergie cinétique turbulente est générée dans la zone externe de la région d'impact, via le terme de production P_{zz} de la composante axiale. La diffusion par la pression associée à cette composante transporte alors l'énergie de la zone externe vers la zone interne, à proximité de la paroi. Dans cette région, l'effet de blocage à la paroi induit une redistribution de l'énergie vers $\overline{u'_r u'_r}$ et $\overline{u'_\theta u'_\theta}$. Une part importante de cet apport énergétique est alors récupérée par l'écoulement moyen au travers des termes de production (négatifs) P_{rr} et $P_{\theta\theta}$. La convection joue un rôle minoritaire en transportant l'énergie à travers l'ensemble de la zone d'impact.

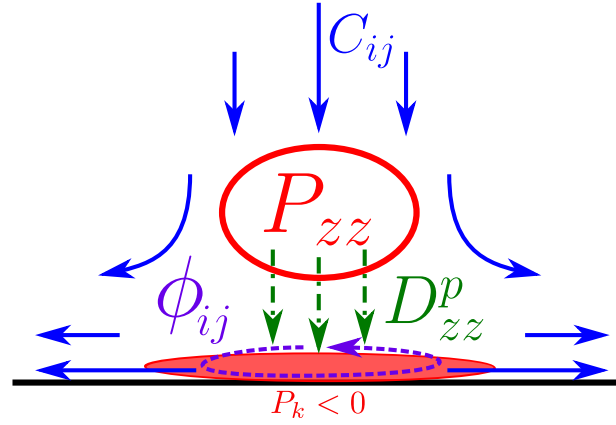


FIGURE 4.17. – Schématisation des transferts énergétiques dans la région d'impact

Le comportement des termes dominants dans le bilan des composantes diagonales du tenseur de Reynolds au niveau de la région d'impact est donc simplement décrit par l'équilibre

$$P_{\alpha\alpha} - C_{\alpha\alpha} + \phi_{\alpha\alpha} + D_{\alpha\alpha}^p \approx 0. \quad (4.20)$$

La sommation des effets de pression permet de faire apparaître le terme global $\Pi_{ij} = \phi_{ij} + D_{ij}^p$, ce qui réduit l'expression (4.20) à la relation d'équilibre

$$\Pi_{\alpha\alpha} \approx C_{\alpha\alpha} - P_{\alpha\alpha}. \quad (4.21)$$

Par construction, le terme de redistribution ne contribue pas à l'évolution de l'énergie cinétique turbulente car $\phi_{ii} = 0$. Ainsi, l'équation (4.21) se réduit simplement à

$$D_k^p \approx C_k - P_k. \quad (4.22)$$

La diffusion par la pression joue donc un rôle majeur pour la dynamique de la région d'impact car il s'agit du terme dominant responsable du transport de l'énergie entre la zone externe (création d'énergie cinétique turbulente) et la zone interne (destruction d'énergie cinétique turbulente). La bonne modélisation de ce terme est donc essentielle en vue de l'amélioration des prévisions des modèles de turbulence. De plus, l'équilibre (4.21) doit être correctement reproduit pour que l'évolution des tensions suivent le comportement observé. Ainsi, il est intéressant de connaître l'étendue de la zone vérifiant $\Pi_{ij} \approx C_{ij} - P_{ij}$ pour savoir dans quelle région les corrections doivent être appliquées.

4.4.4. Cartographie des régions vérifiant l'équilibre $\Pi_{ij} \approx C_{ij} - P_{ij}$

Une cartographie des régions satisfaisant à la relation d'équilibre (4.21) est réalisée afin de connaître l'étendue de la zone d'influence des effets de pression. Pour cela, un indicateur d'équilibre,

$$\zeta_{\alpha\alpha} = \frac{\Pi_{\alpha\alpha}}{C_{\alpha\alpha} - P_{\alpha\alpha}}, \quad (4.23)$$

est construit à partir du rapport des deux membres de l'équation (4.21). Ainsi, $\zeta_{\alpha\alpha} \rightarrow 1$ lorsque l'équilibre des deux termes est obtenu. La figure 4.18 représente cet indicateur appliqué aux trois composantes diagonales du tenseur de Reynolds ainsi qu'à l'énergie cinétique turbulente. Étant donné la forme de l'équation (4.23), $\zeta_{\alpha\alpha}$ est très sensible aux zones de faible intensité turbulente car les termes de production et de convection sont alors très faibles. Par conséquent, le calcul n'est pas effectué dans ces zones, masquées en gris sur les représentations 4.18.

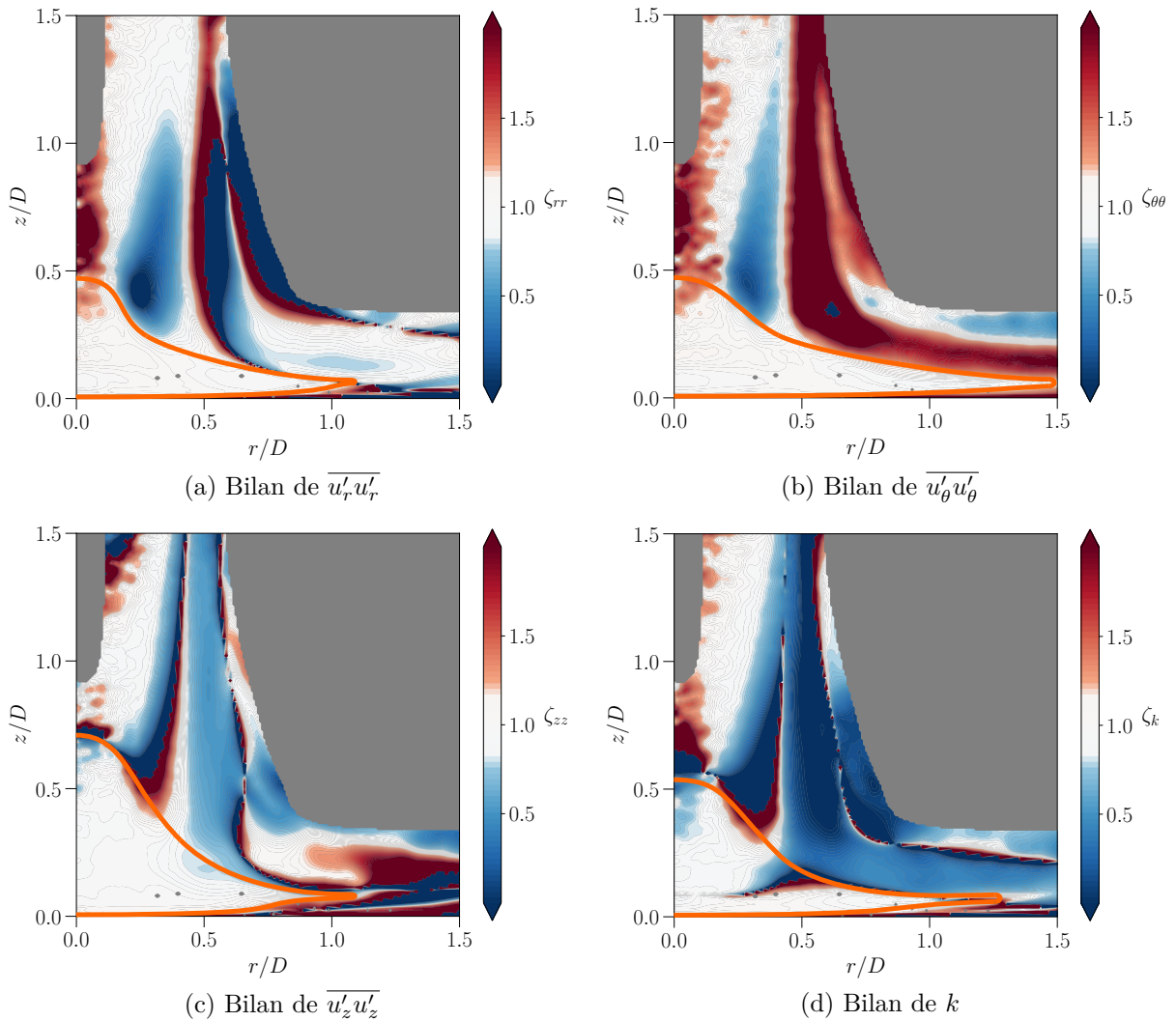


FIGURE 4.18. – Indicateur d'équilibre $\zeta_{\alpha\alpha}$ appliqué aux différents bilans

Une zone d'équilibre est observée pour chaque composante au niveau de la région d'impact. Une seconde zone d'équilibre est également observable à l'intérieur du cône potentiel du jet libre. Cependant, les faibles niveaux de turbulence dans le cœur du jet introduisent un bruit important sur les champs estimés à l'aide de l'indicateur $\zeta_{\alpha\alpha}$, ce qui limite la description de cette zone. L'étude est donc restreinte à la bonne représentation de la zone d'équilibre au niveau du point d'arrêt.

Les zones d'équilibre étudiées, entourées en orange sur la figure 4.18, prennent la forme d'une cloche plus ou moins étendue dans les directions axiales et radiales. L'intérêt se porte particulièrement sur le champ formé par l'indicateur ζ_{zz} étant donné que la tension $\overline{u'_z u'_z}$ est majoritaire dans l'ensemble du jet libre et de la région d'impact, à l'exception du voisinage de la paroi ($z/D < 0.1$). La région ainsi décrite s'étend jusqu'à $z/D = 0.75$ le long de l'axe de symétrie et jusqu'à $r/D = 1$ à proximité de la paroi. L'étendue de cette zone est comparable aux dimensions données dans la littérature pour la région d'impact [32, 37, 30]. Ce point confirme que l'équilibre (4.21) est réalisé dans l'ensemble de la région d'impact, pour la composante du tenseur de Reynolds de plus grande amplitude. Les zones d'équilibre obtenues pour les tensions $\overline{u'_r u'_r}$ et $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ ont la même étendue radiale mais les effets de pression jouent sur une distance plus faible par rapport à la paroi. L'équilibre n'est alors obtenu qu'en dessous de $z/D = 0.5$.

Le champ basé sur le bilan de l'énergie cinétique turbulente est de forme similaire à ceux estimés individuellement pour les composantes du tenseur de Reynolds. En revanche, il est important de noter qu'il ne correspond pas à la demi-somme des champs $\zeta_{\alpha\alpha}$, en raison de la non linéarité de la relation qui assure que $\zeta_k \rightarrow 1$ à l'équilibre :

$$\zeta_k = \underbrace{\frac{\Pi_k}{C_k - P_k}}_{\rightarrow 1 \text{ à l'équilibre}} = \underbrace{\frac{\Pi_{ii}}{C_{jj} - P_{ll}}}_{\rightarrow 1 \text{ à l'équilibre}} \neq \underbrace{\frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\Pi_{\alpha\alpha}}{C_{\alpha\alpha} - P_{\alpha\alpha}}}_{\rightarrow 3/2 \text{ à l'équilibre}}. \quad (4.24)$$

Pour l'ensemble des tensions de Reynolds, il semble que la zone étudiée soit une approximation correcte de la région d'impact. Par conséquent, dans la suite de ce manuscrit, l'équilibre (4.21) est considéré comme valide dans l'ensemble de la région d'impact, quelle que soit la composante $\overline{u'_i u'_j}$ analysée. Ceci permet notamment de réduire le nombre de degrés de liberté en passant d'une représentation par composante pour la région d'intérêt à un champ scalaire, indépendant de la composante $\overline{u'_i u'_j}$ traitée.

4.5. Analyse de la modélisation des termes dominants dans les bilans des tensions de Reynolds

L'étude des bilans obtenus par la simulation LES du jet impactant montre que l'évolution des tensions de Reynolds dans la région d'impact est dominée par l'influence de la production d'énergie cinétique turbulente, de la convection par l'écoulement moyen et des effets de pression. La bonne modélisation de ces termes est donc importante. Par conséquent, il s'agit ici d'analyser les différents modèles associés à chaque terme, afin d'en déduire les possibilités d'amélioration pour la prévision des configurations d'impact.

Tout d'abord, il convient de séparer les termes qui ne nécessitent pas de fermeture des termes à modéliser. Ainsi, la production et la convection sont calculés directement et ne peuvent pas être corrigés dans le but d'améliorer le comportement des modèles RSM à l'impact. En se basant sur l'équation d'équilibre (4.21), l'unique effort de modélisation doit porter sur les effets de pression Π_{ij} . La séparation classique de ce terme en redistribution (ϕ_{ij}) et en diffusion par la pression (D_{ij}^p) donne une liberté supplémentaire concernant les possibilités d'amélioration. Deux diagnostics sont alors possibles :

- Le terme de redistribution modélisé ne répond pas correctement, en particulier au voisinage de la paroi, ce qui entraîne une sous-estimation du transfert d'énergie de la composante axiale du tenseur de Reynolds vers les composantes radiales et tangentielles.
- Le terme de diffusion par la pression est sous-estimé, limitant ainsi les échanges entre la zone externe, où l'énergie cinétique turbulente est produite, et la zone interne, où cette énergie est détruite.

Il s'agit ensuite de choisir le diagnostic le plus critique vis-à-vis de la modélisation actuelle.

Le terme de redistribution utilisé dans le modèle EBRSM est le fruit de nombreuses années d'études. Il se construit à partir du modèle SSG [Eq. (2.27)] qui découle de la formulation générale obtenue par un développement en b_{ij} tronqué à l'ordre 1. Cette troncature est notamment effectuée afin d'améliorer la stabilité du modèle. Il peut être envisagé de rajouter des termes d'ordre supérieur à l'expression du modèle, ce qui revient à changer le modèle SSG par un modèle équivalent au TCL (*Two Components Limit*) proposé par Craft & Launder [17]. Toutefois, l'objectif de cette étude est de proposer une modélisation relativement simple et robuste, la complexité du modèle TCL est alors une limitation forte. Dans le modèle EBRSM de référence, la proximité de la paroi est gérée par la pondération elliptique du modèle homogène SSG vers le modèle de paroi proposé par Manceau & Hanjalić [68]. Ce dernier est construit de manière à respecter le bon comportement asymptotique pour la tension normale à la paroi, afin de reproduire correctement l'effet de blocage. Toutefois, le bilan obtenu dans la région d'impact d'après le modèle RSM de référence (*cf.* section 3.2) révèle que les termes négligés lors de la dérivation du modèle pénètrent au cœur de la région de paroi, contrairement au cas d'une couche limite, ce qui perturbe les prévisions du modèle à l'impact. Aussi, l'étude de Craft *et al.* [15] montre que l'utilisation d'une correction de paroi dédiée à l'impact [Eq. (2.51)] améliore significativement les estimations par rapport au modèle de Gibson & Launder [36] [Eqs. 2.29 et 2.30]. Les résultats obtenus avec cette correction sont confirmés par l'étude de Craft & Launder [17] ainsi que par les travaux de Im *et al.* [50]. Ainsi, le modèle de paroi pour la redistribution joue un rôle de premier plan dans la prévision de la région d'impact.

Les travaux de modélisation du terme de diffusion par la pression sont plus diffus dans la littérature car ce terme est généralement négligé. En effet, l'hypothèse de Lumley [66] [*cf.* Eq. (2.5)] suggère que ce terme est proportionnel à la diffusion turbulente. Il est donc pris en compte lors de la calibration au travers du coefficient du modèle pour le flux turbulent. Selon Hanjalić & Launder [46], cette inclusion permet d'expliquer les bons résultats obtenus avec les modèles (pour le flux turbulent) qui ne sont pas invariants par permutation des indices, contrairement à $\overline{u'_i u'_j u'_k}$. En effet, l'inclusion du flux lié à la pression casse l'invariance par permutation circulaire.

Les résultats obtenus au travers de la simulation LES montrent que le terme de diffusion par la pression est un terme essentiel dans le bilan, afin de gérer les échanges d'énergie entre la zone dite "externe" et la zone dite "interne" de la région d'impact. Au contraire, la diffusion turbulente est négligeable dans toute la région autour du point d'arrêt. Cette différence d'échelle est en désaccord total avec l'hypothèse de Lumley (*i.e.* il n'y a pas de proportionnalité entre les deux termes). Ceci s'explique en partie car l'hypothèse de Lumley ne traite que de la partie dite "lente" de la pression fluctuante (liée aux interactions turbulence-turbulence). Au contraire, le terme de diffusion par la pression doit être principalement piloté par des effets dits "rapides" (interaction turbulence-taux de déformation) au niveau de la région d'impact, en raison du fort ralentissement axial et de l'accélération radiale.

La littérature est peu fournie concernant la modélisation de la partie "rapide" de la diffusion par la pression (*cf.* chapitre 6). Le nombre de modèles proposés est très faible et leur utilisation ne s'est pas répandue, en raison de la complexité des formes obtenues ou de l'inconsistance avec le terme modélisé. De plus, ces modèles ne sont pas appliqués à la configuration de jet impactant, ce qui ne permet pas de conclure sur leurs efficacités.

Compte tenu de l'analyse effectuée ci-dessus, il semble qu'il soit plus intéressant d'orienter l'effort de modélisation sur le terme de diffusion par la pression. Effectivement, ce terme joue un rôle majeur dans la région d'impact et la modélisation proposée n'est pas du tout adaptée à la configuration d'étude. Au contraire, le travail effectué sur la modélisation du terme de redistribution est conséquent et très abouti. Les effets redistributifs ne sont donc pas une priorité majeure pour l'amélioration de la prévision des zones d'impact contrairement aux effets de diffusion par la pression qui sont largement sous-estimés par les modèles. Ce choix est d'autant plus pertinent lorsque l'intérêt se porte sur l'équation de k ou seul le terme D_k^p persiste ($\phi_k = 0$).

Bilan

Dans ce chapitre, les bilans des équations de transport des tensions de Reynolds et de l'énergie cinétique turbulente ont été obtenus à l'aide d'une simulation LES. La représentativité du calcul a été vérifiée par comparaison avec des données expérimentales, dans la zone de jet libre, et avec des données numériques, au voisinage de la paroi. Une analyse asymptotique est également mise en œuvre afin de connaître le comportement des termes étudiés au voisinage de la paroi, au niveau de l'axe de symétrie. Les résultats de cette analyse étant concluants, ils valident l'utilisation du calcul LES pour l'estimation des bilans dans la région d'impact.

L'analyse des résultats LES aboutit à plusieurs constats nouveaux. Tout d'abord, les termes dominants sont les termes de pression (redistribution ϕ_{ij} et diffusion par la pression D_{ij}^p) et le terme de production d'énergie turbulente (P_{ij}). Le terme de convection (C_{ij}) joue aussi un rôle, dans une moindre mesure. Les autres termes sont tous négligeables, à l'exception de la dissipation qui apparaît en très proche paroi. Ensuite, le regroupement des effets de pressions dans le terme Π_{ij} permet de décrire l'équilibre dans la région d'impact par une formule simple, généralisable pour l'ensemble des tensions de Reynolds diagonales, *i.e.* $\Pi_{\alpha\alpha} = C_{\alpha\alpha} - P_{\alpha\alpha}$. La visualisation de cet équilibre montre qu'il s'étend sur une zone correspondant à la région d'impact, pour chacune des composantes étudiées. Enfin, les résultats mettent en avant le rôle majeur de la diffusion par la pression. Sa contribution équilibre la production d'énergie cinétique turbulente, positive dans la zone "externe" et négative dans la zone "interne" de la région d'impact. Ce transfert d'énergie est rendu possible par la conversion de l'énergie de la composante axiale vers la composante radiale, au voisinage de la paroi, par le terme de redistribution. La figure 4.17 propose une représentation de ces mécanismes, responsables de l'évolution des tensions de Reynolds dans la région d'impact.

L'analyse de la modélisation RSM permet de montrer que la correction de la prévision aérodynamique des régions d'impact passe par un travail sur les termes de pression, sachant que les autres termes ne nécessitent pas de fermeture pour les modèles au second ordre. Le faible intérêt porté au terme de diffusion par la pression dans la littérature en fait un choix prioritaire pour la modélisation. Ce choix se base notamment sur l'invalidité de l'hypothèse de Lumley (*i.e.* $\overline{p'u'_i} \propto \overline{u'_i u'_k u'_k}$) dans la région d'impact. En effet, cette hypothèse est utilisée de manière quasi-systématique afin de s'affranchir du développement d'un modèle pour le terme de diffusion par la pression. Ce constat s'explique par l'hypothèse de départ utilisée par Lumley, qui n'est pas applicable dans les régions où le taux de déformation est important. La région d'impact se caractérisant principalement par le fort ralentissement axial et par une accélération radiale importante, il n'est pas surprenant que la modélisation proposée soit inadaptée.

Dans ce qui suit, une première étape consiste à proposer une correction robuste et simple à mettre en œuvre, en imposant l'équilibre $\Pi_{\alpha\alpha} = C_{\alpha\alpha} - P_{\alpha\alpha}$ dans la région d'impact, afin d'améliorer la prévision des tensions de Reynolds au voisinage du point d'arrêt. En outre, cette modification permet de vérifier que la correction du comportement aérodynamique permet de réduire la surévaluation du flux de chaleur à l'impact. Dans un second temps, une modélisation des effets de pression est proposée. La prise en compte de la partie "rapide" de la diffusion par la pression, associée à un modèle de redistribution adapté, améliore la représentativité physique des modèles RSM. La meilleure représentation des mécanismes physiques à l'impact doit permettre une évaluation plus satisfaisante des tensions de Reynolds en périphérie du point d'arrêt et, par conséquent, une estimation plus réaliste des flux de chaleur au cœur du jet impactant.

Mise en place d'une correction dynamique pour l'amélioration de la prévision des zones d'impact

Les bilans des équations de transport des tensions de Reynolds ont été obtenus au chapitre 4 dans la zone de stagnation d'un jet ($Re = 23\,000$, $H/D = 2$), impactant en incidence normale sur une paroi. Au premier ordre, *i.e.* pour les termes dominants dans le bilan, il a notamment été montré qu'il existait un équilibre entre les termes liés à la pression fluctuante, la convection et la production des tensions de Reynolds [*cf.* Eq. (4.21)]. La visualisation de l'étendue des zones d'équilibre a également permis de constater que ce dernier était valable dans l'ensemble de la région d'impact, pour les trois composantes diagonales du tenseur de Reynolds. Enfin, la mauvaise prévision aérothermique de la zone de stagnation a été attribuée à une représentation inconsistante des effets de pression par les modèles de turbulence. Ainsi, l'objectif de ce chapitre consiste à proposer une correction imposant directement la relation (4.21) au voisinage du point d'arrêt. Fondamentalement, la méthode proposée se base sur une correction *ad hoc* plutôt qu'une modélisation fine des termes de pression. À ce titre, l'intérêt est principalement tourné vers la simplicité et la robustesse de la formulation. Ainsi, l'intention initiale est d'améliorer la représentation dynamique et thermique des écoulements en configuration d'impact, par une méthodologie facile à mettre en œuvre et adaptable aux codes industriels. Au contraire, une modélisation plus fine (mais aussi plus complexe) des mécanismes physiques de la région d'impact est mise en place dans le chapitre 6.

Pour atteindre cet objectif, il est nécessaire de capter correctement la zone d'intérêt à l'aide d'un indicateur basé sur les grandeurs transportées par le modèle. Ainsi, une première étape consiste à trouver un senseur adapté pour la région d'impact. La modification du modèle de référence est ensuite possible, afin d'imposer l'équilibre $\Pi \approx C - P$ dans la région ainsi décrite. Lors de cette étape, plusieurs variantes du modèle EBRSM sont développées en s'appuyant sur l'observation de leurs prévisions dynamiques et de leur estimation du coefficient d'échange thermique à la paroi.

Sommaire

5.1. Sélection d'un senseur pour la description de la région d'impact . . .	84
5.1.1. Invariants de l'écoulement	84
5.1.2. Calcul des invariants de l'écoulement d'après les données LES	85
5.1.3. Choix du senseur le plus adapté basé sur l'analyse de cas modèles	86
5.2. Mise en œuvre d'une correction d'impact dans le modèle EBRSM . . .	87
5.2.1. Rappels et choix du terme à corriger	87
5.2.2. Mise en œuvre de la correction sur Π_{ij} dans le modèle EBRSM	88

5.1. Sélection d'un senseur pour la description de la région d'impact

L'idée principale de ce chapitre est d'imposer directement la relation d'équilibre (4.21) dans la région d'impact. Cette correction est envisagée pour retrouver les intensités des tensions de Reynolds obtenues par la simulation LES au voisinage du point d'arrêt (*cf.* Chapitre 4). Toutefois, il est essentiel de limiter la correction à la zone d'intérêt pour ne pas mettre en défaut le modèle sur les configurations d'écoulement sur lesquelles il est calibré. C'est pourquoi l'utilisation d'un senseur est nécessaire. En accord avec la philosophie de la correction proposée, cet indicateur doit être relativement simple et robuste tout en s'appuyant uniquement sur les variables disponibles dans la modélisation.

5.1.1. Invariants de l'écoulement

La région d'impact se caractérise principalement par une valeur élevée du tenseur des taux de déformation. De plus, les directions principales de ce dernier sont alignées avec le repère formé par la normale à la paroi et les directions transverses. Cette notion importante est mise en évidence par l'analyse de Manceau [67]. En effet, en introduisant les tenseurs

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (5.1a) \quad \text{et} \quad M_{ij} = n_i n_j - \frac{1}{3} \delta_{ij}, \quad (5.1b)$$

la dérivation d'un modèle algébrique basé sur l'EBRSM fait apparaître l'*invariant d'impact*

$$\mathcal{P} = \frac{S_{ij} M_{ji}}{\sqrt{S_{lm} S_{lm}}}, \quad (5.2)$$

qui traduit l'alignement des directions propres de \underline{S} avec la direction normale à la paroi \underline{n} , via le tenseur \underline{M} . Ce terme tend vers zéro lorsque l'écoulement est majoritairement parallèle à la paroi et vaut respectivement $\mathcal{P}^2 = 2/3$ et $\mathcal{P}^2 = 1/2$ dans des régions d'impact axisymétriques et planes. En effet, à l'approche de la paroi, le produit $S_{ij} M_{ji}$ tend vers $\partial U_n / \partial x_n$, soit la valeur des taux de déformation dans la direction normale à la paroi. La prise en compte des effets de rotation, via le tenseur des taux de rotation noté :

$$W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad (5.3)$$

fait également ressortir deux autres invariants :

$$\mathcal{R} = \sqrt{-\frac{W_{ij} W_{ji}}{S_{lm} S_{lm}}} \quad (5.4a) \quad \text{et} \quad \mathcal{Q} = 2 \frac{S_{ij} W_{jl} M_{li}}{S_{mn} S_{mn}}. \quad (5.4b)$$

Le second aspect important de la région d'impact est son caractère irrotationnel. Par conséquent, ces invariants sont également des candidats potentiels pour décrire correctement cette région.

Le premier invariant (\mathcal{R}) compare directement le taux de rotation au taux de déformation. Il apparaît naturellement lors de la caractérisation des effets de rotation. Cet invariant est notamment mis en évidence par Truesdell [95] comme une mesure de la vorticité de l'écoulement. Il s'interprète comme l'adimensionnement, par le taux de déformation $S = S_{ij} S_{ji}$, du critère Q proposé par Hunt *et al.* [49] : $Q = S_{ij} S_{ji} - W_{lm} W_{ml}$. L'invariant vaut $\mathcal{R} = 0$ lorsque l'écoulement est irrotationnel et $\mathcal{R} \rightarrow +\infty$ en l'absence de déformation (rotation pure). Le second invariant (\mathcal{Q}) compare l'orientation des effets couplés de rotation et de déformation, *i.e.* $\underline{S} \cdot \underline{W}$, avec la normale à la paroi. Contrairement à \mathcal{P} , il n'est pas sensible aux dilatations/compressions irrotationnelles. Il s'active principalement en présence de cisaillement pariétal, d'où son appellation d'*invariant de couche limite*. Ainsi, $\mathcal{Q} \rightarrow 1$ dans une couche limite et $\mathcal{Q} = 0$ dans une région d'impact.

5.1.2. Calcul des invariants de l'écoulement d'après les données LES

Dans un premier temps, les invariants \mathcal{P} , \mathcal{R} , \mathcal{Q} sont évalués sur les données issues de la LES présentée dans les chapitres précédents. La normale à la paroi est fixée dans la direction \underline{z} et les gradients de vitesse sont calculés *a posteriori*, dans le repère cylindrique, en utilisant une représentation polynomiale locale des champs (Algorithme de Savitsky-Golay). Cette méthode (filtre) est privilégiée dans cette étude pour analyser les modèles RANS en s'appuyant sur les champs LES afin de réduire la sensibilité du résultat au bruit.

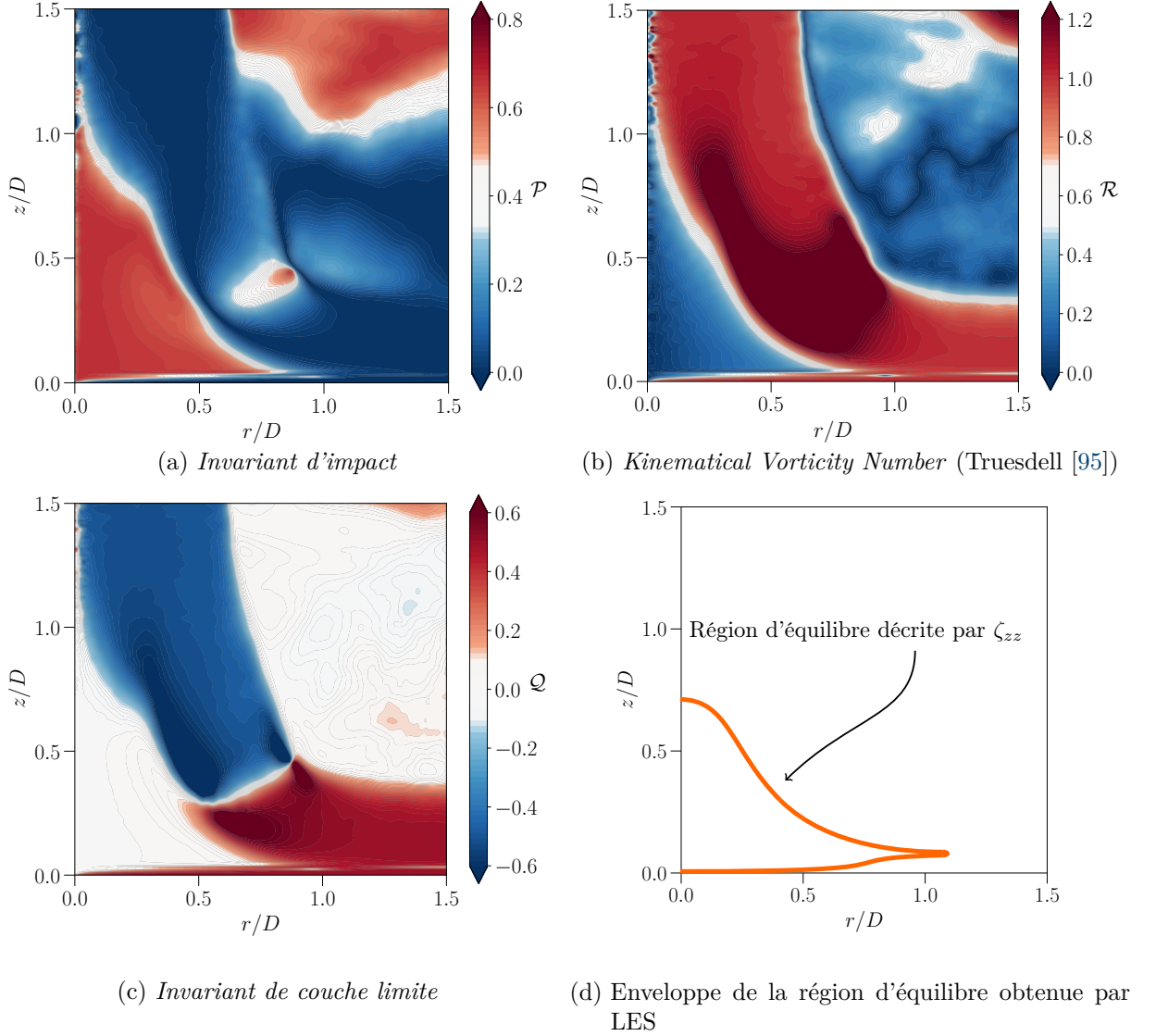


FIGURE 5.1. – Évaluation des invariants \mathcal{P} , \mathcal{R} , \mathcal{Q} proposés par Manceau [67] sur les données LES du jet impactant

Les champs obtenus sont représentés sur la figure 5.1. Pour rappel, la figure 5.1d représente l'enveloppe de la région décrite par l'indicateur d'équilibre ζ_{zz} , soit la zone où la relation $\Pi_{zz} = C_{zz} - P_{zz}$ est valide. La forme des zones représentées par les différents invariants est en très bon accord avec la forme en cloche attendue pour la région d'équilibre révélée par la LES (*i.e.* contour orange sur les champs de ζ_{zz}). L'extension radiale jusqu'à $r/D = 1$ est très bien représentée. De même, les régions ciblées par les indicateurs s'étendent sur une distance d'environ $z/D = 1$ de la paroi contre $z/D = 0.75$ d'après les données LES. Toutefois, la condition d'axisymétrie perturbe l'analyse au niveau de l'axe. En effet, l'écoulement y est nécessairement irrotationnel. L'existence d'une légère déformation axiale suffit donc à caractériser cette zone comme une région d'impact. Ce phénomène conduit à un étirement des zones décrites par les in-

variants le long de l'axe et engendre également un bruit important à son voisinage, en particulier loin de la paroi. Cependant, la présence de ces perturbations n'est pas un critère discriminant pour la sélection du senseur. En effet, les effets seront très localisés et leurs conséquences éventuelles seront rapidement lissées par les phénomènes de diffusion.

Les valeurs obtenues sont également en accord avec les comportements attendus d'après la définition de ces invariants. En effet, la valeur de \mathcal{P}^2 vaut bien environ $2/3$ dans la région d'impact axisymétrique et s'annule dans la couche de mélange et le jet radial. Au contraire, \mathcal{Q} est nul près du point d'arrêt et atteint ses extrema au niveau de la courbure de l'écoulement, à la jonction de la couche de mélange et du jet radial. À l'instar de \mathcal{Q} , le ratio rotation/déformation, *i.e.* \mathcal{R} , est également nul au niveau du point d'arrêt et atteint sa valeur maximale dans les couches de cisaillement. Quel que soit l'invariant considéré, la valeur obtenue en dehors du jet (zone ambiante) est similaire à celle calculée à l'impact. Ceci est dû à un écoulement relativement faible ($U < 0.05U_b$) et uniforme dans cette zone, qui entraîne l'absence de rotation et de déformation. Les invariants prennent alors une forme indéterminée. Toutefois, cette caractéristique n'est pas problématique dans le cas présent. En effet, le fluide ambiant étant au repos, l'écoulement y est très faible et quasi-laminaire. Par conséquent, comme les tensions de Reynolds y sont négligeables, imposer l'équilibre (4.21) dans le modèle RSM n'aura pas (ou peu) d'influence (*i.e.* $C_{\alpha\alpha} - P_{\alpha\alpha} = 0$).

5.1.3. Choix du senseur le plus adapté basé sur l'analyse de cas modèles

Bien que les invariants proposés découlent de la dérivation d'un modèle de paroi, la section précédente montre que leur formulation est valable dans l'ensemble du domaine de calcul. L'étude du cas de référence (jet impactant axisymétrique) n'est alors pas suffisante pour choisir l'invariant le plus adapté. En effet, le senseur doit être actif au voisinage d'un point d'arrêt mais pas en dehors d'une zone de stagnation. Par conséquent, il est nécessaire d'analyser d'autres configurations afin de sélectionner le bon senseur pour appliquer la correction d'impact.

→ Jet impactant 2D plan

L'écoulement d'un jet plan impactant sur une surface est relativement proche de la configuration d'étude. Il est donc nécessaire de capter aussi bien la zone d'impact pour y imposer la correction. L'écoulement étant toujours faiblement rotationnel, les invariants \mathcal{R} et \mathcal{Q} ne devraient pas être impactés. En revanche, le comportement de l'*invariant d'impact* évolue (*cf.* définition précédente). En effet, pour le cas plan, l'invariance dans la direction transverse réduit le nombre de dimensions du problème, ce qui se traduit par une limite plus faible : $\mathcal{P}^2 \xrightarrow{\text{plan}} 1/2$ au lieu de $\mathcal{P}^2 \xrightarrow{\text{axi}} 2/3$. Toutefois, la forme devrait être correctement reproduite. Ainsi, le problème réside uniquement dans la mise à l'échelle de l'indicateur. L'invariant \mathcal{P} est donc tout à fait utilisable pour un cas de jet plan dans la mesure où la normalisation choisie s'adapte au changement de configuration.

→ Rotation pure

L'étude des effets de rotation permet d'analyser le comportement des invariants \mathcal{R} et \mathcal{Q} . Par définition, $\mathcal{R} \rightarrow +\infty$ lorsqu'une zone de rotation pure est rencontrée (*i.e.* $S_{ij} = 0$, $W_{ij} \neq 0$). Sa valeur à l'impact étant nulle, ce cas n'est pas éliminatoire pour juger de sa validité comme senseur pour la région d'impact. De même, \mathcal{P} ne se base que sur le taux de déformation ($S_{ij} = 0$). Il est donc nul en cas de rotation pure, contrairement à une région d'impact pour laquelle $\mathcal{P} > 0$. En revanche, le cas de rotation pure soulève une ambiguïté sur le comportement de \mathcal{Q} . En effet, l'absence de déformation a le même effet que l'absence de rotation dans la région d'impact. Ainsi, $S_{ij}W_{jl} = 0$ dans les deux cas. L'invariant de couche limite n'est donc pas capable de discerner une zone de rotation pure et une zone d'impact (*i.e.* $\mathcal{Q} = 0$ dans les deux cas). Son utilisation est donc hasardeuse dans l'optique de la correction envisagée. En effet, la présence de tourbillons ou de recirculations peut induire des zones où $\mathcal{Q} \rightarrow 0$, en dehors d'une région d'arrêt. Y imposer l'équilibre observé

à l'impact n'est donc pas envisageable. Par conséquent, cet invariant n'est pas adapté à la description des régions de stagnation dans un contexte plus général, *i.e.* pour un écoulement plus complexe. À titre d'exemple, une marche descendante ou l'écoulement derrière un obstacle présentent tous deux des zones de stagnation et de recirculation qui peuvent être confondues par l'invariant \mathcal{Q} .

→ **Écoulement convergent/divergent loin d'une paroi**

À la différence de \mathcal{P} et \mathcal{Q} , l'invariant \mathcal{R} ne tient pas compte de la présence de parois ni de l'alignement avec celles-ci. Utilisé comme senseur, il peut donc s'activer dès lors qu'il existe une zone où la compression/l'expansion domine le cisaillement. Ce type d'écoulement peut se rencontrer au centre (*i.e.* loin de la paroi) de conduites à section variable dont le taux de compression/expansion est important. Toutefois, ces écoulements sont assez éloignés de la configuration d'impact pour laquelle l'indicateur est destiné. Ainsi, il est préférable de distinguer ces deux types d'écoulements. Par conséquent, l'utilisation de l'invariant \mathcal{R} comme senseur d'impact n'est pas privilégiée.

L'analyse de ces trois configurations prouve que \mathcal{P} est le mieux adapté à la description des régions d'impact. Il est donc sélectionné comme base de travail pour la mise en œuvre de la correction d'impact proposée dans ce chapitre. L'idée de la section suivante consiste à décrire la méthode suivie pour imposer l'équilibre (4.21) dans la zone révélée par le senseur.

5.2. Mise en œuvre d'une correction d'impact dans le modèle EBRSM

L'étude des bilans issus de la LES montre que les équations de transport des tensions de Reynolds sont pilotées, dans la région d'impact, par un équilibre entre les termes de production ($P_{\alpha\alpha}$), de convection ($C_{\alpha\alpha}$) et les termes impliquant la pression fluctuante ($\Pi_{\alpha\alpha} = \phi_{\alpha\alpha} + D_{\alpha\alpha}^p$). Cet équilibre est valable pour l'ensemble des composantes diagonales du tenseur de Reynolds. Il est décrit par les équations (4.20-4.21). L'idée de cette section consiste à proposer une modification de la modélisation EBRSM afin d'imposer cet équilibre dans la région d'impact, décrite par le senseur sélectionné dans la section 5.1.

5.2.1. Rappels et choix du terme à corriger

L'analyse de la modélisation EBRSM, effectuée dans la section 4.5, met en évidence le fait que la correction ne peut porter que sur les termes de pression (*i.e.* $\Pi_{ij} = \phi_{ij} + D_{ij}^p$). En effet, les deux autres termes dominants dans la région d'impact (production et convection) ont une expression exacte, dérivant des équations de Navier-Stokes, et ne seront donc pas modifiées. De plus, les termes de pression sont au cœur des échanges d'énergie au sein de la région d'impact. En effet, la diffusion par la pression assure la majeure partie du transport de l'énergie turbulente tandis que la redistribution fait le lien entre les termes sources, sur la composante axiale du jet, et les termes puits, sur les composantes radiales et tangentielles. Par conséquent, la mauvaise modélisation de ces termes (*cf.* section 4.5) est à l'origine de la surestimation de l'énergie cinétique turbulente dans la région d'impact. Il a été suggéré que le travail de modélisation devait porter principalement sur le terme de diffusion, actuellement négligé.

Toutefois, dans l'optique d'une correction robuste et simple à mettre en œuvre, il est préférable de s'intéresser au terme global Π_{ij} plutôt que de proposer un modèle pour D_{ij}^p , consistant avec la modélisation existante du terme de redistribution ϕ_{ij} . En effet, s'intéresser uniquement à $\Pi_{ij} = \phi_{ij} + D_{ij}^p$ permet d'éviter le couplage entre les deux modèles (pour ϕ_{ij} et D_{ij}^p), ce qui facilite la mise en équation et assure une robustesse plus importante de la correction. En outre, la dérivation du modèle de paroi de l'EBRSM s'appuie sur le développement asymptotique du terme Π_{ij} [*cf.* équation (4.17)] afin de respecter le comportement asymptotique de l'équation de transport

des tensions de Reynolds au voisinage de la paroi, *i.e.*

$$D'_{ij} = -[\Pi_{ij} - \varepsilon_{ij}] + \mathcal{O}(y^2). \quad (5.5)$$

Ainsi, la proposition d'une correction basée sur l'ensemble des effets de pression, au travers de Π_{ij} , est également cohérente avec la modélisation proche paroi mise en place dans le modèle EBRSM.

5.2.2. Mise en œuvre de la correction sur Π_{ij} dans le modèle EBRSM

L'idée consiste à corriger le comportement de Π_{ij} dans la région décrite par un senseur, basé sur l'invariant \mathcal{P} proposé par Manceau [67]. Dans une région d'impact axisymétrique, cet invariant tend vers la valeur $\mathcal{P}^2 = 2/3$. Ainsi, la normalisation

$$\mathcal{I} = \frac{3}{2}\mathcal{P}^2 \quad (5.6)$$

est une bonne fonction indicatrice de la présence d'une zone d'impact axisymétrique. Par conséquent, elle est utilisée dans la suite de ces travaux. Néanmoins, cet indicateur ne permet pas de représenter pleinement l'ensemble des régions d'impact. En effet, pour un jet plan, la limite

$$\mathcal{I} = \frac{3}{2}\mathcal{P}^2 \xrightarrow{\text{2D plan}} \frac{3}{4} \quad (5.7)$$

est inférieure à 1. L'indicateur n'est alors pas totalement actif. L'ajout d'une tangente hyperbolique dans son expression, associée à des coefficients de pente/seuil bien calibrés, devrait permettre d'améliorer la sensibilité, soit

$$\mathcal{S} = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh(c_p(c_s + \mathcal{I})) \right] \quad (5.8a) \quad \text{ou} \quad \mathcal{S} = \max \left[0; \tanh(c_p(c_s + \mathcal{I})) \right]. \quad (5.8b)$$

Toutefois, l'extension de ce senseur à l'ensemble des configurations d'impact dépasse le cadre de cette étude et l'indicateur \mathcal{I} est conservé par la suite.

En pratique, le calcul de \mathcal{P} requiert la définition de la normale à la paroi (via le tenseur M_{ij}). L'utilisation de la normale géométrique n'est pas consistante avec la philosophie de l'EBRSM, qui est d'éliminer tout critère géométrique de la modélisation. Ainsi, il est préférable de remplacer la normale géométrique par la normalisation du gradient de la fonction de pondération α , à l'instar de ce qui est fait dans le modèle de paroi. Cette modification pose problème loin des parois car le gradient de α y est très faible, voir nul. Par conséquent, l'indicateur d'impact peut être sensiblement affecté. Pour éviter cela, une limitation sur $\nabla\alpha$ est envisagée pour le calcul de \underline{n} , sur le principe de l'équation (5.8a). Étant donné que la relaxation elliptique est pilotée par la longueur turbulente L_t , la limite peut être construite d'après ce paramètre, *i.e.* la variation de α sur la longueur L_t doit être supérieure à une valeur seuil. La normale est alors calculée selon la formule suivante, sans sommation sur l'indice i répété et avec $\nabla_i\alpha = \partial\alpha/\partial x_i$,

$$n_i = \mathcal{F}_i^{lim} \frac{\nabla_i\alpha}{\|\nabla\alpha\|}, \quad (5.9a) \quad \text{avec} \quad \mathcal{F}_i^{lim} = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh \left(c_p \left(\frac{\partial\alpha}{\partial x_i} - \frac{c_s}{L_t} \right) \right) \right]. \quad (5.9b)$$

Ainsi, la normale est fixée à $\underline{n} = \mathbf{0}$ lorsque la norme du gradient est trop faible, évitant par conséquent le bruit résiduel sur l'indicateur. À titre d'exemple, les indicateurs d'impact obtenus par les trois méthodes, *i.e.* avec la normale géométrique, avec $\underline{n} = \nabla\alpha/\|\nabla\alpha\|$ et avec la limitation (5.9a) noté $\underline{n} = \nabla^*\alpha/\|\nabla\alpha\|$, sont présentés sur la figure 5.2. Le contour noir correspond à la limite $\mathcal{I} = 0.5$. Ces champs sont basés sur une simulation EBRSM corrigée en imposant l'équilibre (4.21). Le calcul basé sur le gradient de la fonction de pondération α conduit effectivement à un bruit important contrairement aux deux autres méthodes. La limitation de la normale conduit à une sous-estimation de la taille de la zone théoriquement décrite par l'indicateur \mathcal{I} . Toutefois, l'étendue de cette région reste compatible avec les observations LES (*cf.* figure 4.18). De plus,

il a été vérifié que les résultats obtenus sont sensiblement identiques avec et sans la présence de la limitation. Par conséquent, pour conserver la philosophie de la modélisation par pondération elliptique (sans appel à la normale géométrique), le calcul de la normale est basé, par la suite, sur l'équation (5.9a) en prenant $c_s = 10^{-6}$ et $c_p = 100$.

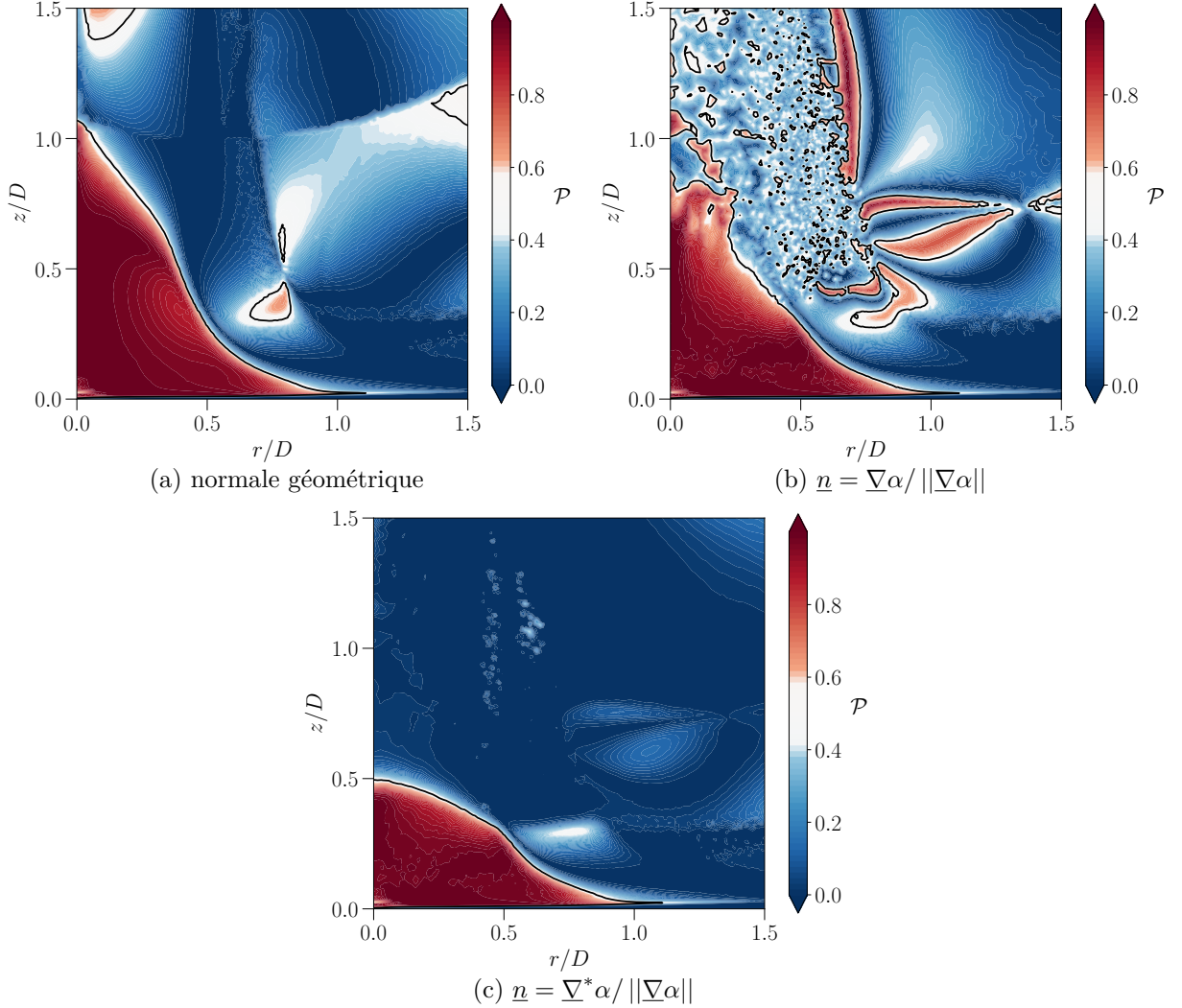


FIGURE 5.2. – Évaluation de l'invariant \mathcal{I} selon la méthode de calcul de la normale

Traitement des termes de pression : la correction proposée

Dans la modélisation EBRSM, la diffusion par la pression est négligée loin des parois. Le terme Π_{ij} se réduit donc au terme de redistribution ϕ_{ij} . De même, le modèle de paroi est construit de manière redistributive (*i.e.* $\Pi_{ij}^w \equiv \phi_{ij}^w$). Toutefois, le développement asymptotique de l'équation de transport, utilisé pour construire Π_{ij}^w , prend en compte les effets de diffusion par la pression. Ainsi, il permet de retrouver le bon comportement pariétal de la tension normale à la paroi pour un écoulement de type couche limite. La correction envisagée dans ce chapitre consiste à imposer l'équilibre (4.21) directement dans la zone identifiée par le senseur \mathcal{I} . Pour cela, il convient de remplacer le modèle pour le terme redistributif par les valeurs calculées pour la production et le terme convectif. Afin d'obtenir l'invariance galiléenne de la correction, l'équilibre (4.21) est étendu à l'ensemble des composantes du tenseur de Reynolds. Ainsi, les termes liés à la fluctuation de pression sont modélisés selon l'expression

$$\Pi_{ij} = (1 - \mathcal{I}) \left[\underbrace{(1 - \alpha^3) \phi_{ij}^w + \alpha^3 \phi_{ij}^{SSG}}_{\text{modèle de base}} \right] + \underbrace{\mathcal{I} [C_{ij} - P_{ij}]}_{\text{correction}}. \quad (5.10)$$

Cette correction (modification M0 de la version standard) est mise en place dans le code CEDRE. La simulation est réalisée en se basant sur la mise en données de référence décrite dans la section 3.2. Une amélioration significative des prévisions le long de l'axe pour $\overline{u'_z u'_z}$ est alors obtenue, comme en témoigne la figure 5.3. En revanche, le profil de $\overline{u'_r u'_r}$ est fortement dégradé. Ceci s'explique car la version standard du modèle redistribue l'excès d'énergie de la composante axiale vers la composante radiale, donnant ainsi un niveau correct sur $\overline{u'_r u'_r}$ "par erreur". Le comportement à l'aplomb de la couche de mélange est également amélioré (cf. figure 5.4). Au voisinage de la paroi, la correction d'impact joue son rôle de limitation de la production d'énergie cinétique turbulente, ce qui conduit à la disparition du pic artificiellement présent dans le modèle standard. Une diminution de l'intensité turbulente est également visible dans la couche de mélange. Cette variation s'explique par l'activation de la correction au voisinage proche de la buse en raison de l'expansion du jet. Les variations restent acceptables comparativement à l'étalement des données expérimentales utilisées pour la validation. Le jet radial (figure 5.5) est faiblement influencé par la correction dont les effets se bornent à la région d'impact.

Imposer l'équilibre (4.21) permet donc d'améliorer sensiblement le comportement de la corrélation $\overline{u'_z u'_z}$ dans la région d'impact, au détriment de $\overline{u'_r u'_r}$. Toutefois, la fluctuation de vitesse radiale ne joue pas un rôle majeur dans les échanges thermiques pariétaux contrairement à la fluctuation de vitesse axiale. En effet, du fait du développement de la couche limite thermique, le gradient de température dans la direction radiale est négligeable devant le gradient dans la direction axiale. Ainsi, le mélange axial joue un rôle majeur contrairement au mélange radial. Par conséquent, la diminution de l'amplitude de $\overline{u'_z u'_z}$ prévue par le modèle corrigé (par rapport à l'EBRSM standard) est associée à une diminution des flux de chaleur. Au niveau de la paroi, cela se traduit par un coefficient d'échange (ou un nombre de Nusselt) plus faible comme en témoigne la figure 5.6. Bien que l'étendue de la zone corrigée soit de l'ordre d'un diamètre, ses effets thermiques sont visibles jusqu'au niveau du pic secondaire du coefficient d'échange. La valeur du nombre de Nusselt estimée dans la région d'impact reste supérieure aux mesures expérimentales. Toutefois, l'utilisation de la correction M0 conduit à une réduction significative (d'un facteur ~ 2) du transfert thermique par rapport au modèle standard. L'erreur commise passe ainsi de 265% à environ 50%. Une augmentation abrupte du nombre de Nusselt est visible au voisinage de l'axe. Un résultat similaire est obtenu par Craft *et al.* [15] avec leur modèle pour les cas d'impact sans l'utilisation d'une correction de type Yap [103].

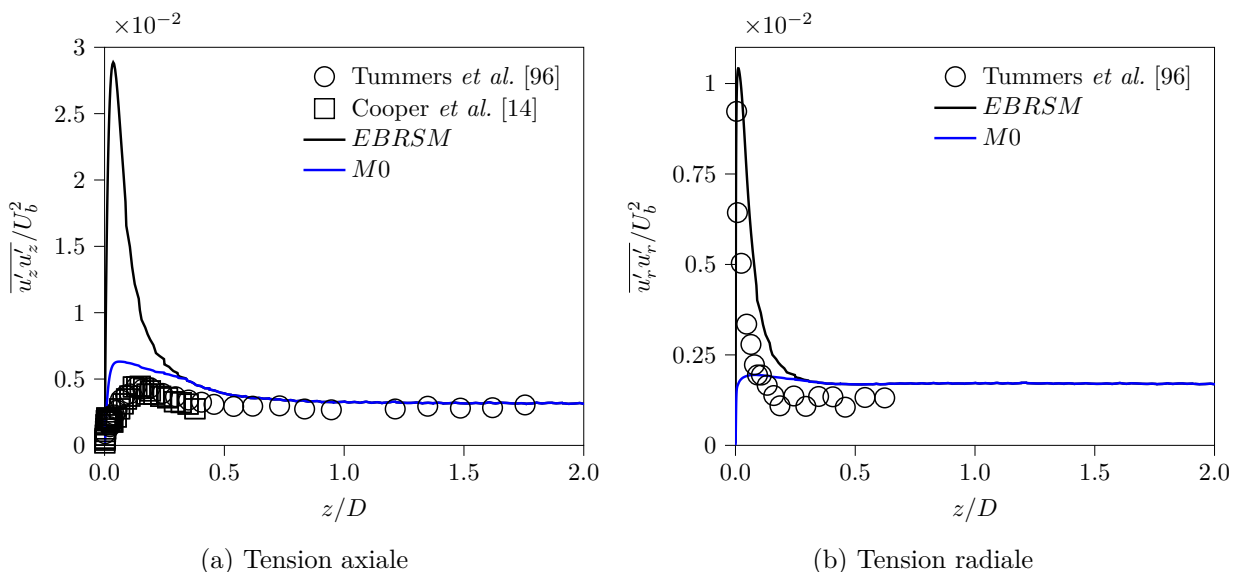
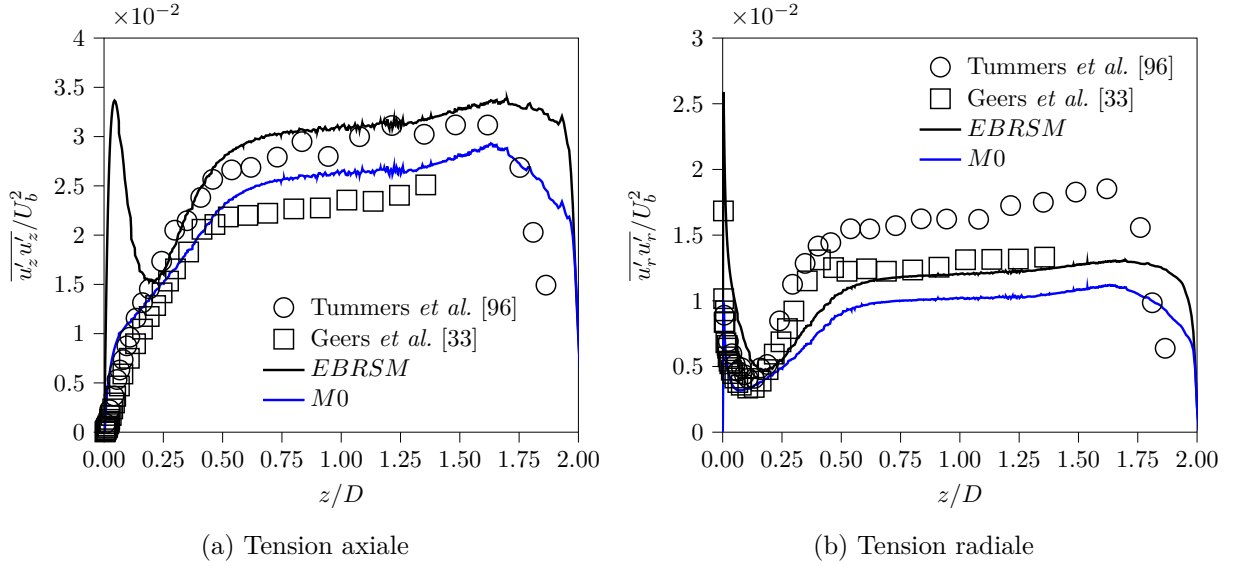
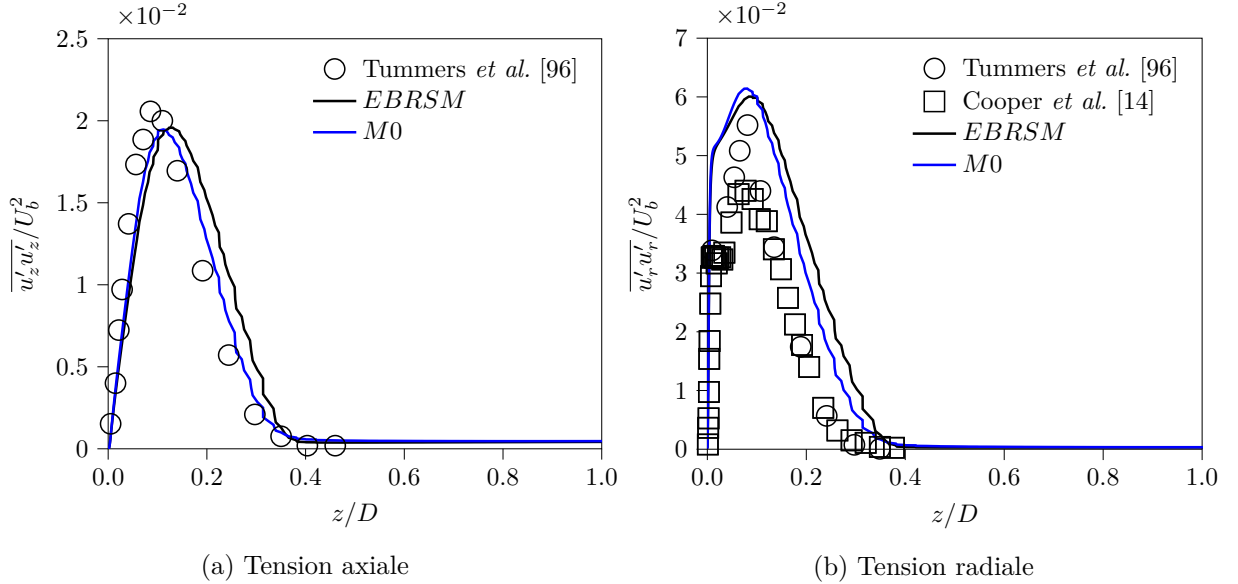


FIGURE 5.3. – Tensions de Reynolds évaluées près de l'axe de symétrie (*i.e.* $r/D = 0.05$) par le modèle EBRSM avec et sans la correction M0


 FIGURE 5.4. – Tensions de Reynolds évaluées dans la couche de mélange (*i.e.* $r/D = 0.5$) par le modèle EBRSM avec et sans la correction M0

 FIGURE 5.5. – Tensions de Reynolds évaluées dans le jet radial (*i.e.* $r/D = 2.0$) par le modèle EBRSM avec et sans la correction M0

Amélioration de la correction proposée : la correction M1

Bien que les résultats obtenus avec la correction M0 soient sensiblement meilleurs que les résultats issus du modèle standard, le comportement asymptotique de la corrélation $\overline{u'_z u'_z}$ au niveau de l'axe n'est pas pleinement satisfaisant. En effet, l'observation de la figure 5.3a permet de constater que le gradient de $\overline{u'_z u'_z}$ estimé par le modèle est bien plus important que celui décrit par les expériences. Le déplacement du maximum local vers la paroi est une conséquence directe de la mauvaise tendance asymptotique. Il est possible d'expliquer ce phénomène en intégrant la correction (5.10) dans l'équation de transport des tensions de Reynolds modélisée :

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} = (1 - \mathcal{I}) \phi_{ij} + (\mathcal{I} - 1) [C_{ij} - P_{ij}] + D_{ij}^t + D_{ij}^v - \varepsilon_{ij}. \quad (5.11)$$

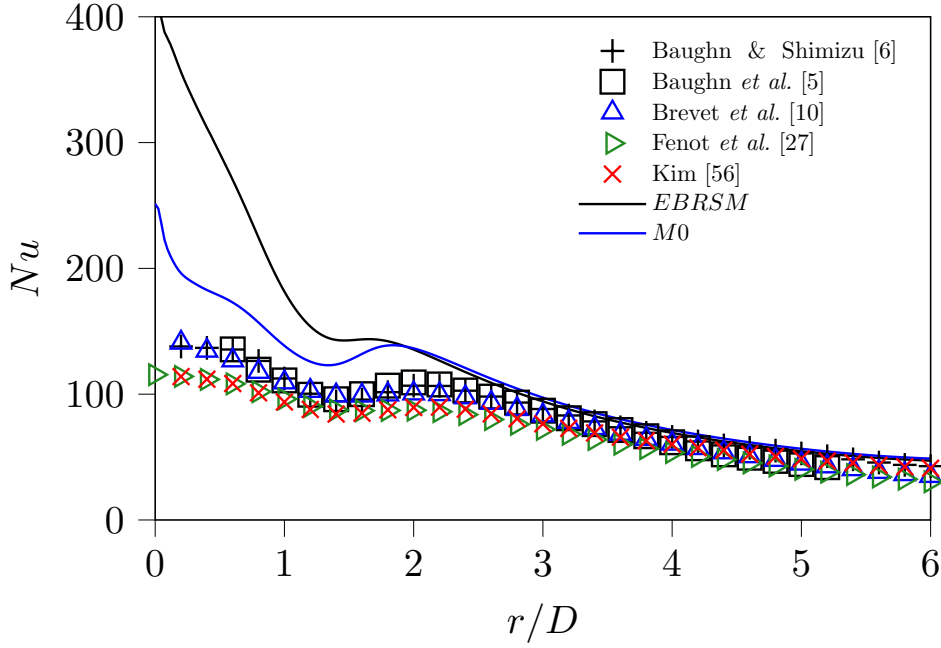


FIGURE 5.6. – Distributions pariétales du nombre de Nusselt évaluée par le modèle EBRSM standard et la version corrigée M0

Dans la région d'impact, $\mathcal{I} = 1$ et l'équilibre des termes dominants (*i.e.* $\Pi_{ij} = C_{ij} - P_{ij}$) est imposé explicitement. La formule (5.11) se réduit alors à

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} = D_{ij}^t + D_{ij}^\nu - \varepsilon_{ij}. \quad (5.12)$$

Par construction, la solution de l'équation (5.12) est également la solution d'équilibre des termes dominants,

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} = P_{ij} + \Pi_{ij} - C_{ij}, \quad (5.13)$$

ce qui explique l'amélioration de la distribution de $\overline{u'_z u'_z}$ obtenue, le long de l'axe (*cf.* figure 5.3a), par rapport au modèle EBRSM de référence. L'analyse asymptotique conduite par Manceau & Hanjalić [68] permet d'obtenir le comportement pariétal des différents termes,

$$C_{ij} = \mathcal{O}(z^{n+2}), \quad (5.14a)$$

$$P_{ij} = \mathcal{O}(z^{n+2}), \quad (5.14b)$$

$$D_{ij}^t = \mathcal{O}(z^{n+2}), \quad (5.14c)$$

$$\Pi_{ij} = \begin{cases} \mathcal{O}(z^n) & \text{pour } n = 1 \\ \mathcal{O}(z^{n-1}) & \text{pour } n = 2, 3, \end{cases} \quad (5.14d)$$

$$D_{ij}^\nu = \begin{cases} \mathcal{O}(z^n) & \text{pour } n = 1 \\ \mathcal{O}(z^{n-1}) & \text{pour } n = 2, 3, \end{cases} \quad (5.14e)$$

$$\varepsilon_{ij} = \begin{cases} \mathcal{O}(z^n) & \text{pour } n = 1 \\ \mathcal{O}(z^{n-1}) & \text{pour } n = 2, 3, \end{cases} \quad (5.14f)$$

avec les valeurs de n référencées dans le tableau ci-après.

$n = 1$	$\overline{u'_r u'_r}, \overline{u'_\theta u'_\theta}, \overline{u'_r u'_\theta}$
$n = 2$	$\overline{u'_r u'_z}, \overline{u'_\theta u'_z}$
$n = 3$	$\overline{u'_z u'_z}$

Or, l'équilibre d'impact impose explicitement $\Pi_{ij} = \mathcal{O}(z^{n+2})$, ce qui n'est pas asymptotiquement correct. Pour régler ce problème, il est nécessaire d'introduire un modèle pariétal permettant

de retrouver la bonne tendance asymptotique pour ce terme. Le modèle de paroi proposé par Manceau & Hanjalić [68] est spécialement conçu à cet effet. Par conséquent, une seconde correction (M1) est mise en œuvre en réintroduisant le modèle de paroi dans la région d'impact, selon l'expression

$$\Pi_{ij} = (1 - \mathcal{I}) \alpha^3 \phi_{ij}^{SSG} + (1 - \alpha^3) \phi_{ij}^w + \mathcal{I} [C_{ij} - P_{ij}]. \quad (5.15)$$

Ainsi, la résolution de la région d'impact ($\mathcal{I} = 1$) s'appuie sur la formulation réduite

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} = D_{ij}^t + D_{ij}^v + (1 - \alpha^3) \phi_{ij}^w - \varepsilon_{ij}, \quad (5.16)$$

qui ne modifie pas l'équilibre imposé, *i.e.* $\Pi_{ij} = C_{ij} - P_{ij}$, en dehors du voisinage immédiat de la paroi. En revanche, à proximité de celle-ci, l'équilibre à l'ordre dominant du modèle EBRSM est respecté pour la composante normale :

$$D_{zz}^v + \phi_{zz}^w = \varepsilon_{zz} + \mathcal{O}(z^3) \quad (5.17)$$

En raison de son ordre de grandeur en $\mathcal{O}(z^{n+2})$, l'équilibre d'impact explicitement imposé a un effet négligeable sur le comportement pariétal. De plus, le modèle de paroi est construit afin de garantir la bonne tendance asymptotique de la solution obtenue pour $\overline{u'_z u'_z}$. Ainsi, la solution de l'équation (5.17) doit être en accord avec la solution théorique, dans la limite des faibles valeurs de z .

La simulation de la mise en donnée de référence, par le modèle EBRSM corrigé d'après l'équation (5.15), conduit à une amélioration du comportement pariétal pour $\overline{u'_z u'_z}$ dans la région d'impact, sans influence majeure sur les autres résultats (*cf.* figures 5.7 à 5.9).

Étonnamment, l'ajout du modèle de paroi ne permet pas de retrouver le pic de $\overline{u'_r u'_r}$ au voisinage de la paroi. En effet, les solutions obtenues par les corrections M0 et M1 sont très proches pour cette composante. Avec la correction M1, une légère amélioration est visible le long de l'axe alors que le comportement proche paroi se dégrade légèrement à l'aplomb de la couche de mélange. Ce constat s'explique en partie par l'utilisation du modèle de paroi et par les fondements de la correction proposée. En effet, bien qu'il soit construit pour reproduire avec succès le comportement de la somme $\Pi_{zz} = \phi_{zz} + D_{zz}^p$, l'expression du modèle de paroi n'est pas adaptée à la

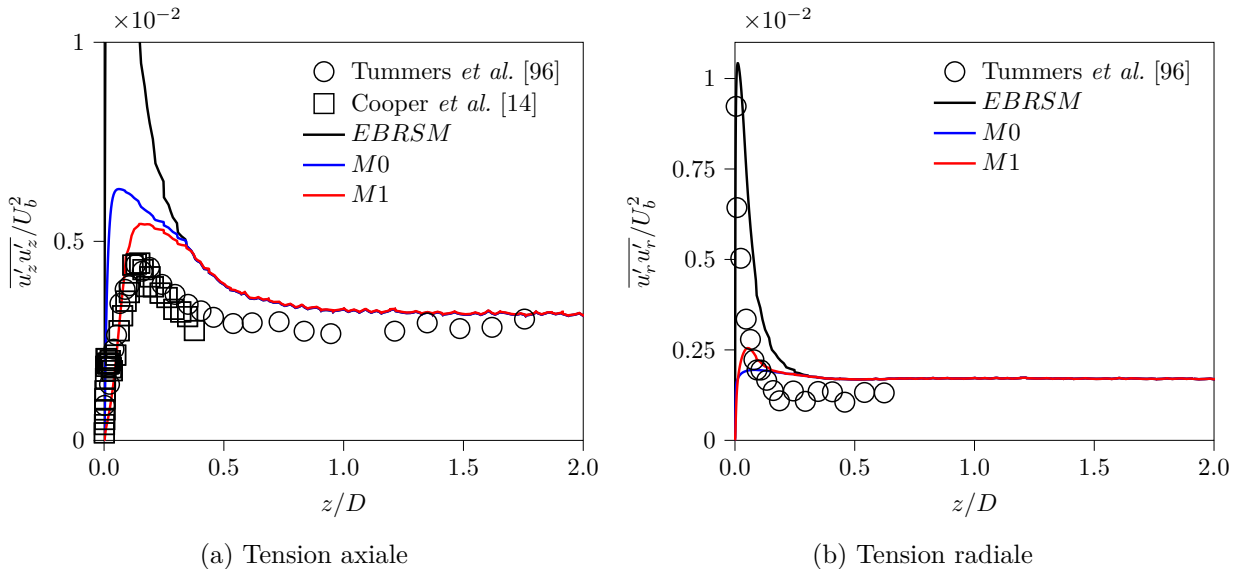


FIGURE 5.7. – Tensions de Reynolds évaluées près de l'axe de symétrie (*i.e.* $r/D = 0.05$) par le modèle EBRSM avec et sans les corrections M0 et M1

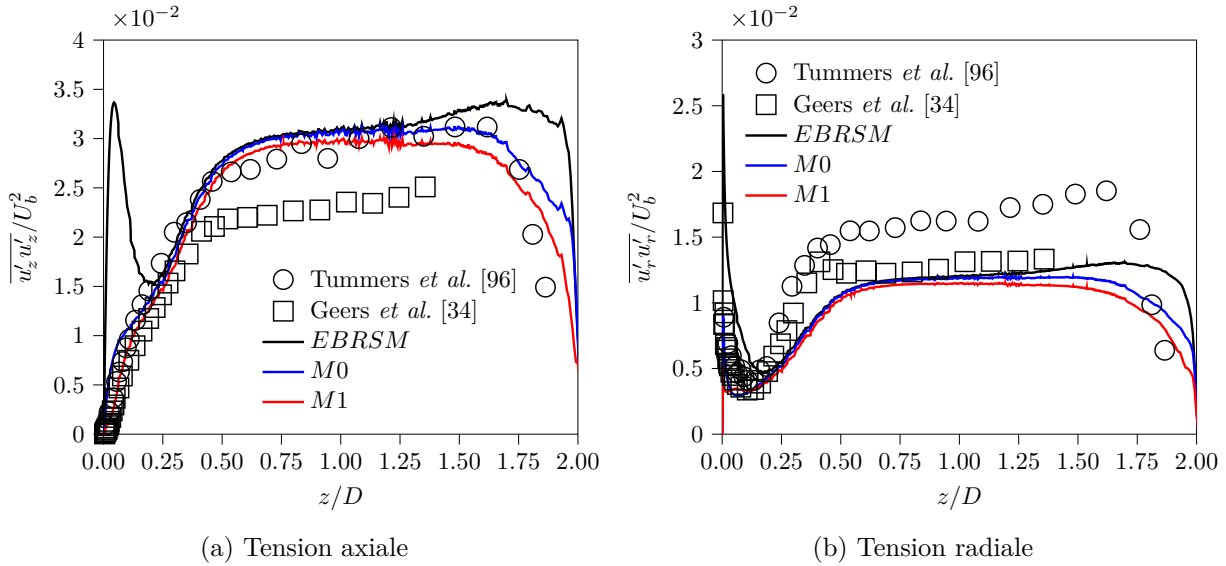


FIGURE 5.8. – Tensions de Reynolds évaluées dans la couche de mélange (*i.e.* $r/D = 0.5$) par le modèle EBRSM avec et sans les corrections M0 et M1

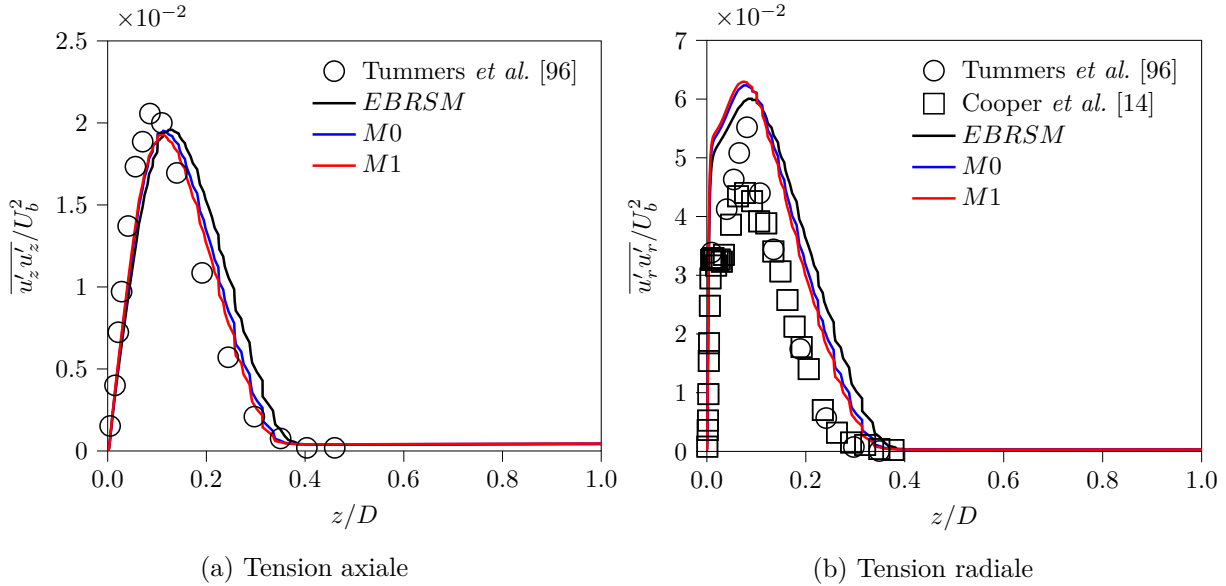


FIGURE 5.9. – Tensions de Reynolds évaluées dans le jet radial (*i.e.* $r/D = 2.0$) par le modèle EBRSM avec et sans les corrections M0 et M1

composante radiale. Comme il est de trace nulle, sa contribution à l'impact vaut $\Pi_{rr} = \Pi_{zz}/2$. Or, au niveau du point d'arrêt, $D_{rr}^p = 0$, ce qui implique $\Pi_{rr} = \phi_{rr} = \phi_{zz}/2$. Le problème est alors mis en évidence : l'énergie apportée sur la composante radiale correspond à $\Pi_{zz}/2$ au lieu de $\phi_{zz}/2$. Or ce dernier est d'un ordre supérieur. Ainsi, le terme source explicitement modélisé sur la composante radiale est largement sous-évalué. De plus, l'analyse LES des mécanismes physiques responsable de l'évolution de $\overline{u'_r u'_r}$ montre que la production et la convection sont la conséquence directe de l'apport d'énergie, par le terme de redistribution, sur cette composante du tenseur de Reynolds. Ainsi, l'équilibre imposé explicitement ne permet pas de mettre en place les échanges d'énergie sur cette composante. Par conséquent, l'absence¹ d'une modélisation explicite du terme source dominant, dans l'équation (5.16), explique l'absence du pic pariétal observé sur les profils de la région d'impact (*i.e.* figure 5.7b).

1. En toute rigueur, le modèle de paroi présent dans la correction M1 contribue très faiblement aux transferts d'énergie, ce qui explique le comportement observé sur la figure 5.7b (légère amélioration par rapport au modèle M0)

Comme le montre la figure 5.10, l'amélioration de la tendance asymptotique de $\overline{u'_z u'_z}$ obtenue avec la correction M1 se traduit également par une diminution de l'estimation de la distribution pariétale du nombre de Nusselt. La surestimation n'est alors plus que de 20% environ au niveau du point d'arrêt. De plus, la variation abrupte du coefficient d'échange au niveau de l'axe disparaît avec la prise en compte de la redistribution pariétale.

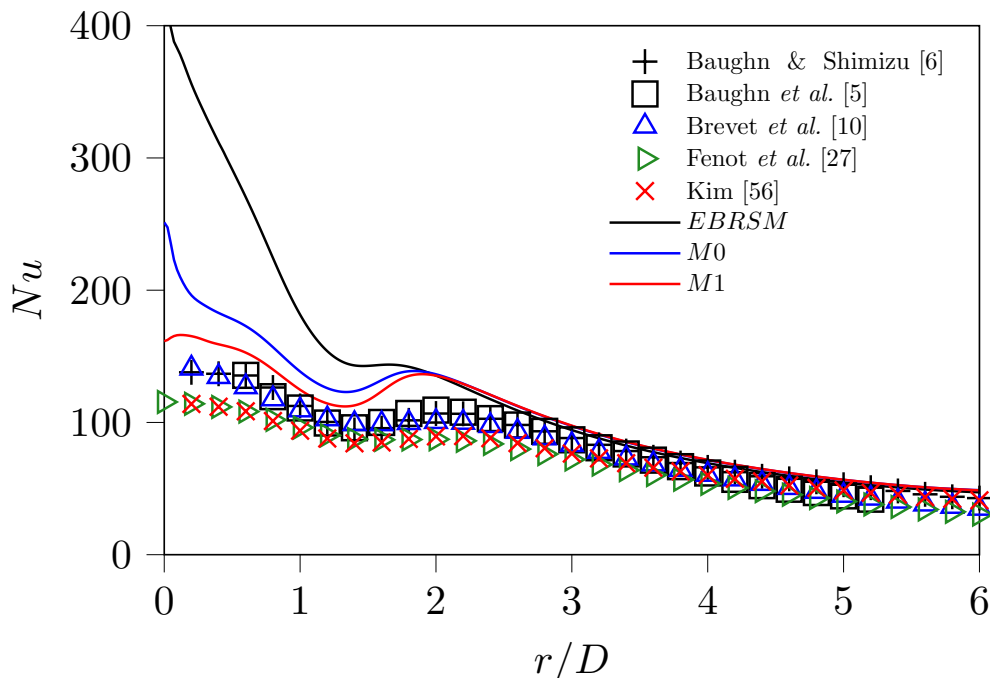


FIGURE 5.10. – Distributions pariétales du nombre de Nusselt évaluée par le modèle EBRSM standard et les versions corrigées M0 et M1

Bilan

Une modification du modèle EBRSM a été proposée dans ce chapitre. Cette correction est également mise en place dans le code CEDRE afin d'améliorer la prévision dynamique et thermique des configurations d'impact. Pour répondre à cet objectif, le premier point a consisté à évaluer la capacité de plusieurs senseurs à décrire la région d'impact en dehors du voisinage de la paroi. Dans un second temps, l'équilibre $\Pi_{ij} + P_{ij} - C_{ij} = 0$ a été imposé dans la zone délimitée par l'indicateur choisi. Il a été montré que la mise en œuvre de cet équilibre permettait de diminuer significativement les niveaux d'énergie turbulente prédits dans la région d'impact, ainsi que les estimations du transfert de chaleur à la paroi.

Plusieurs résultats importants sont à souligner. Tout d'abord, l'invariant \mathcal{P} proposé par Manceau [67] est utilisable en dehors du voisinage de la paroi. L'utilisation d'une normale basée sur le gradient de la variable de pondération donne des résultats corrects. Un limiteur est toutefois envisagé pour éviter les oscillations dans les zones de faibles gradients. Ensuite, il a été montré que le bon comportement des tensions de Reynolds dans la zone externe de la région d'impact était obtenu en imposant explicitement l'équilibre $\Pi_{ij} + P_{ij} - C_{ij} = 0$. Ce résultat est en lien étroit avec l'importance majeure de la diffusion par la pression, mise en évidence au chapitre 4. D'autre part, le bon comportement pariétal ne peut être obtenu pour $\overline{u'_z u'_z}$ qu'au travers de l'utilisation d'un modèle de paroi, afin de rétablir l'équilibre asymptotique $\Pi_{zz} + D'_{zz} - \varepsilon_{zz} = 0$. Il est à noter que l'absence d'une modélisation explicite

des termes de pression ne permet pas de retrouver le pic observé sur la composante radiale, à proximité de la paroi. Enfin, cette modification a également permis de montrer que l'amélioration de la prévision du coefficient d'échange thermique à la paroi passait principalement par une correction de la dynamique de l'écoulement.

À la différence des corrections de point d'arrêt de Menter [74] ou de Kato & Launder [54], qui s'appuient sur une altération du terme de production d'énergie cinétique turbulente des modèles à deux équations, la correction proposée ici constitue une prise en compte directe des effets de pression au travers de l'équilibre d'impact $\Pi_{ij} = C_{ij} - P_{ij}$. Ainsi, les premiers modifient la forme de P_k , qui dérive directement de son expression exacte et de l'utilisation de la relation de Boussinesq, afin de l'annuler dans les zones irrotationnelles (mises en évidence dans ce chapitre par l'invariant \mathcal{R}). En revanche, la correction développée ici s'appuie sur la résolution d'un équilibre physiquement observé au travers d'une simulation LES (*cf.* chapitre 4), sans modification de l'expression des termes intervenant dans la modélisation. Les fondements des deux approches sont donc différents et la voie suivie dans ce chapitre repose sur un constat physique au lieu de constituer un cheminement purement empirique.

Les prévisions obtenues une fois la correction mise en place sont très satisfaisantes. Cependant, elles ne sont pas basées sur une représentation précise des mécanismes physiques de la région d'impact. En effet, le phénomène diffusif qui pilote l'écoulement est obtenu implicitement au travers de la résolution de l'équation réduite qui naît de l'équilibre imposé explicitement. De même, cette caractéristique conduit à une mauvaise prévision du comportement de la composante radiale du tenseur de Reynolds, au voisinage de la paroi, en raison de l'absence d'une modélisation explicite des termes de pression qui soit dominante dans l'équation réduite. Par conséquent, la prise en compte du phénomène de diffusion par la pression est essentielle pour une description plus réaliste de la physique des jets impactants. L'objectif du chapitre suivant consiste à répondre à ce besoin par la mise en place d'un modèle pour D_{ij}^p . Ce terme supplémentaire doit être dominant dans la région d'impact, afin de faire le lien entre les zones de production et les zones de destruction d'énergie cinétique turbulente, en suivant le schéma 4.17 mis en évidence par la simulation instationnaire (*cf.* chapitre 4). La prise en compte de la diffusion par la pression dans la modélisation devrait également permettre de retrouver le pic pariétal de $\overline{u_r' u_r'}$ lié aux transferts d'énergie entre les différents termes de pression. Ainsi, ce terme supplémentaire dans la modélisation EBRSM doit permettre de contourner la limitation de la correction proposée dans ce chapitre, en raison de l'absence de terme source explicitement modélisé.

Développement d'une modélisation pour les termes de pression dans la zone d'impact

L'étude menée au chapitre 4 a permis de montrer que l'équation de transport des tensions de Reynolds était déterminée par 4 termes dominants dans la région d'impact d'un jet $H/D = 2$ et $Re = 23\,000$. Parmi ces termes, le terme de production (P_{ij}) et le terme de convection (C_{ij}) ne nécessitent pas de fermeture et seuls les termes de pression, *i.e.* la redistribution (ϕ_{ij}) et la diffusion par la pression (D_{ij}^p), sont modélisés. L'analyse de la modélisation actuelle a notamment révélé l'inconsistance du modèle classiquement utilisé pour le terme de diffusion par la pression [basé sur l'hypothèse de Lumley [66], *cf.* (Eq. 2.5)]. En effet, ce modèle ne prend pas en compte les effets dits "rapides" liés à l'interaction entre la turbulence et les taux de déformation. Or, l'omission de cette contribution pose problème à proximité du point d'arrêt car cette région est pilotée par la décélération axiale du jet. Ce défaut de modélisation est d'autant plus problématique que la diffusion par la pression est le mécanisme à l'origine des échanges spatiaux d'énergie au cœur de la région d'impact. Ce constat, établi au chapitre 4 d'après l'étude des bilans des équations de transport des tensions de Reynolds, se confirme par l'analyse effectuée au chapitre 5 : dans la région de stagnation, le comportement attendu pour la fluctuation de vitesse normale à la paroi est obtenu lorsque l'équilibre $\Pi_{ij} = C_{ij} - P_{ij}$ apparaît explicitement dans le bilan de son équation de transport. Il a aussi été montré la nécessité d'un modèle de paroi afin d'absorber l'énergie transportée vers la paroi et de garantir un comportement asymptotique en accord avec les données expérimentales et numériques. Enfin, les corrections apportées au modèle EBRSM dans le chapitre 5 soulignent la contribution majeure de la composante $\overline{u'_z u'_z}$ au coefficient de transfert thermique. L'amélioration de la prévision de la distribution du nombre de Nusselt au niveau de la paroi d'impact est donc conditionnée à une prévision de la fluctuation normale à la paroi qui soit en accord avec les données de la littérature. Ainsi, l'objectif de ce chapitre est d'améliorer la prévision aérothermique du modèle EBRSM sur les configurations d'impact par la prise en compte de la diffusion par la pression dans la modélisation, ainsi que par la modification du modèle de paroi pour la redistribution.

Dans ce but, une première partie de l'étude qui suit est consacrée à la modélisation du terme de diffusion par la pression. Une analyse des modèles de la littérature est d'abord réalisée afin de justifier la nécessité d'un nouveau modèle. Ce dernier est ensuite dérivé mathématiquement, en s'appuyant sur la relation vérifiée par la fluctuation de pression. Le modèle doit reproduire le processus de diffusion qui domine le bilan des équations de transport dans la région d'impact, selon les observations du chapitre 4, sans influencer notablement les autres régions du jet. Une seconde partie est dédiée au modèle de paroi pour la redistribution. En effet, il est constaté que le modèle de base n'est pas capable d'absorber le flux d'énergie généré par la mise en œuvre du modèle de diffusion par la pression. Cette modification conduit à l'ajout d'un terme supplémentaire dans la fermeture de ϕ_{ij}^w , dédié à la correction du comportement au point d'arrêt. Ce nouveau modèle de paroi est dérivé de la correction de Craft & Launder [17] afin de la rendre consistante avec l'EBRSM. Les effets conjoints des deux modèles ($\phi_{ij}^w + D_{ij}^p$) sont analysés dans une troisième partie. Leurs coefficients sont alors calibrés afin de reproduire au mieux les intensités des tensions de Reynolds au voisinage du point d'arrêt, tout en conservant la robustesse du calcul. Pour finir, une solution alternative à l'utilisation d'un senseur d'impact est envisagée afin de réduire son empreinte sur la solution.

Sommaire

6.1. État de l'art de la modélisation de la diffusion par la pression	98
6.1.1. État de l'art	99
6.1.2. Analyse de la conformité des modèles proposés dans la littérature avec les contraintes liées à leur mise en œuvre dans un code de calcul	102
6.2. Développement d'un modèle générique pour le transport turbulent de la partie rapide de la fluctuation de pression	105
6.2.1. Dérivation du modèle générique	105
6.2.2. Analyse <i>a priori</i> du modèle proposé	107
6.2.3. Intégration dans le modèle EBRSM	108
6.3. Modification du modèle de paroi pour la redistribution dans la zone d'impact du jet	110
6.4. Effets conjoints des modèles de diffusion par la pression et de redistribution pariétale sur la prévision aérothermique de la configuration d'impact	118
6.5. Déclinaison du modèle basée sur la régularisation du senseur d'impact	123
6.6. Discussion sur les flux de chaleur turbulents	130

6.1. État de l'art de la modélisation de la diffusion par la pression

Avant de proposer un nouveau modèle pour le terme de diffusion par la pression, il convient d'analyser les différents modèles de la littérature. L'objectif est de réaliser un état de l'art des différents modèles existants et d'évaluer leur applicabilité dans le contexte de la modélisation EBRSM mise en œuvre dans le code CEDRE.

Avant toute chose, il est nécessaire de rappeler l'expression du terme de diffusion par la pression. Ce dernier s'écrit, d'après l'équation (1.11e), comme la divergence d'un flux, soit

$$D_{ij}^p = -\nabla \cdot \underline{\underline{F}}^p, \quad (6.1a) \text{ avec } F_{ijl}^p = \frac{1}{\rho} \left[\overline{p' u_i^l} \delta_{jl} + \overline{p' u_j^l} \delta_{il} \right]. \quad (6.1b)$$

La fermeture de l'équation porte donc sur $\overline{p' u_i^l}$. À l'instar de la redistribution, ce terme fait intervenir la fluctuation de pression p' et peut donc être décomposé en partie rapide (liée à $p'^{(r)}$) et lente (liée à $p'^{(l)}$), d'après les relations (2.21) et (2.22). En introduisant les relations (2.22a) et (2.22b) dans l'expression du flux de pression, ce dernier peut se décomposer en deux parties et s'écrire, pour un domaine non borné,

$$\frac{1}{\rho} \overline{p'^{(l)}(x) \cdot u_i^l(x)} = \overline{\left(-\frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} S_p^{(l)}(x') \frac{dV(x')}{\|x' - x\|} \right)} \times u_i^l(x), \quad (6.2a)$$

$$\text{et } \frac{1}{\rho} \overline{p'^{(r)}(x) \cdot u_i^l(x)} = \overline{\left(-\frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} S_p^{(r)}(x') \frac{dV(x')}{\|x' - x\|} \right)} \times u_i^l(x). \quad (6.2b)$$

L'intégration portant sur la variable x' , $u_i^l(x)$ est donc constante sur le volume d'intégration. Par conséquent, ce terme est passé dans l'intégrande dans ce qui suit. En explicitant le terme $S_p^{(r)}$, il est possible d'exprimer la partie rapide du flux de pression sous la forme

$$\frac{1}{\rho} \overline{p'^{(r)}(x) u_i^l(x)} = -\frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} -2 \frac{\partial U_l}{\partial x_m}(x') \overline{u_i^l(x) \frac{\partial u_m^l}{\partial x_l}(x')} \frac{dV(x')}{\|x' - x\|}. \quad (6.3)$$

Classiquement, il est supposé que le gradient de vitesse moyenne est homogène sur le volume d'intégration, ce qui permet de le sortir de l'intégrale. La relation (6.3) devient alors

$$\frac{1}{\rho} \overline{p^{(r)}(x)u'_i(x)} = \frac{\partial U_l}{\partial x_m} P_{ilm}, \quad (6.4a) \quad \text{avec} \quad P_{ilm} = \frac{1}{2\pi} \int_{\Omega} \overline{u'_i(x) \frac{\partial u'_m(x')}{\partial x_l} \frac{dV(x')}{\|x' - x\|}}. \quad (6.4b)$$

Ce développement est à la base des travaux de Suga [92] présentés ci-dessous ainsi que de la modélisation proposée dans ce chapitre.

6.1.1. État de l'art

La modélisation "classique" du terme de diffusion par la pression se restreint le plus souvent à la partie lente en s'appuyant sur l'hypothèse de Lumley [66] [*cf.* Eq. (2.5)]. En effet, ce dernier a démontré que $\overline{p^{(l)}u'_i/\rho}$ était proportionnel au flux turbulent $\overline{u'_k u'_k u'_i}$. À titre d'exemple, cette relation est utilisée par Fu [31] en s'appuyant sur le modèle de Daly-Harlow pour le flux turbulent. Toutefois, le terme de diffusion par la pression est souvent négligé en supposant que la calibration des modèles de diffusion turbulente prend directement en compte les effets de pression. Certains auteurs (Sauret & Vallet [86], Hanjalić & Launder [46]) utilisent cette hypothèse pour justifier le fait que le modèle de Daly-Harlow n'est pas invariant par permutation des indices, contrairement à $\overline{u'_i u'_j u'_l}$. En revanche, comme le flux F_{ijl}^p ne respecte pas cette propriété, son inclusion dans le flux turbulent permet de contourner l'inconsistance de la modélisation.

Demuren *et al.* [20, 21] proposent d'inclure le caractère non local de la fluctuation de pression au travers d'une relaxation elliptique vers un modèle de type Lumley, en suivant le concept proposé initialement par Durbin [22] pour la redistribution. Leurs modèles s'écrivent alors :

$$\overline{p^{(l)}u'_i/\rho} = f_i \quad (6.5a) \quad \text{et} \quad L^2 \nabla^2 f_i - f_i = -C \overline{u'_k u'_k u'_i}. \quad (6.5b)$$

Dans l'étude de 1994 (Demuren *et al.* [20]), basée sur le modèle $\overline{v^2} - f$, la fermeture du flux $\overline{u'_k u'_k u'_i}$ s'appuie sur un modèle SGDH et une étude paramétrique sur l'influence de la constante est effectuée. La valeur $C = 0.25$ est retenue. Cette dernière est relativement proche de la valeur théorique suggérée par Lumley [66], *i.e.* $C = 0.2$. L'étude de 1996 (Demuren *et al.* [21]) porte quand à elle sur un modèle au second ordre et se base, par conséquent, sur le modèle plus avancé de Mellor & Herring [73] :

$$\overline{u'_i u'_j u'_k} = -C_t \frac{k^2}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u'_i u'_k}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_j u'_k}}{\partial x_i} \right). \quad (6.6)$$

Dans ce cas, la valeur sélectionnée par la constante est celle donnée par Lumley, soit $C = 0.2$. Sauret & Vallet [86] proposent la modification de la constante de Lumley pour traiter le voisinage de la paroi, en intégrant une dépendance à A , le "paramètre d'aplatissement" de la turbulence introduit par Lumley :

$$C = 0.085 \left[1 + \min \left(0.5; A^{\max[0.25; 2-12A]} \right) \right]. \quad (6.7)$$

Sa valeur est alors comprise entre 0.1275 loin de la paroi et 0.085 au voisinage de celle-ci.

Un modèle pour le flux de pression est également proposé par Craft & Launder [17]. Celui-ci s'appuie sur le paramètre d'aplatissement de la turbulence de Lumley mais également sur le nombre de Reynolds turbulent ($Re_t = k^2/\nu\varepsilon$) et sur le deuxième invariant du tenseur d'anisotropie ($A_2 = (a_{ij}a_{ji})^{1/2}$ en posant $a_{ij} = \overline{u'_i u'_j}/k - 2/3\delta_{ij}$). Les auteurs introduisent également deux vecteurs d'inhomogénéité de l'écoulement : d_i et d_i^A . Le modèle s'écrit alors

$$\overline{p^{(l)}u'_i/\rho} = - \left(0.5d_k + 1.1d_k^A \right) (\nu\varepsilon k A A_2)^{1/2} \left[\left(1.0 + 2.0e^{-R_t/40} \right) A_2 + 0.4R_t^{-1/4} e^{-R_t/40} \right]. \quad (6.8)$$

Néanmoins, la majeure partie des travaux s'appuient sur la prise en compte du flux de pression dans le modèle pour le flux turbulent. Ainsi, la modélisation la plus courante du terme de diffusion par la pression néglige totalement la partie rapide liée aux gradients de vitesse. Pour la simulation d'une configuration de jet impactant, cette hypothèse est invalide. En effet, l'analyse menée au chapitre 4 montre que le terme de diffusion par la pression est dominant dans le bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds, au niveau de la région d'impact, contrairement à la diffusion turbulente qui est négligeable. Ce constat permet de tirer deux conclusions importantes. Premièrement, l'hypothèse de Lumley est mise en défaut dans cette région, ce qui sous-entend que la partie lente de la diffusion par la pression est minoritaire dans le bilan ou bien que le modèle n'est pas du tout représentatif de la physique de la région d'impact. Deuxièmement, étant donné le fort taux de déformation qui caractérise la zone de stagnation, il peut être supposé que la partie rapide de la fluctuation de pression doit dominer la partie lente. Cette hypothèse peut expliquer l'influence majeure de la diffusion par la pression au niveau de la région d'impact. Ainsi, il convient de se pencher également sur les modèles existants pour la partie rapide du flux de pression.

Une modélisation directe de la partie rapide du terme de diffusion par la pression est envisagée par Demuren *et al.* [21] sous la forme d'un terme source. La formulation la plus simple en terme de produits des gradients de vitesse et des tensions de Reynolds les conduit à l'expression

$$D_{ij}^p = C_r \left(\overline{u'_i u'_l} \frac{\partial U_l}{\partial x_k} \delta_{jk} + \overline{u'_j u'_l} \frac{\partial U_l}{\partial x_k} \delta_{ik} \right). \quad (6.9)$$

En association avec le modèle (6.5), cette expression montre un bon accord avec les données DNS de Moser *et al.* [76] pour un sillage plan turbulent, lorsque le modèle pour la partie lente est évalué directement à partir des corrélations triples obtenues par le calcul DNS. Toutefois, ce modèle est incorrect en turbulence homogène cisailée car il n'est pas identiquement nul contrairement à la valeur théorique de D_{ij}^p :

$$D_{yy}^p = 2C_r \overline{u'_x u'_y} \frac{\partial U_x}{\partial y} \neq 0. \quad (6.10)$$

Yoshizawa [104] dérive une formulation pour le flux F_{kki}^p [cf. Eq. (6.1b)] en s'appuyant sur l'approche *Two-Scale Direct-Interaction Approximation* (TSDIA), appliquée à l'équation de l'énergie cinétique turbulente. Il modélise ainsi directement l'ensemble du tenseur de flux au lieu du flux de pression $\overline{p' u'_i}$. L'expression qui en découle s'écrit, pour la partie rapide,

$$F_{kki}^{p(r)} = -0.12 \frac{k^3}{\varepsilon^2} \left(\frac{3}{10} S_{ik} - \frac{1}{6} W_{ik} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} + 0.064 \frac{k^4}{\varepsilon^3} \left(\frac{3}{10} S_{ik} - \frac{1}{6} W_{ik} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} - 0.0057 \frac{k^4}{\varepsilon^3} \nabla^2 U_i. \quad (6.11)$$

Cette formulation est associée à un modèle pour la partie lente, également dérivé en suivant l'approche TSDIA :

$$F_{kki}^{p(l)} = -0.014 \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial k}{\partial x_i} + 0.0023 \frac{k^3}{\varepsilon^2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}. \quad (6.12)$$

Pour développer son modèle pour la partie rapide, Suga [92] s'appuie directement sur l'équation (6.4). Il construit alors le tenseur $\underline{\underline{P}}$ en se basant sur le tenseur de Reynolds et un vecteur caractéristique. Ce dernier est basé sur le vecteur d'inhomogénéité d_i^A proposé par Craft & Launder [17], selon la relation

$$l_i = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} d_i^A, \quad (6.13a)$$

$$\text{avec } d_i^A = \frac{N_i^A}{0.5 + (N_k^A N_k^A)^{1/2}} \quad (6.13b) \quad \text{et} \quad N_i^A = \frac{\partial (A^{1/2} k^{3/2} / \varepsilon)}{\partial x_l}. \quad (6.13c)$$

A étant le paramètre d'aplatissement de la turbulence introduit par Lumley. Le modèle final s'écrit

$$\overline{p^{(r)} u_i'} / \rho = - \underbrace{\beta_1}_{-0.05} k \frac{\partial U_l}{\partial x_m} \left(l_l \delta_{im} - \frac{1}{4} (l_m \delta_{il} + l_i \delta_{lm}) + \frac{3}{2} l_l a_{im} - \frac{3}{8} l_n (a_{mn} \delta_{il} + a_{in} \delta_{lm}) \right). \quad (6.14)$$

Ce modèle est ajouté dans le modèle TCL de Craft & Launder [17]. Or, le terme de redistribution modélisé correspond à la différence $\phi_{ij}^* = \Pi_{ij} - (\overline{u_i' u_j'} / 2k) D_{kk}^p$. Afin de garantir la cohérence du modèle de diffusion par la pression avec le modèle TCL, Suga propose donc une intégration sous la forme

$$D_{ij}^{p*} = \frac{\overline{u_i' u_j'}}{2k} D_{kk}^p. \quad (6.15)$$

L'influence du modèle est analysée sur deux écoulements de référence : la marche descendante et le sillage de bord de fuite d'une plaque plane. L'ajout du terme de pression n'a que peu d'effets sur le premier, tandis qu'une amélioration est observable au centre du sillage turbulent, dans la zone de recirculation. Toutefois, la comparaison des bilans RANS et DNS montre qu'une modification de l'ensemble de la modélisation est requise pour traiter cette configuration.

En suivant les développements de Younis *et al.* [105] eux même basés sur les travaux de Smith, Vallet [99] propose un modèle pour $\overline{u_i' u_j' u_k'}$ avec prise en compte des effets du taux de déformation. Un modèle pour $\overline{p^{(r)} u_i'}$ est également dérivé en s'appuyant sur l'hypothèse de Lumley :

$$\overline{p^{(r)} u_i'} / \rho = -C \left[-(2C_{r1} + 2C_{r2}) \frac{k^3}{\varepsilon^2} \left(S_{ik} \frac{\partial k}{\partial x_k} + S_{pk} \frac{\partial \overline{u_i' u_p'}}{\partial x_k} \right) \right]. \quad (6.16)$$

La constante C correspond à la correction de paroi apportée au modèle de Lumley par Sauret & Vallet [86] [*i.e.* Eq. (6.7)]. Les valeurs des constantes C_{r1} et C_{r2} dérivent du modèle pour le flux turbulent. Ces dernières sont fixées à $C_{r1} = C_{r2} = 10^{-4}$. Une analyse *a priori* montre une amélioration des termes diffusifs estimés à partir des données DNS par rapport au modèle de Lumley [66]. Toutefois, le comportement asymptotique de la fermeture proposée est mis en défaut pour le terme de diffusion par la pression (incohérence avec la tendance donnée par la DNS). Les effets des modèles sont également évalués sur deux configurations de test. Il est mis en évidence que l'écoulement dans un tube de section carrée est assez sensible aux modèles de diffusion utilisés, en particulier au centre de la section et au voisinage des parois. Au contraire, les effets des termes diffusifs sont négligeables pour un écoulement dans une conduite en "S".

Un dernier modèle est proposé par Gerolymos *et al.* [35]. Il est également repris en 2018 dans la thèse de Bonnifet [8]. La partie rapide se construit comme un terme source basé sur le tenseur $\nabla k \otimes \nabla k$ et s'écrit

$$D_{ij}^p = C_r \frac{k^2}{\varepsilon^2} S_{kl} a_{lk} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial k}{\partial x_j}. \quad (6.17)$$

Il est associé à l'hypothèse de Lumley pour la partie lente homogène, complétée par un terme source pour la partie lente inhomogène, construit sur le tenseur $\nabla \tilde{\varepsilon} \otimes \nabla \tilde{\varepsilon}$ ($\tilde{\varepsilon}$ est la dissipation modifiée de Jones & Launder [52]). Ce modèle montre notamment un effet sur les zones de recollement au travers de la simulation d'un diffuseur axisymétrique.

6.1.2. Analyse de la conformité des modèles proposés dans la littérature avec les contraintes liées à leur mise en œuvre dans un code de calcul

Afin de choisir l'approche la plus adaptée, il est nécessaire de vérifier la conformité des modèles présentés dans la section 6.1.1 avec les caractéristiques attendues pour ces termes, dans le contexte de la modélisation EBRSM mise en place dans le code de calcul CEDRE. En effet, plusieurs critères doivent être remplis. Une attention particulière est attachée à la cohérence du modèle avec le flux diffusif à modéliser, ainsi qu'à la simplicité de la formulation, en raison des limitations inhérentes à la mise en œuvre dans un code de calcul à visée industrielle.

Modélisation de $\overline{p^{(l)}u'_i}$

Concernant la partie lente du flux de pression, la modélisation via l'hypothèse de Lumley semble la plus appropriée. En effet, les autres modèles introduisent une complexité importante (relaxation elliptique du flux de pression, vecteurs d'inhomogénéité) qui ne semble pas adaptée pour les applications d'impact. En effet, la contribution lente au flux de pression est supposée minoritaire devant la partie rapide, comme évoqué dans la section 6.1.1, suite à l'analyse des résultats obtenus au chapitre 4. Dans ce qui suit, la partie lente du flux de pression est considérée comme prise en compte dans le modèle de Daly-Harlow [19] pour le flux turbulent, en accord avec les commentaires de la littérature [86, 46].

Modélisation de $\overline{p^{(r)}u'_i}$

La prise en compte de la partie rapide est d'un grand intérêt pour la prévision des configurations d'impact. Par conséquent, le choix du modèle le plus adapté pour ce flux est primordial. À ce titre, les modèles sous forme de termes sources semblent moins adaptés. Bien que les auteurs ayant adopté cette approche s'appuient sur la multiplicité des décompositions possibles du terme de pression (*cf.* travaux de Lumley [65]), il est préférable de conserver le caractère diffusif de D_{ij}^p et, par conséquent, de le modéliser comme la divergence d'un flux, d'après l'équation (6.1). D'un autre côté, la modélisation de $\overline{p^{(r)}u'_i}$ doit être adaptée à sa mise en place dans un code RANS standard. Ainsi, les modèles basés sur les indicateurs d'inhomogénéité de Craft & Launder [17] ne sont pas exploitables en raison de la complexité des gradients mis en jeu. De même, le calcul du laplacien de la vitesse nécessaire au modèle de Yoshizawa [104] limite l'intégration de cette partie de la relation proposée.

Par conséquent, seule la première partie du modèle de Yoshizawa ainsi que le modèle de Vallet [99] [*i.e.* équations (6.11) et (6.16)] répondent favorablement aux critères de conformité énoncés ci-dessus. Toutefois, ces deux modèles se heurtent à des limitations importantes :

- Bien que le modèle de Yoshizawa soit dérivé dans le cadre d'une fermeture au premier ordre, son expression peut être utilisée pour fermer les équations RSM. En effet, le flux de pression ainsi modélisé ($\overline{p'u'_i} \equiv F_{kki}$) apparaît tel quel dans l'expression de la diffusion par la pression [*cf.* Eq. (6.1)]. Toutefois, il est nécessaire de s'interroger quant à l'exhaustivité du modèle dans le cadre d'une fermeture au second ordre car ce dernier n'est pas construit dans ce contexte.
- La dérivation du modèle de Vallet fait suite aux développements de Younis *et al.* [105] (pour l'ajout d'une contribution en ∇U_i dans le modèle pour le flux turbulent $\overline{u'_i u'_j u'_k}$). La fermeture de $\overline{u'_i p'}$ est obtenue d'après le modèle pour $\overline{u'_i u'_k u'_k}$, selon l'hypothèse de Lumley. Toutefois, l'analyse LES réalisée au chapitre 4 montre que le terme de diffusion par la pression est dominant dans la région d'impact contrairement à la diffusion turbulente qui est négligeable. Par conséquent, il est probable que ce modèle ait un effet minoritaire sur les échanges spatiaux d'énergie dans cette région de l'écoulement, et donc, sur la surestimation de $\overline{u'_z u'_z}$ au voisinage de la paroi.

Mise en œuvre des modèles de la littérature dans le code CEDRE

Les modèles proposés par Vallet [99] et Yoshizawa [104] sont implantés dans le code CEDRE afin de quantifier leur influence sur la solution du modèle EBRSM de référence. Pour cela, le flux $p^{(r)}u'_k$ est ajouté au flux turbulent (*i.e.* $u'_i u'_j u'_k$) afin de prendre en compte la partie rapide de la diffusion par la pression. La partie lente est supposée intégrée au modèle pour le flux turbulent. Dans le cadre du modèle de Vallet, le coefficient est supposé constant, à sa valeur maximale, soit $C(2C_{r1} + 2C_{r2}) = 0.1275 \times (2 \times 10^{-4} + 2 \times 10^{-4})$. Pour le modèle de Yoshizawa, un premier calcul (#1) se limite à la contribution en ∇k du modèle. Un second calcul (#2) est également effectué afin de considérer la partie en $\nabla \varepsilon$.

L'objectif de ce test est d'observer l'influence des modèles sur la solution de l'EBRSM standard. En accord avec les observations du chapitre 4, le terme de diffusion par la pression est un acteur majeur dans la dynamique de la région d'impact. Une forte diffusion du pic observable sur le profil ($r/D \approx 0$) de la composante $\overline{u'_z u'_z}$ est donc attendue. Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 6.1 à 6.3.

L'influence du modèle de Vallet [99] est très restreinte en raison de la faible valeur du coefficient (5.1×10^{-5}) utilisé. Ainsi, les profils extraits de la simulation sont superposés à ceux du modèle EBRSM de référence que ce soit dans la région d'impact ou dans la couche de mélange. La seule différence observable est une variation infime de l'amplitude des *maxima* dans le jet radial. Toutefois, les écarts restent très faibles et les effets du modèle de Vallet sur la solution peuvent être considérés comme négligeables.

Les effets du modèle de Yoshizawa [104] sont plus conséquents, en particulier dans la région d'impact. La contribution en ∇k conduit à une diffusion importante du pic d'énergie cinétique turbulente vers l'extérieur de la zone d'impact, ce qui se traduit par un étalement de la distribution des tensions de Reynolds sur une distance d'environ $0.5D$ à partir de la paroi. Cette étendue est consistante avec la région d'impact décrite par l'indicateur sélectionné dans le chapitre 5. La prise en compte de la contribution en $\nabla \varepsilon$ tend à limiter ce processus de diffusion dans la région d'impact. Les effets diffusifs sont alors limités et la distribution des tensions de Reynolds reste similaire à celle obtenue par le modèle EBRSM. Toutefois, l'amplitude du maximum de $\overline{u'_z u'_z}$ est

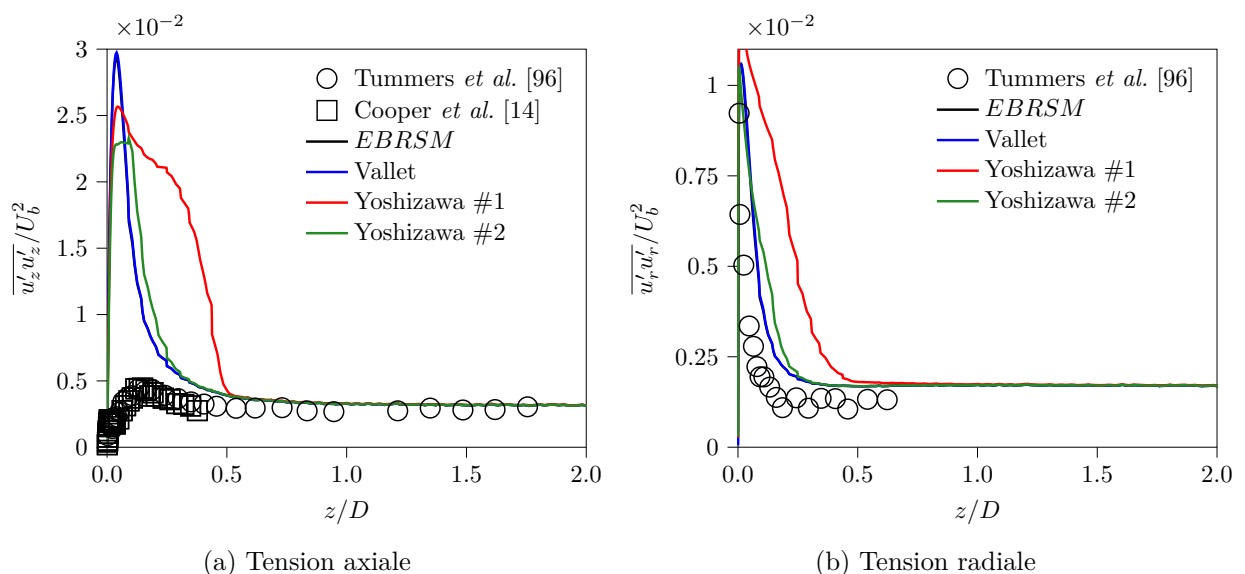


FIGURE 6.1. – Tensions de Reynolds évaluées près de l'axe de symétrie (*i.e.* $r/D = 0.05$) par le modèle EBRSM avec prise en compte de la partie rapide de la diffusion par la pression d'après les modèles de la littérature

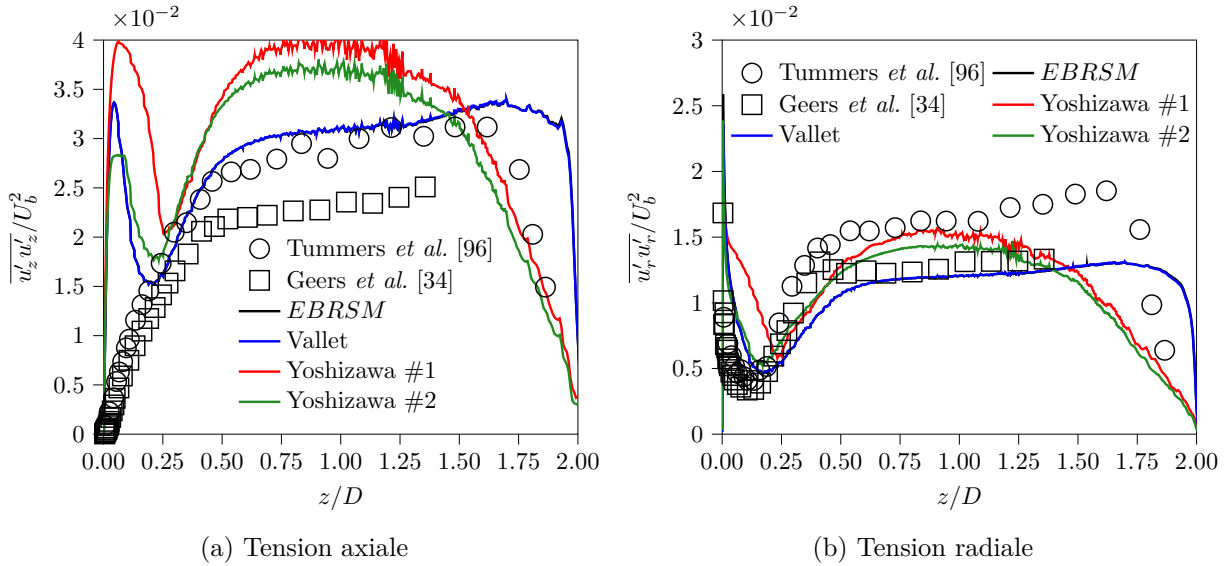


FIGURE 6.2. – Tensions de Reynolds évaluées dans la couche de mélange (*i.e.* $r/D = 0.5$) par le modèle EBRSM avec prise en compte de la partie rapide de la diffusion par la pression d'après les modèles de la littérature

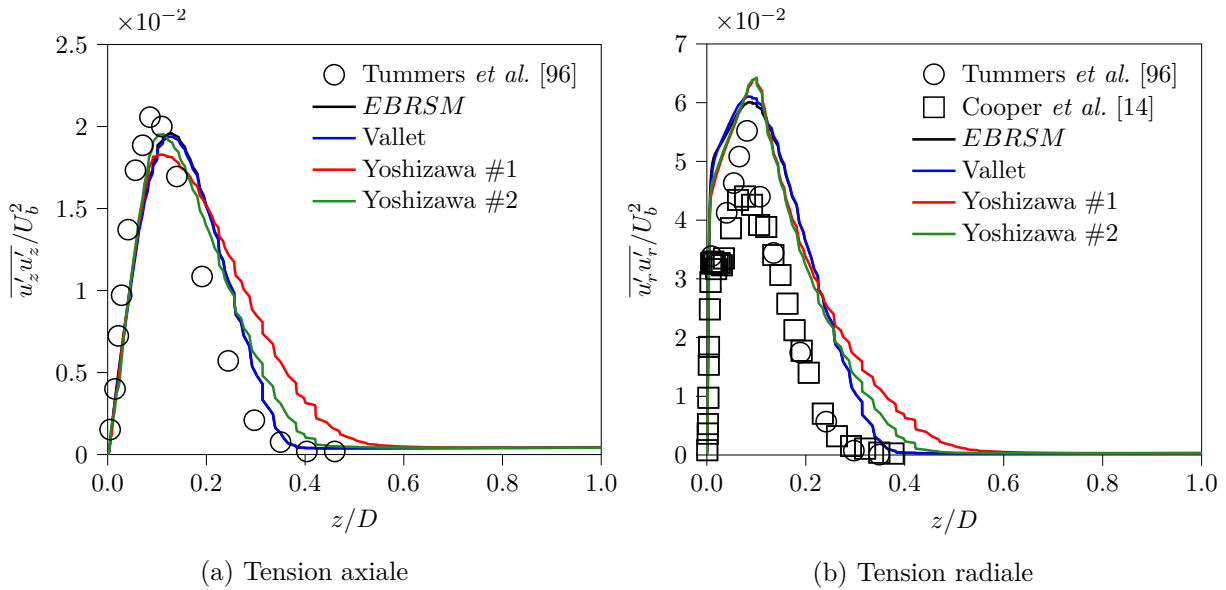


FIGURE 6.3. – Tensions de Reynolds évaluées dans le jet radial (*i.e.* $r/D = 2.0$) par le modèle EBRSM avec prise en compte de la partie rapide de la diffusion par la pression d'après les modèles de la littérature

réduite de 25%, sans influence sur la distribution de $\overline{u'_r u'_r}$. Ces comportements se retrouvent en $r/D = 0.5$, au voisinage de la paroi. Une diffusion importante est obtenue avec le modèle #1 tandis que le modèle #2 limite seulement l'amplitude du maximum local de $u'_z u'_z$. En revanche, le modèle a un effet majeur sur le développement de la couche de mélange. La diffusion atténuée fortement l'intensité turbulente au voisinage de la buse, ce qui conduit à un développement retardé de la couche de mélange. En outre, les intensités obtenues une fois la couche de mélange développée sont supérieures à celles prédites par le modèle de référence. La différence est d'environ 33% quelle que soit la tension de Reynolds considérée. Les effets sur le jet radial sont plus modérés. Ce dernier est légèrement épaissi en raison de la diffusion accentuée des tensions de Reynolds. Une modification de la forme du profil de $\overline{u'_r u'_r}$ est aussi visible, avec un pic plus marqué en $z/D = 0.1$.

Ainsi, l'analyse du comportement des modèles de la littérature montre un effet mineur des propositions de Vallet et de Yoshizawa (variante #2) sur la topologie de l'écoulement à l'impact. En revanche, la variante #1 du modèle de Yoshizawa montre un effet important. Toutefois, les intensités prédites dans la région d'impact sont toujours largement supérieures aux mesures, ce qui suggère que la redistribution pariétale n'est pas suffisante¹ pour absorber le flux d'énergie. De plus, la modification importante du comportement de la couche de mélange n'est pas acceptable dans l'optique d'une amélioration de la prévision des configurations d'impact. Enfin, ce modèle n'est pas pleinement adapté à une fermeture RSM étant donné qu'il a été développé dans le cadre d'une fermeture au premier ordre. Par conséquent, le développement d'un modèle générique au second ordre pour $p^{(r)}u'_i$ paraît nécessaire et fait l'objet de la section suivante.

6.2. Développement d'un modèle générique pour le transport turbulent de la partie rapide de la fluctuation de pression

L'objectif de cette section consiste à développer un modèle pour $\overline{p^{(r)}u'_i}$ afin de reproduire le processus de diffusion responsable des échanges d'énergie à l'intérieur de la région d'impact. Ce modèle est proposé afin de dépasser les limitations des propositions de la littérature, en proposant une modélisation au second ordre des flux turbulents pour la partie rapide de la fluctuation de pression, directement dérivée de la solution analytique pour un domaine non borné.

6.2.1. Dérivation du modèle générique

Pour un domaine non borné et sous l'hypothèse $\partial U_l / \partial x_m \approx$ constante sur le volume d'intégration, le flux de pression peut s'exprimer suivant la relation $p^{(r)}u'_i / \rho = \partial U_l / \partial x_m P_{ilm}$. Le travail de modélisation porte alors sur les composantes de P_{ilm} . Ce tenseur ne dépendant que des grandeurs turbulentes, il peut s'écrire comme une fonction des échelles spatiale et temporelle caractéristiques de la turbulence (L et T_t), d'un vecteur caractéristique (\underline{n}) et du tenseur de Reynolds (\underline{R}) :

$$\underline{\underline{P}} = \mathcal{F}(L, T_t, \underline{n}, \underline{R}, \underline{\nabla R}). \quad (6.18)$$

Ainsi, la base tensorielle la plus simple² pour un tenseur d'ordre 3 peut être construite par le produit tensoriel $\underline{n} \otimes \underline{R}$ ou bien directement via le tenseur $\underline{\nabla R}$. Le premier choix constitue la route suivie par Suga [92]. La principale difficulté réside alors dans la définition du vecteur caractéristique \underline{n} qui l'a conduit à utiliser le vecteur d'inhomogénéité proposé par Craft & Launder [17]. Il a été évoqué que cet indicateur ne convient pas à la mise en place du modèle dans le code CEDRE en raison de la complexité liée au calcul du gradient du *flatness parameter* de Lumley. Par conséquent, l'approche choisie ici consiste à utiliser $\underline{\nabla R}$ comme base tensorielle, soit

$$\underline{\underline{P}} = \mathcal{F}(L, T_t, \underline{\nabla R}). \quad (6.19)$$

Dans ce cas, le modèle le plus général se construit par contraction du tenseur d'ordre 5 $\underline{\nabla R} \otimes \underline{\delta}$, où $\underline{\delta}$ est le tenseur identité. Les tenseurs de base (groupes) obtenus par Smith sont ainsi retrouvés :

$$\text{Groupe 1 : } B_{ijk}^1 = \frac{\overline{\partial u'_i u'_j}}{\partial x_k}, \quad (6.20a)$$

$$\text{Groupe 2 : } B_{ijk}^2 = \frac{\overline{\partial u'_i u'_m}}{\partial x_m} \delta_{jk}, \quad (6.20b)$$

1. Ce point fait écho aux observations du chapitre 5 pour la modification M0. Par conséquent, un traitement particulier de la redistribution pariétale est envisagé dans la section 6.3.

2. Il est également possible de compléter la base tensorielle par contraction du tenseur $\underline{R} \otimes \underline{\nabla R}$. Toutefois, cette voie n'est pas suivie afin de limiter la complexité du modèle proposé. En effet, ce choix conduit à la formation de modèles non-linéaires en R_{ij} .

$$\text{Groupe 3 : } B_{ijk}^3 = \frac{\partial \overline{u'_m u'_m}}{\partial x_i} \delta_{kj}. \quad (6.20c)$$

Toutefois, le modèle proposé avec cette approche ne peut pas avoir les mêmes propriétés de symétrie que le terme exact, qui n'est pas invariant par permutation des indices contrairement à $\underline{\underline{\nabla R}}$ (symétrie de $\overline{u'_i u'_j}$). Une option consiste à proposer un modèle en construisant la base tensorielle par permutation circulaire des indices. Contrairement à la proposition de Younis *et al.* [105] pour le terme de diffusion turbulente, la symétrie du tenseur n'est pas souhaitée. Par conséquent, les coefficients des différents termes de chaque groupe ne sont pas nécessairement égaux. Pour respecter la contrainte d'objectivité du modèle (invariance par changement de référentiel), le gradient de vitesse qui apparaît dans l'équation (6.4a) doit être remplacé. En effet, $\partial U_l / \partial x_m$ se décompose en $S_{lm} + \Omega_{lm}$. Or $\Omega_{lm} = (\partial U_l / \partial x_m - \partial U_m / \partial x_l) / 2$ n'est pas un tenseur objectif. Il doit être remplacé par le taux de rotation absolu W_{lm} . Pour simplifier l'expression du modèle, les termes en W_{lm} ne sont pas considérés dans ce qui suit. Ce choix se justifie également car le modèle cible spécifiquement la région d'impact qui est irrotationnelle.

Ainsi, le modèle de diffusion par la pression est obtenu en construisant P_{ijk} par combinaison linéaire des trois termes de chaque groupe (obtenus par permutation des indices) et le gradient de vitesse moyenne est remplacé par le taux de déformation S_{ij} afin de respecter la contrainte d'objectivité. Les trois groupes donnent alors les combinaisons linéaires qui suivent :

$$\text{Groupe 1 : } S_{lm} P_{ilm} = \left(\alpha_1 S_{lm} \frac{\partial \overline{u'_i u'_l}}{\partial x_m} + \beta_1 S_{lm} \frac{\partial \overline{u'_l u'_m}}{\partial x_i} + \gamma_1 S_{lm} \frac{\partial \overline{u'_m u'_i}}{\partial x_l} \right), \quad (6.21a)$$

$$\text{Groupe 2 : } S_{lm} P_{ilm} = \left(\alpha_2 S_{lm} \frac{\partial \overline{u'_i u'_k}}{\partial x_k} \delta_{lm} + \beta_2 S_{lm} \frac{\partial \overline{u'_l u'_k}}{\partial x_k} \delta_{mi} + \gamma_2 S_{lm} \frac{\partial \overline{u'_m u'_k}}{\partial x_k} \delta_{il} \right), \quad (6.21b)$$

$$\text{Groupe 3 : } S_{lm} P_{ilm} = \left(\alpha_3 S_{lm} \frac{\partial k}{\partial x_i} \delta_{lm} + \beta_3 S_{lm} \frac{\partial k}{\partial x_l} \delta_{mi} + \gamma_3 S_{lm} \frac{\partial k}{\partial x_m} \delta_{il} \right). \quad (6.21c)$$

Ces expressions se simplifient en utilisant la symétrie par permutation des indices de \underline{S} et \underline{R} , soit

$$\text{Groupe 1 : } S_{lm} P_{ilm} = \left((\alpha_1 + \gamma_1) S_{lm} \frac{\partial \overline{u'_i u'_l}}{\partial x_m} + \beta_1 S_{lm} \frac{\partial \overline{u'_l u'_m}}{\partial x_i} \right), \quad (6.22a)$$

$$\text{Groupe 2 : } S_{lm} P_{ilm} = \left(\alpha_2 S_{lm} \frac{\partial \overline{u'_i u'_k}}{\partial x_k} \delta_{lm} + (\beta_2 + \gamma_2) S_{il} \frac{\partial \overline{u'_l u'_k}}{\partial x_k} \right), \quad (6.22b)$$

$$\text{Groupe 3 : } S_{lm} P_{ilm} = \left(\alpha_3 S_{lm} \frac{\partial k}{\partial x_i} \delta_{lm} + (\beta_3 + \gamma_3) S_{il} \frac{\partial k}{\partial x_l} \right). \quad (6.22c)$$

En utilisant la relation d'incompressibilité, $S_{lm} \delta_{lm} = 0$, les relations (6.22) se simplifient encore. Un modèle générique, linéaire en \underline{S} et $\underline{\underline{\nabla R}}$, est alors obtenu sous la forme :

$$\frac{1}{\rho} \overline{p^{(r)} u'_i} = f_s(l, \tau) \left(\alpha S_{lm} \frac{\partial \overline{u'_i u'_l}}{\partial x_m} + \beta S_{lm} \frac{\partial \overline{u'_l u'_m}}{\partial x_i} + \gamma S_{il} \frac{\partial \overline{u'_l u'_k}}{\partial x_k} + \zeta S_{il} \frac{\partial k}{\partial x_l} \right), \quad (6.23)$$

où la fonction f_s correspond au facteur d'échelle du modèle. Par un raisonnement dimensionnel, il est possible de montrer que cette fonction représente une longueur au carré, soit, en se basant sur la longueur turbulente,

$$f_s = C k^3 / \varepsilon^2. \quad (6.24)$$

Ainsi, le modèle de Vallet [99] peut être retrouvé en posant $\alpha = \zeta = 1$ et $\beta = \gamma = 0$. Ce dernier est obtenu en suivant une approche différente, par la contraction du modèle de Younis *et al.* [105] pour $\overline{u'_i u'_j u'_l}$. De même, la contribution en $\underline{\underline{\nabla k}}$ du modèle de Yoshizawa [104] est obtenue en remplaçant le taux de déformation S_{ij} par $3S_{ij}/10 - W_{ij}/6$ et en imposant tous les coefficients à zéro à l'exception de ζ .

6.2.2. Analyse *a priori* du modèle proposé

L'objectif du modèle proposé dans la section précédente consiste à reproduire le comportement du terme de diffusion par la pression estimé par la simulation LES, au niveau de la région d'impact (*cf.* chapitre 4). À ce titre, il peut être intéressant de réaliser une analyse *a priori* des prévisions du modèle, en se basant directement sur les données LES. Cette approche permet une comparaison directe avec le terme à modéliser, toutes choses égales par ailleurs.

De ce fait, une étude est réalisée sur les champs LES moyennés azimutalement (2D) afin de limiter au maximum le bruit lié aux inhomogénéités spatiales. Les vecteurs vitesse, les tensions de Reynolds ainsi que la dissipation estimés par la simulation sont extraits tels quels. Les champs sont ensuite filtrés pour le calcul des gradients (via un algorithme de Savitsky-Golay 2D). Chaque composante du flux de pression [Eq. (6.23)] est calculée de manière indépendante afin de permettre une analyse des différentes contributions au modèle global. Une seconde dérivation est réalisée par la suite pour obtenir la diffusion par la pression, après reconstruction de la divergence. Cette prévision est alors comparée au terme estimé directement par la simulation LES. Dans ce qui suit, seule la contribution normale à la paroi (*i.e.* D_{zz}^p) est étudiée car les effets diffusifs se manifestent principalement sur cette composante. Les différents champs obtenus ainsi que les prévisions LES sont représentés sur les figures 6.4 et 6.5.

L'allure globale du champ de D_{zz}^p est correctement reproduite, en particulier par les contributions en $\nabla u'_\alpha u'_\beta$ avec $\alpha \neq \beta$. Par ailleurs, la similitude des champs obtenus traduit une influence relativement faible de la création de la base par permutations circulaires ou non. Pour ces termes, l'énergie est correctement diffusée depuis la zone externe de la région d'impact vers la zone interne. Au contraire, la contribution en ∇k présente une allure différente. En raison de la forte redistribution pariétale, le maximum de k est situé au voisinage immédiat de la paroi, ce qui conduit à une diffusion de l'énergie dans la direction opposée. Toutefois, l'influence de ce terme sur le modèle global est relativement faible comme en témoigne le comportement satisfaisant du modèle dans la région d'impact (*cf.* Fig. 6.5). Néanmoins, une différence d'échelle importante est notable entre le modèle et le champ LES. Celle-ci est principalement due à la faible valeur de la dissipation estimée par la LES, conduisant à une échelle turbulente très importante contrairement aux estimations des modèles RANS. C'est pourquoi il est important de s'intéresser principalement aux effets *a posteriori* du modèle, évalué dans un contexte RSM, afin de prendre en compte

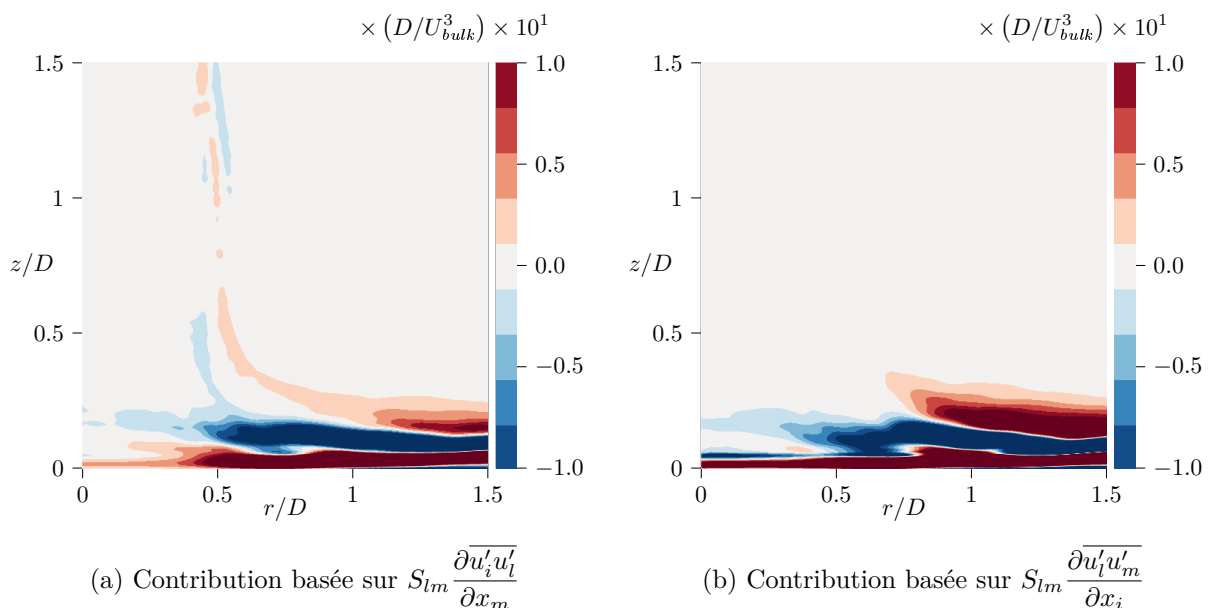


FIGURE 6.4. – Estimations *a priori* des différentes contributions au modèle proposé (composante D_{zz}^p)

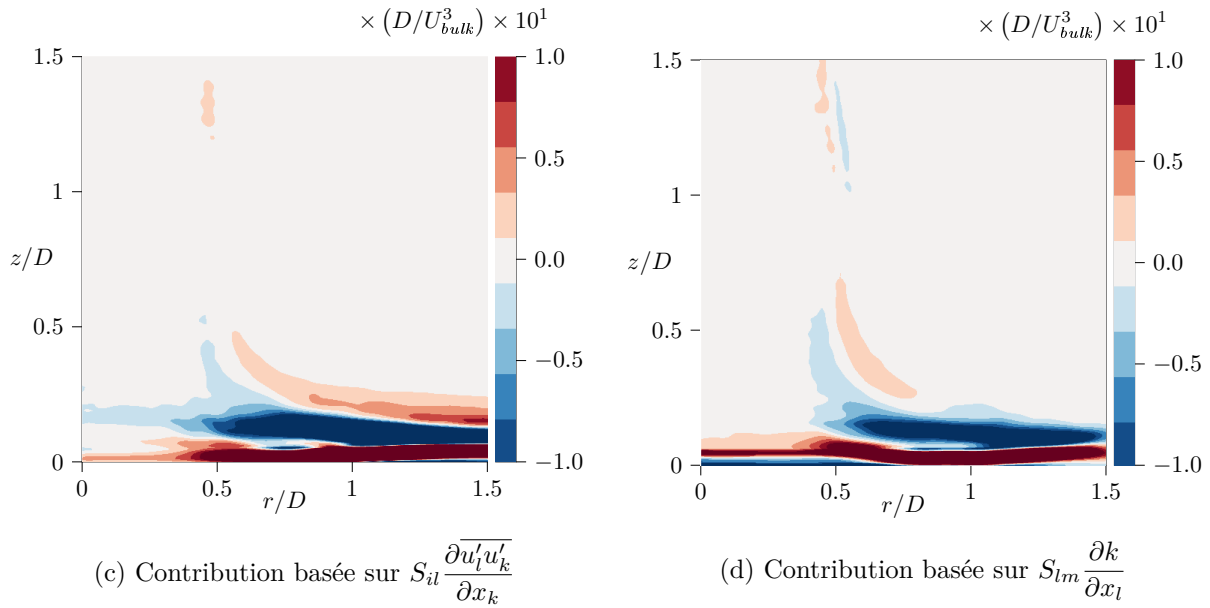


FIGURE 6.4. – Estimations *a priori* des différentes contributions au modèle proposé (composante D_{zz}^p)

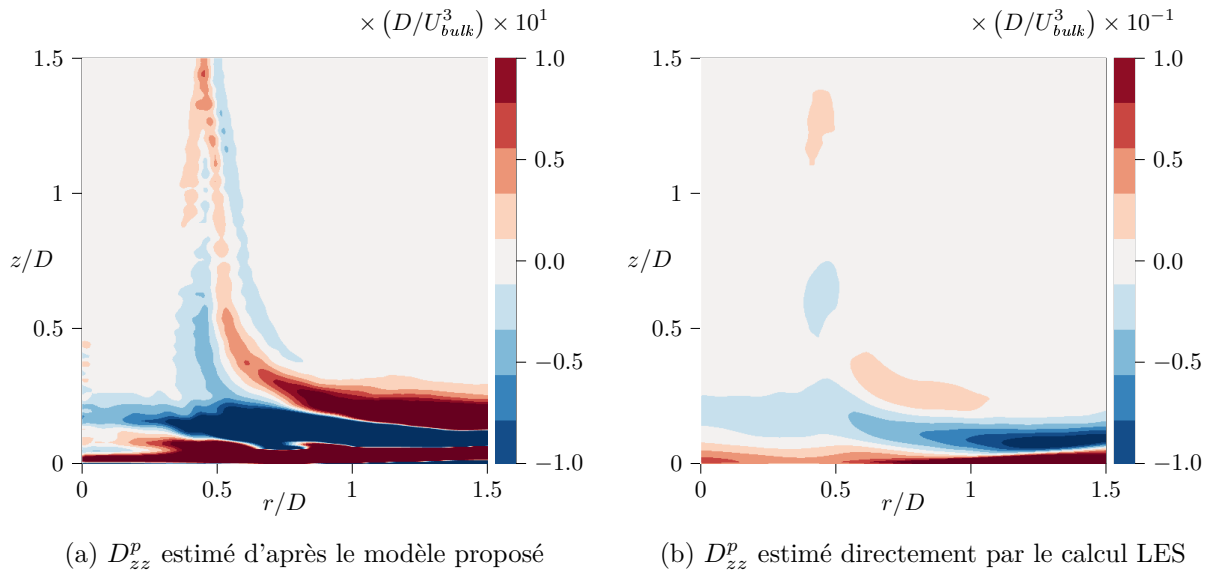


FIGURE 6.5. – Estimation *a priori* du modèle proposé (basé sur $\alpha = \beta = \gamma = \zeta = 1$) et prévision LES du terme de diffusion par la pression (composante D_{zz}^p)

le biais d'échelle caractéristique, inhérent à la modélisation. Par conséquent, l'objet de la section suivante consiste à présenter l'intégration de la fermeture proposée [*i.e.* Eq. (6.23)] dans la modélisation EBRSM. Une analyse des effets de ce terme supplémentaire sur les prévisions du modèle est également réalisée, afin de vérifier que le comportement diffusif attendu pour la région d'impact est correctement reproduit.

6.2.3. Intégration dans le modèle EBRSM

Le modèle décrit par l'équation (6.23) est dérivé pour un domaine non borné. En présence d'une paroi, le développement théorique n'est plus totalement valable car le terme surfacique a été négligé lors de la résolution de l'équation de Poisson pour p' . Toutefois, la dérivation du modèle de paroi de l'EBRSM prend intrinsèquement en compte les effets de diffusion par la pression. Par

conséquent, il convient de limiter l'utilisation de (6.23) à la partie "homogène" de l'écoulement, via la fonction de pondération elliptique. De plus, un senseur d'impact est mis en place afin de limiter l'influence du modèle sur l'écoulement en dehors de la zone d'intérêt contrairement au modèle de Yoshizawa [104], variante #1 (cf. section 6.1.2). Pour des raisons de stabilité numérique (robustesse du calcul mise en péril), l'invariant d'impact \mathcal{P} ne peut être utilisé. Par conséquent, le choix s'est porté ici sur l'invariant $1 - \mathcal{R}^2 = (S^2 - W^2)/S^2$ malgré les limitations évoquées au chapitre 5. En première approche, les coefficients α , β , γ , ζ sont fixés à 1 et la valeur de la constante du modèle est fixée à $C = 0.5$. La version intégrée au modèle EBRSM s'écrit donc

$$\frac{1}{\rho} \overline{p^{(r)} u_i'} = C \alpha^3 (1 - \mathcal{R}^2) \frac{k^3}{\varepsilon^2} \left(S_{lm} \frac{\partial \overline{u_i' u_l'}}{\partial x_m} + S_{lm} \frac{\partial \overline{u_i' u_m'}}{\partial x_i} + S_{il} \frac{\partial \overline{u_i' u_k'}}{\partial x_k} + S_{il} \frac{\partial k}{\partial x_l} \right). \quad (6.25)$$

Le comportement diffusif du modèle proposé ici est vérifié au travers d'une simulation RSM de la configuration de référence. Les résultats sont présentés sur les figures 6.6 à 6.8. Pour comparaison, la contribution en ∇k modèle de Yoshizawa (variante # 1) est également reproduite. Dans les deux cas, l'ajout du modèle de diffusion par la pression limite fortement la convergence des calculs en raison de l'augmentation de la diffusion dans la région d'impact. Ce flux d'énergie alimente le processus de production ce qui conduit à une diffusion encore plus importante, et ainsi de suite.

Tout comme le modèle de Yoshizawa, le modèle (6.25) conduit à une diffusion importante du pic d'énergie cinétique dans la région d'impact (cf. Figure 6.6). L'intensité maximale obtenue pour la composante $\overline{u_z' u_z'}$ du tenseur de Reynolds est réduite de 20% par rapport au modèle standard. Toutefois, elle reste sur-estimée de plus de 300%. Ceci traduit un défaut dans le modèle de redistribution pariétale, qui est traité dans la section suivante. Le processus de diffusion est également observable pour la composante radiale du tenseur de Reynolds. Des résultats similaires sont obtenus à l'aplomb de la buse, au voisinage de la paroi (Figure 6.7). En revanche, l'ajout du senseur d'impact dans l'équation (6.25) permet de limiter l'effet du modèle pour D_{ij}^p au niveau de la couche de mélange contrairement au modèle de Yoshizawa. De même, les effets du modèle sur le jet radial sont négligeables (Figure 6.8). Par conséquent, l'ajout de ce nouveau terme dans l'EBRSM semble favorable à l'amélioration des prévisions aérodynamiques, sous réserve de corriger le comportement asymptotique du terme de redistribution.

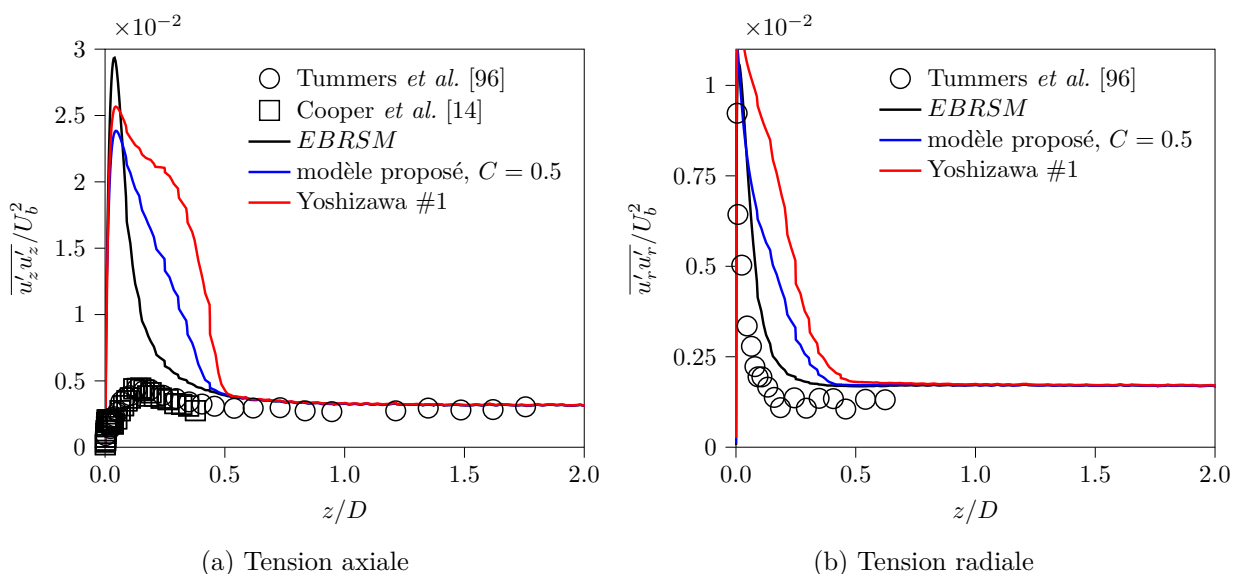


FIGURE 6.6. – Tensions de Reynolds évaluées près de l'axe de symétrie (i.e. $r/D = 0.05$) par le modèle EBRSM avec prise en compte de la partie rapide de la diffusion par la pression d'après le modèle (6.25)

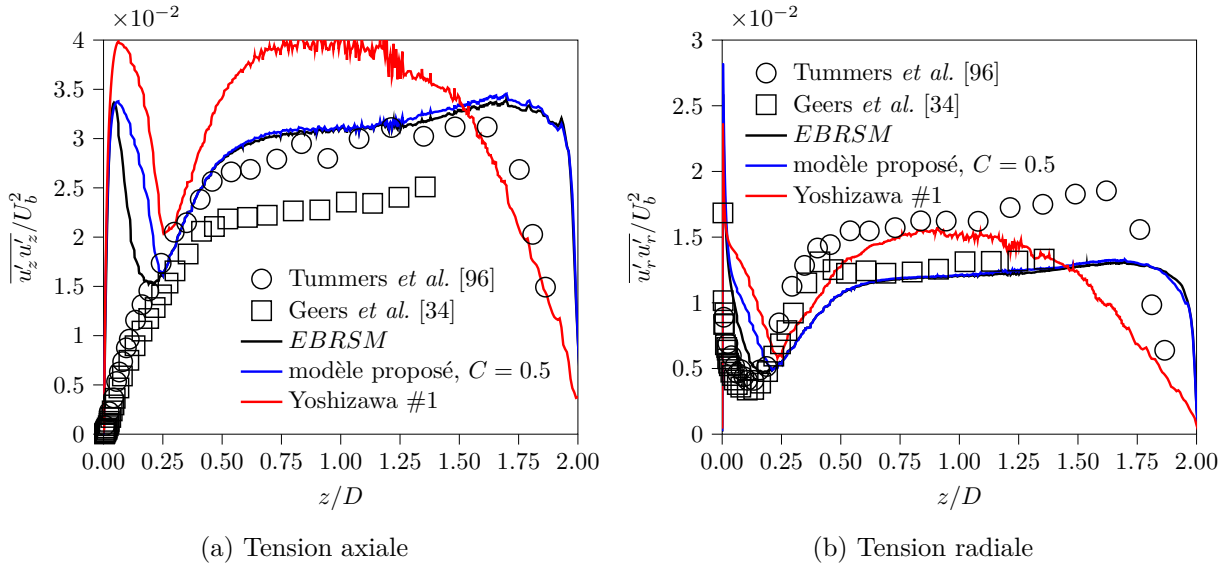


FIGURE 6.7. – Tensions de Reynolds évaluées dans la couche de mélange (*i.e.* $r/D = 0.5$) par le modèle EBRSM avec prise en compte de la partie rapide de la diffusion par la pression d'après le modèle (6.25)

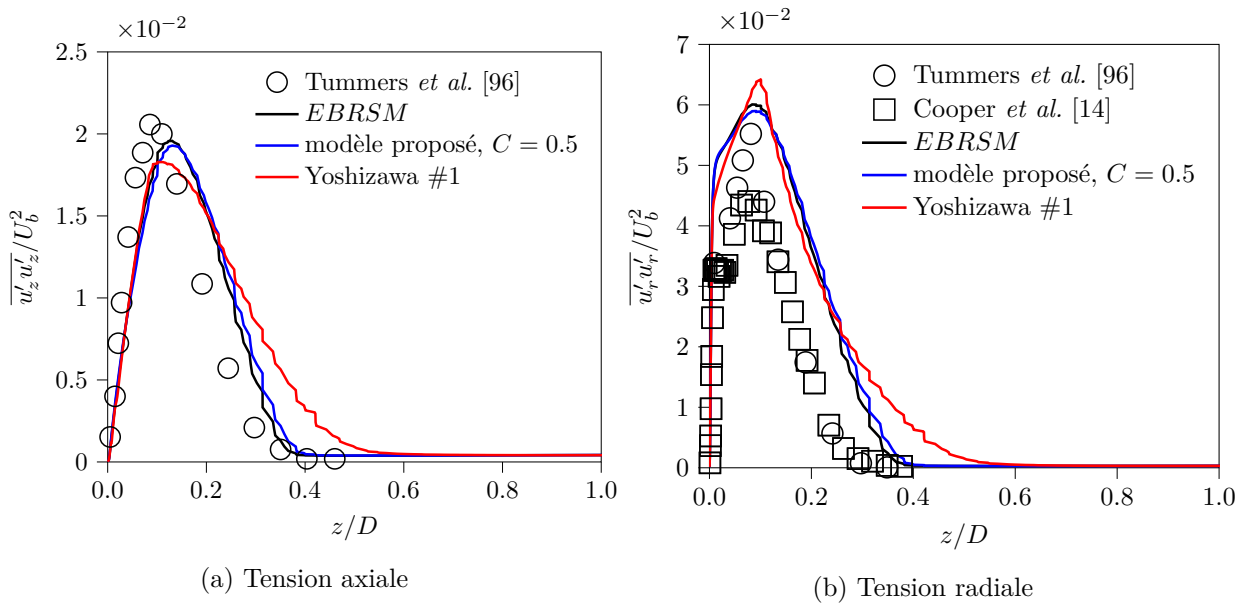


FIGURE 6.8. – Tensions de Reynolds évaluées dans le jet radial (*i.e.* $r/D = 2.0$) par le modèle EBRSM avec prise en compte de la partie rapide de la diffusion par la pression d'après le modèle (6.25)

6.3. Modification du modèle de paroi pour la redistribution dans la zone d'impact du jet

L'idée de cette section réside dans la modification du modèle de paroi pour la redistribution, ϕ_{ij}^w , afin d'absorber le flux de tensions de Reynolds généré par la mise en place du modèle de diffusion par la pression, détaillé dans la section 6.2. En effet, le comportement pariétal n'est pas modifié par l'ajout du terme de diffusion. Un modèle de paroi dédié à la région d'impact est donc nécessaire afin de corriger la tendance asymptotique et de mettre en place les échanges énergétiques dans la région d'impact, selon le mécanisme décrit par le schéma 4.17. Dans cette optique, une modification de la correction de Craft & Launder [16] est proposée. L'influence du modèle de paroi est étudiée ici en l'absence du terme de diffusion par la pression, pour quantifier ses effets sur la solution, toutes choses égales par ailleurs.

Une analyse du modèle de Craft & Launder [Eq. (2.51)] est effectuée au voisinage de la paroi afin de connaître la contribution de chaque terme sur la redistribution de la composante normale. Pour simplifier les calculs, cette caractérisation est réalisée sur l'axe de symétrie, en $r/D = 0$, ce qui impose $\partial \bullet / \partial x = \partial \bullet / \partial y = 0$. Dans cette zone, le modèle se réduit, pour la composante axiale $\overline{u'_z u'_z}$, à l'expression

$$\phi_{zz}^{w(r)} = -4c_{2w} f_w P_k + 2c'_{2w} k b_{zz} f_w \frac{\partial U_z}{\partial z} + \frac{2}{3} c''_{2w} k f_w \frac{\partial U_z}{\partial z}. \quad (6.26)$$

Sachant que la zone interne de la région d'impact se caractérise par une production d'énergie cinétique turbulente négative et par une composante axiale du tenseur de Reynolds minoritaire devant la composante radiale (*i.e.* $b_{zz} < 0$), il est possible de déterminer le comportement de chaque partie du modèle vis à vis de la redistribution de $\overline{u'_z u'_z}$. Ainsi, seul le terme en c''_{2w} contribue favorablement à la redistribution car les autres termes se comportent alors comme une source pour $\overline{u'_z u'_z}$. Par conséquent, la modification proposée dans ce chapitre s'appuie uniquement sur le troisième terme, soit

$$\phi_{ij}^{w(r)} = c''_{2w} k \frac{\partial U_l}{\partial x_m} n_l n_m (n_i n_j - \frac{1}{3} \delta_{ij}) f_w. \quad (6.27)$$

À l'instar de *l'invariant d'impact* \mathcal{P} , ce terme traduit l'alignement des taux de déformation avec la normale à la paroi. Pour simplifier la formulation, le terme $\partial U_l / \partial x_m n_l n_m$ est remplacé dans ce qui suit par $\partial U_n / \partial x_n$ sans sommation sur l'indice n qui fait référence à la direction normale à la paroi. L'influence du modèle (6.27) est donc limitée aux régions d'impact comme le soulignent Craft & Launder.

Une modification de la relation (6.27) est également proposée afin de la rendre compatible avec l'approche par pondération elliptique, qui consiste à éviter l'utilisation de critères géométriques. La fonction de paroi f_w doit donc être remplacée. Une proposition est faite par Craft & Launder [17]. Toutefois, celle-ci fait appel à un vecteur d'inhomogénéité impossible à mettre en œuvre dans le code CEDRE. La fonction de pondération elliptique $(1 - \alpha^3)$ lui est donc préférée, ce qui permet une intégration directe de (6.27) dans le modèle de paroi (3.1b). Par conséquent, en posant $M_{ij} = n_i n_j - \delta_{ij} / 3$, la version EBRSM du modèle de Craft & Launder est implantée dans le code CEDRE de la manière suivante :

$$\phi_{ij}^{w(r)} = c''_{2w} (1 - \alpha^3) k \frac{\partial U_n}{\partial x_n} M_{ij}. \quad (6.28)$$

Toutefois, le comportement asymptotique de ce terme³ est en $\mathcal{O}(z^3)$, à l'instar des contributions diagonales du modèle paroi de l'EBRSM. Or, ce dernier est construit afin de garantir la tendance asymptotique pour $\overline{u'_z u'_z}$. Par conséquent, la cohabitation des deux modèles peut nuire au comportement pariétal de cette composante. Néanmoins, la relation (6.28) est ajoutée à l'expression du modèle de paroi de l'EBRSM et une simulation est effectuée sur la configuration de référence, en prenant $c''_{2w} = 0.4$. Deux autres calculs sont réalisés avec $c''_{2w} = 1.0$ et $c''_{2w} = 5.0$ afin de calibrer l'ordre de grandeur du coefficient suite au remplacement de la fonction de paroi par la fonction de pondération elliptique. Les profils estimés dans la région d'impact sont présentés sur la figure 6.9.

Les simulations basées sur $c''_{2w} = 0.4$ et $c''_{2w} = 1.0$ donnent des résultats comparables au modèle EBRSM. Une légère atténuation du pic de $\overline{u'_z u'_z}$ est observable dans la région d'impact, mais l'influence du modèle est loin d'être suffisante, d'où l'intérêt de rehausser la valeur de cette constante. Toutefois, le test réalisé avec $c''_{2w} = 5.0$ met en lumière une limitation importante inhérente à la formulation proposée par Craft & Launder. En effet, au voisinage de la paroi, une grande quantité d'énergie est redistribuée depuis la composante normale à la paroi vers les composantes transverses du tenseur de Reynolds. Ceci se traduit par une forte anisotropie de

3. Le comportement en $\mathcal{O}(z^3)$ est obtenu sachant que l'énergie cinétique turbulente k est en $\mathcal{O}(z^2)$ tout comme la vitesse moyenne normale à la paroi. Le gradient de vitesse $\partial U_n / \partial x_n$ est alors en $\mathcal{O}(z)$.

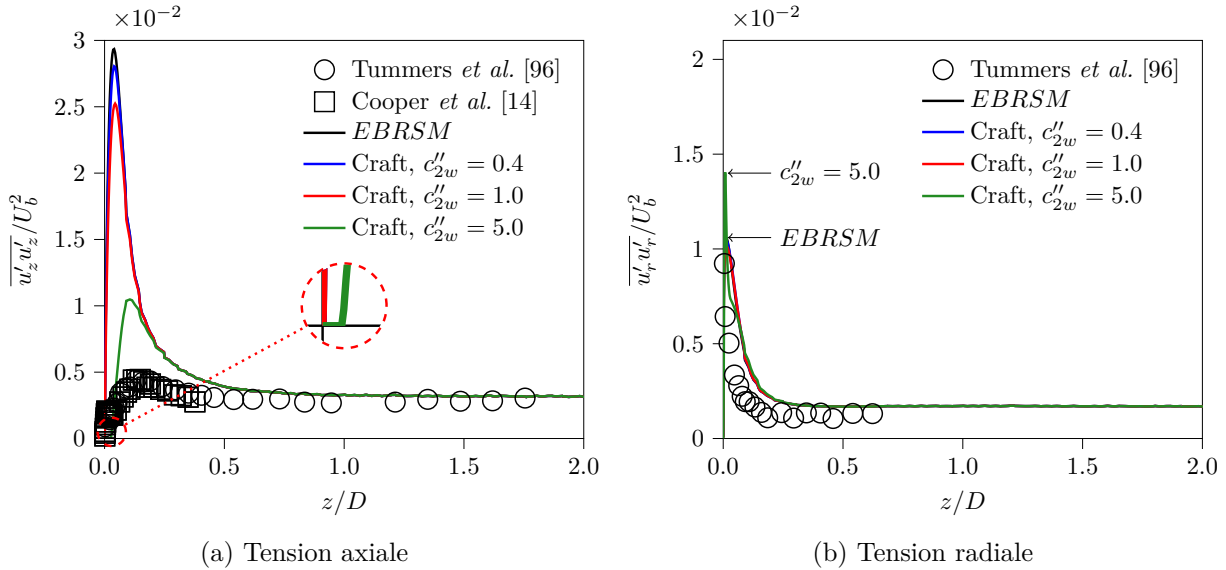
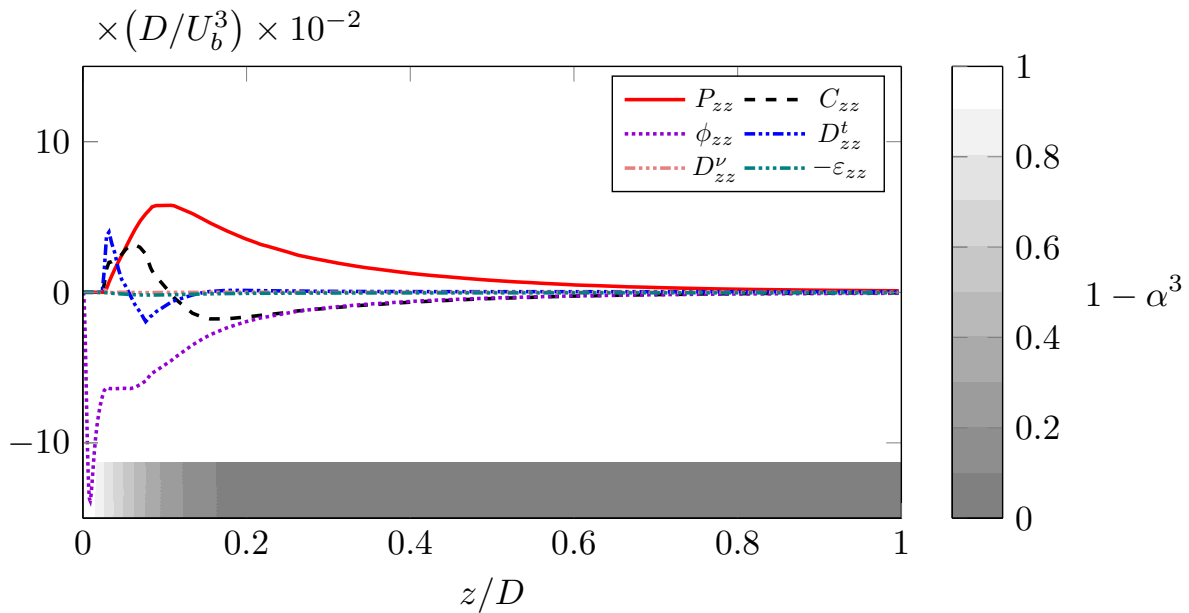


FIGURE 6.9. – Tensions de Reynolds évaluées près de l'axe de symétrie (*i.e.* $r/D = 0.05$) par le modèle EBRSM avec le terme de Craft & Launder

la turbulence. L'énergie cinétique turbulente k est alors importante relativement à la tension de Reynolds normale à la paroi. Dans la région d'impact, la redistribution prédite par le modèle (6.27) est alors très intense en raison du couplage entre k et le fort taux de déformation. Ceci pose un problème majeur de réalisabilité. En effet, dans la limite d'une turbulence deux composantes (2C), le terme $k \partial U_n / \partial x_n$ n'est pas nul et le modèle continue de prélever de l'énergie sur la composante normale du tenseur de Reynolds (*cf.* bilan représenté sur la figure 6.10a). L'intensité de celle-ci étant nulle, le modèle tend à générer une énergie négative. La présence d'une limitation du type $\overline{u'_\alpha u'_\alpha} > 0$ ne résout pas le problème car le modèle se comporte également comme un terme source pour les composantes transverse, générant ainsi de l'énergie. Ceci se traduit sur la figure 6.9 par un nivellement à zéro de la composante normale $\overline{u'_z u'_z}$ tandis que la composante radiale $\overline{u'_r u'_r}$ est amplifiée par rapport au modèle EBRSM. La croissance de ce pic se poursuit jusqu'à l'obtention d'un nouvel équilibre du bilan, représenté sur la figure 6.10b.



(a) Bilan de la composante $\overline{u'_z u'_z}$ en $r/D = 0.1$

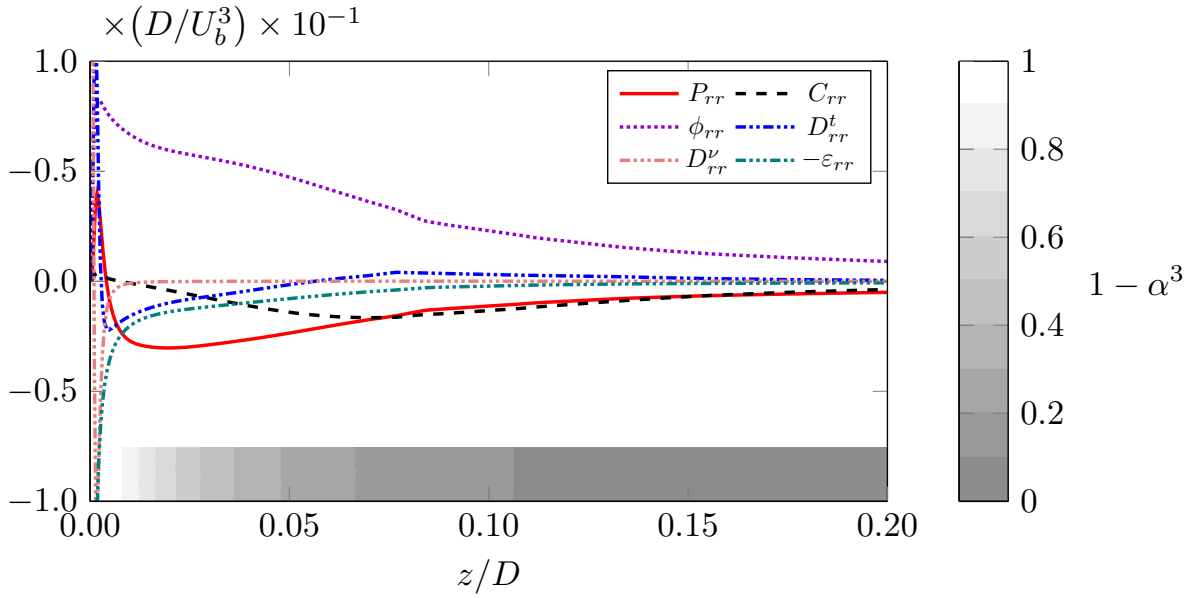
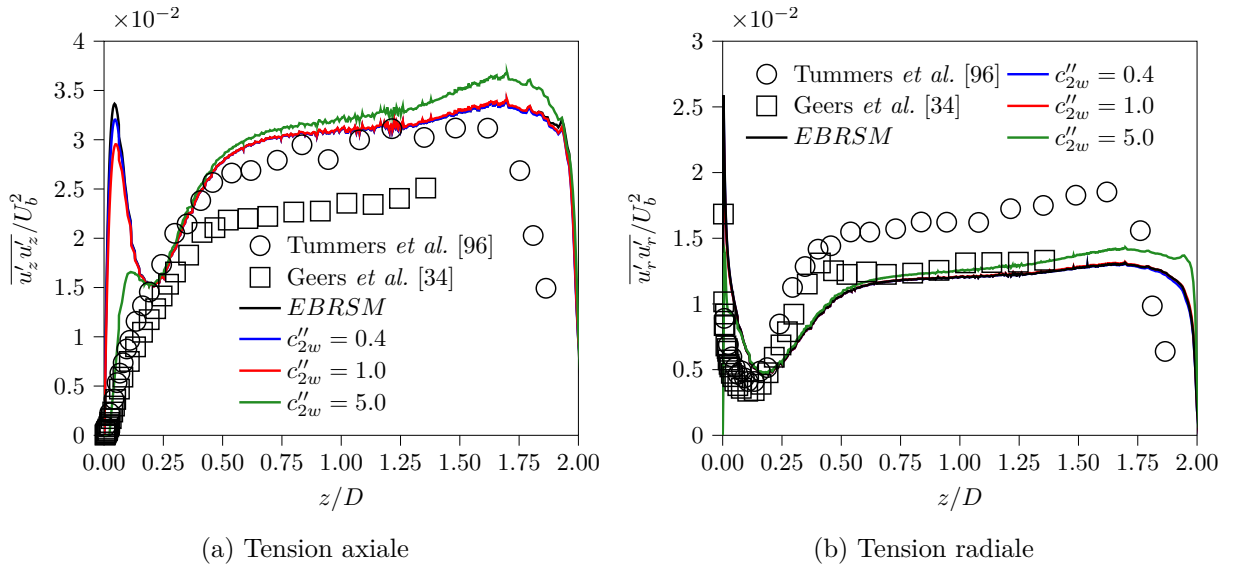

 (b) Bilan de la composante $\overline{u'_r u'_r}$ en $r/D = 0.1$

 FIGURE 6.10. – Termes du bilan des équations de transport des tensions de Reynolds évalués dans la région d'impact ($r/D = 0.1$) à partir du modèle EBRSM avec la correction (6.28), *i.e.* la version avec pondération elliptique de la correction de Craft & Launder ; cas $c''_{w2} = 5.0$


(a) Tension axiale

(b) Tension radiale

 FIGURE 6.11. – Tensions de Reynolds évaluées dans la couche de mélange (*i.e.* $r/D = 0.5$) par le modèle EBRSM avec le terme de Craft & Launder

Aussi, bien que ce modèle soit dédié à la correction des effets d'impact, son influence à l'aplomb de la buse est également non négligeable, en particulier pour le cas $c''_{2w} = 5.0$, comme en témoigne la figure 6.11. La modification du comportement de la couche de mélange provient d'une influence du modèle au niveau de la lèvre de la buse. En effet, la topologie de l'écoulement est relativement complexe dans cette région (séparation, courbure des lignes de courant). L'intensité de la turbulence est également forte, ce qui donne un poids important à la correction.

Pour palier au mieux ces limitations, plusieurs modifications du modèle sont proposées :

- L'objectif de la correction est d'atténuer la composante normale à la paroi au profit des composantes transversales. Dans une région d'impact, le terme $\partial U_n / \partial x_n$ étant négatif, la correction remplit pleinement son rôle. Toutefois, en présence de séparation ($\partial U_n / \partial x_n > 0$), ce modèle se transforme en terme source pour la composante $\overline{u'_n u'_n}$ en prélevant de l'énergie sur les composantes transversales. Ce comportement n'est pas souhaitable *a priori*. Une limitation est donc introduite sur le taux de déformation normal à la paroi afin d'éviter ce problème, soit : $\min [\partial U_n / \partial x_n; 0]$.
- L'énergie cinétique turbulente (k) est remplacée par la tension de Reynolds normale à la paroi ($\overline{u'_n u'_n} = \overline{u'_l u'_m} n_l n_m$) afin d'éviter tout problème de réalisabilité en présence d'anisotropie importante. Ainsi, le terme $\phi_{nn}^{w(r)}$ tend vers zéro dans la limite d'une turbulence 2C. Cette modification permet également l'obtention d'une tendance asymptotique en $\mathcal{O}(z^5)$ pour $\phi_{nn}^{w(r)}$, négligeable devant le terme Π_{nn} modélisé par l'EBRSM, qui varie en $\mathcal{O}(z^3)$. L'évolution pariétale correcte de $\overline{u'_n u'_n}$ est donc assurée par le terme d'ordre dominant.
- Un senseur d'impact est utilisé pour garantir le bon comportement du nouveau modèle dans la couche de mélange et dans le jet radial. Par conséquent, l'invariant $(1 - \mathcal{R}^2)$ est également choisi pour le modèle de redistribution afin de limiter son influence à la zone d'intérêt.

Ainsi, la version modifiée du modèle de Craft & Launder [16] utilisée par la suite est mise en œuvre selon la formulation

$$\phi_{ij}^{w(r)} = c''_{2w} (1 - \mathcal{R}^2) \overline{u'_n u'_n} \times \min \left[\frac{\partial U_n}{\partial x_n}; 0 \right] M_{ij}. \quad (6.29)$$

Une fois le terme (6.29) ajouté au modèle EBRSM, la fermeture de la redistribution pariétale se note

$$\begin{aligned} \phi_{ij}^w = & -5 \frac{\varepsilon}{k} \left[\overline{u'_i u'_k} n_j n_k + \overline{u'_j u'_k} n_i n_k - \frac{1}{2} \overline{u'_k u'_l} n_k n_l (n_i n_j + \delta_{ij}) \right] \\ & + c''_{2w} (1 - \mathcal{R}^2) \overline{u'_n u'_n} \times \min \left[\frac{\partial U_n}{\partial x_n}; 0 \right] M_{ij}. \end{aligned} \quad (6.30)$$

La valeur de la constante du modèle reste toutefois à déterminer. En effet, l'analyse du modèle de Craft & Launder a révélé que sa valeur originale ($c''_{2w} = 0.4$) n'est pas adaptée suite au remplacement de la fonction de paroi. De plus, l'utilisation de $\overline{u'_n u'_n}$ à la place de k influence fortement la valeur de cette constante car elle doit prendre en compte le rapport $k / \overline{u'_n u'_n}$ pour correspondre au modèle original. Or ce rapport diverge fortement à la paroi, dans la zone d'action du modèle, comme en témoigne la figure 6.12. Une étude paramétrique est alors nécessaire pour reproduire correctement la redistribution pariétale.

Pour caractériser l'influence du modèle proposé sur la solution, une étude paramétrique sur la valeur du coefficient est menée. Pour cela, trois simulations sont effectuées en faisant varier le coefficient sur une large gamme de valeurs, soit $c''_{2w} = \{1; 10; 50\}$. Le cas $c''_{2w} = 50$ est notamment réalisé pour vérifier le comportement du terme de redistribution dans la limite d'une turbulence 2C (*i.e.* vérification de la réalisabilité du modèle). Les profils obtenus sont présentés sur les figures 6.13 à 6.15. Bien que l'intérêt porte principalement sur la région d'impact, les effets des modèles sont également analysés au niveau de la couche de mélange (suite à la modification du comportement au niveau de la lèvre de la buse) et sur le jet de paroi radial.

Une valeur de c''_{2w} de l'ordre de 10 semble donner une tendance asymptotique correcte pour $\overline{u'_z u'_z}$ au voisinage du point d'arrêt. Néanmoins, cette amélioration s'accompagne de la sous-estimation de la tension $\overline{u'_r u'_r}$ au voisinage proche de la paroi. Tout comme pour la correction

initiale proposée par Craft & Launder, un coefficient proche de l'unité conduit à des résultats similaires au modèle EBRSM, avec une diminution limitée du pic de $\overline{u'_z u'_z}$ visé par la correction. Au contraire, le calcul réalisé avec $c''_{2w} = 50$ montre que le problème de réalisabilité est bel et bien résolu par le modèle (6.29). En effet, au voisinage de la paroi, l'intensité de $\overline{u'_r u'_r}$ diminue fortement lorsque celle de $\overline{u'_z u'_z}$ est réduite à zéro, en opposition avec le comportement du modèle proposé initialement par Craft & Launder.

L'amélioration du comportement pariétal de $\overline{u'_z u'_z}$ se confirme à l'aplomb de la couche de mélange, pour des valeurs de c''_{2w} de l'ordre de la dizaine. L'effet du modèle de redistribution sur la couche de mélange est relativement faible pour $c''_{2w} = 1$ et 10. La variation maximale relevée sur la composante axiale est de 8.5% environ par rapport à la référence. Au contraire, le cas $c''_{2w} = 50$ entraîne une large modification de la couche de mélange malgré l'utilisation du senseur, avec plus de 25% d'écart par rapport au modèle EBRSM. Cette analyse est également valide pour la composante radiale du tenseur de Reynolds.

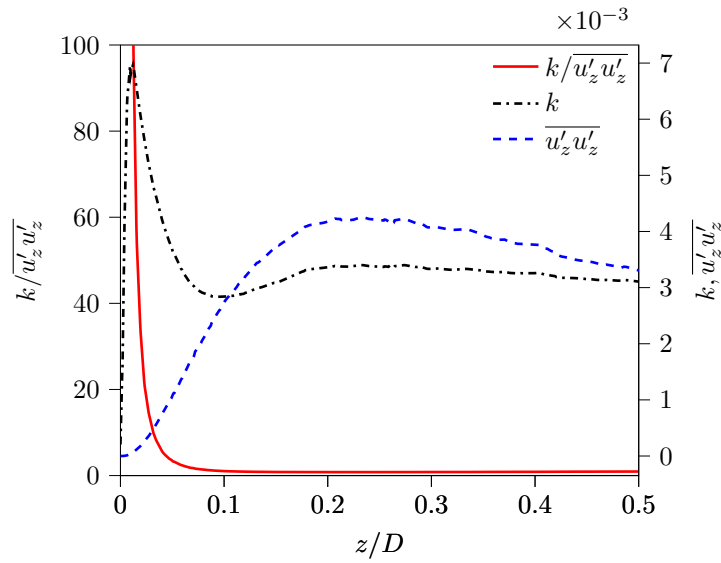


FIGURE 6.12. – Tensions de Reynolds et rapport $k/\overline{u'_z u'_z}$ le long de l'axe de la configuration de référence d'après les données LES obtenues au chapitre 4

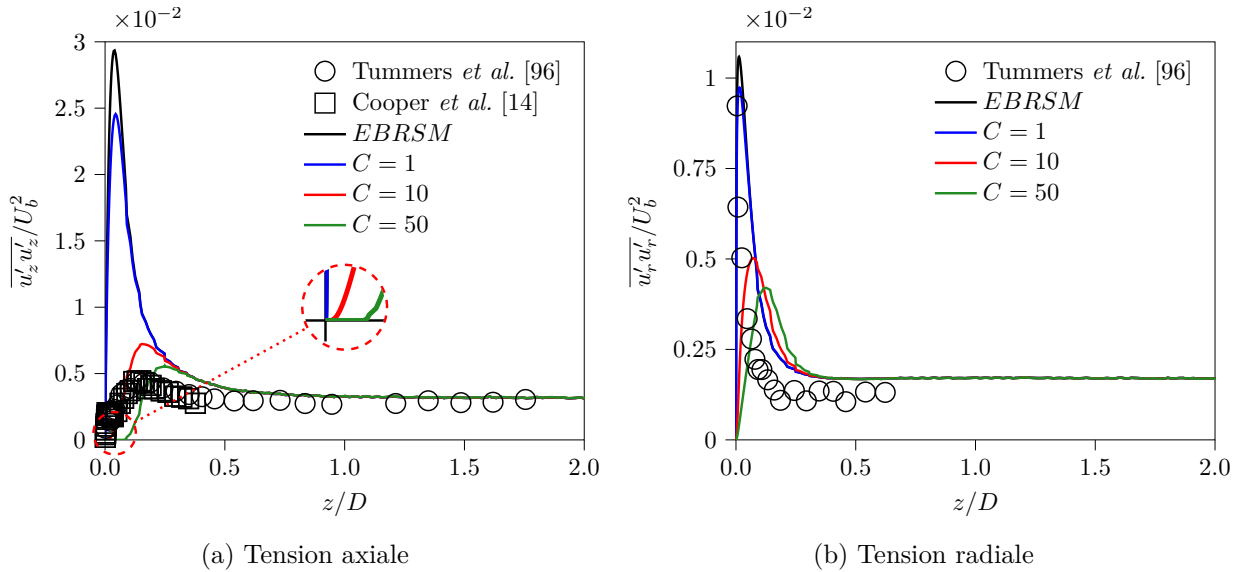


FIGURE 6.13. – Tensions de Reynolds évaluées près de l'axe de symétrie (*i.e.* $r/D = 0.05$) par le modèle EBRSM avec la modification proposée pour ϕ_{ij}^w

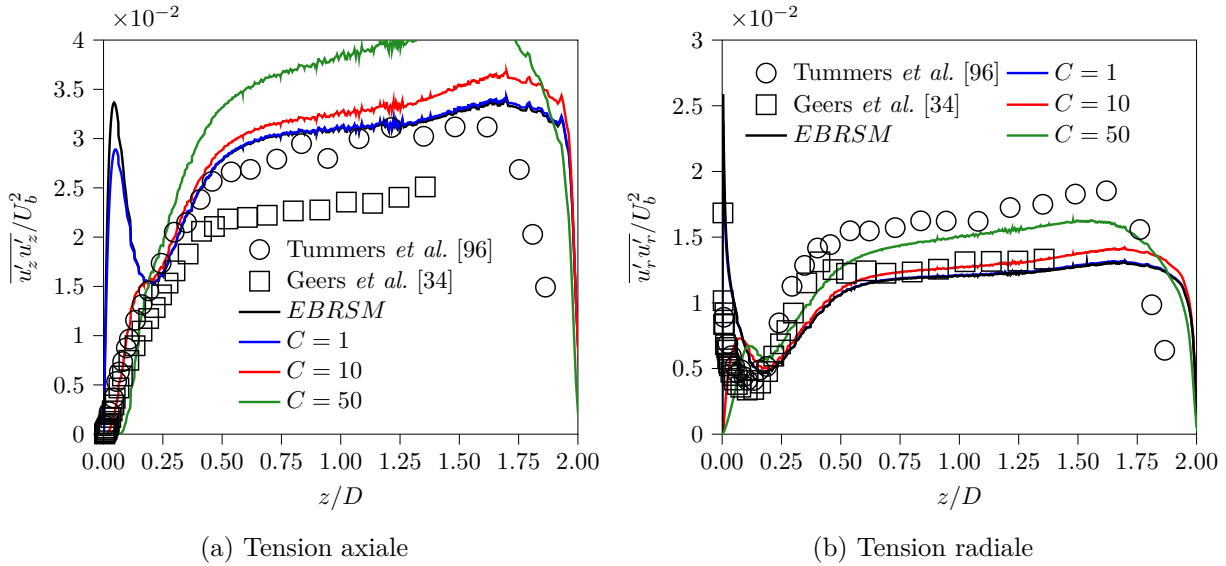


FIGURE 6.14. – Tensions de Reynolds évaluées dans la couche de mélange (*i.e.* $r/D = 0.5$) par le modèle EBRSM avec la modification proposée pour ϕ_{ij}^w

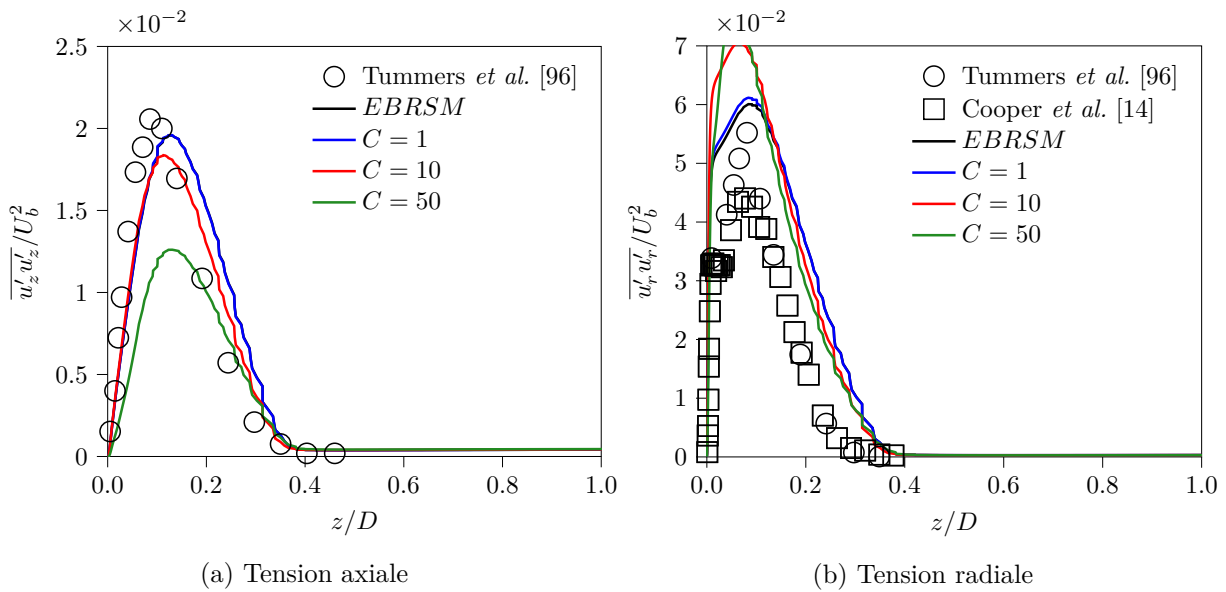


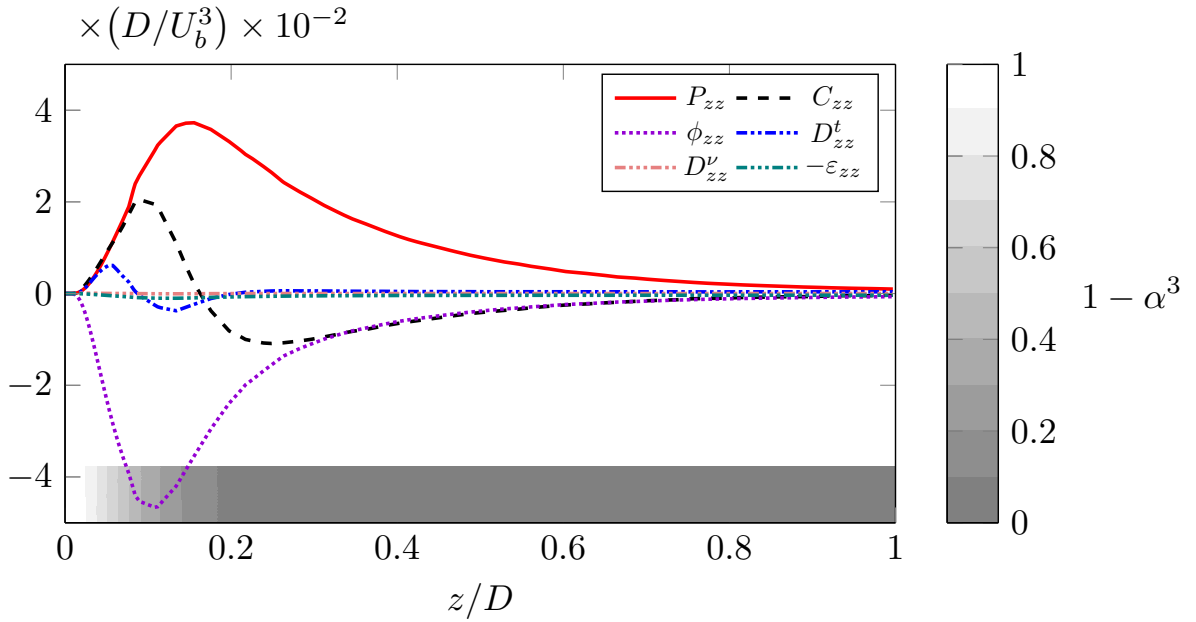
FIGURE 6.15. – Tensions de Reynolds évaluées dans le jet radial (*i.e.* $r/D = 2.0$) par le modèle EBRSM avec la modification proposée pour ϕ_{ij}^w

Les effets de la modification proposée sont d'autant plus visibles au niveau du jet radial. En effet, l'ajout du terme (6.29) conduit à une surestimation de l'intensité des fluctuations radiales par rapport à la référence de plus de 15% pour les deux plus grandes valeurs de c_{2w}'' testées ici. Cela se traduit également par une diminution de l'intensité des fluctuations normales à la paroi. Toutefois, les effets sont largement plus marqués pour la valeur la plus grande du coefficient. La forme du profil de $u'_r u'_r$ est fortement impactée contrairement au cas $c_{2w}'' = 10$ pour lequel seule l'amplitude est augmentée de 15% environ. Il en est de même pour la composante $u'_z u'_z$. Avec $c_{2w}'' = 10$, la diminution est modérée alors que le pic est réduit de plus de 35% par rapport au modèle EBRSM lorsque $c_{2w}'' = 50$. Le test réalisé avec $c_{2w}'' = 1$ conduit à une modification négligeable des profils des tensions de Reynolds radiales et normales à la paroi.

L'étude paramétrique réalisée permet de constater une amélioration significative du comportement du modèle (6.29) par rapport à la correction initialement proposée par Craft & Launder [16]. De plus, elle permet de déterminer l'ordre de grandeur du coefficient à utiliser afin d'améliorer la prévision aérodynamique de la région d'impact sans influencer les autres régions du jet de manière significative. Ainsi, une valeur de c''_{2w} de l'ordre de 10 est préconisée car elle permet de réduire de plus de 75% le pic de $\overline{u'_z u'_z}$ dans la région d'impact et conduit à moins de 15% de différence dans la couche de mélange et dans le jet radial.

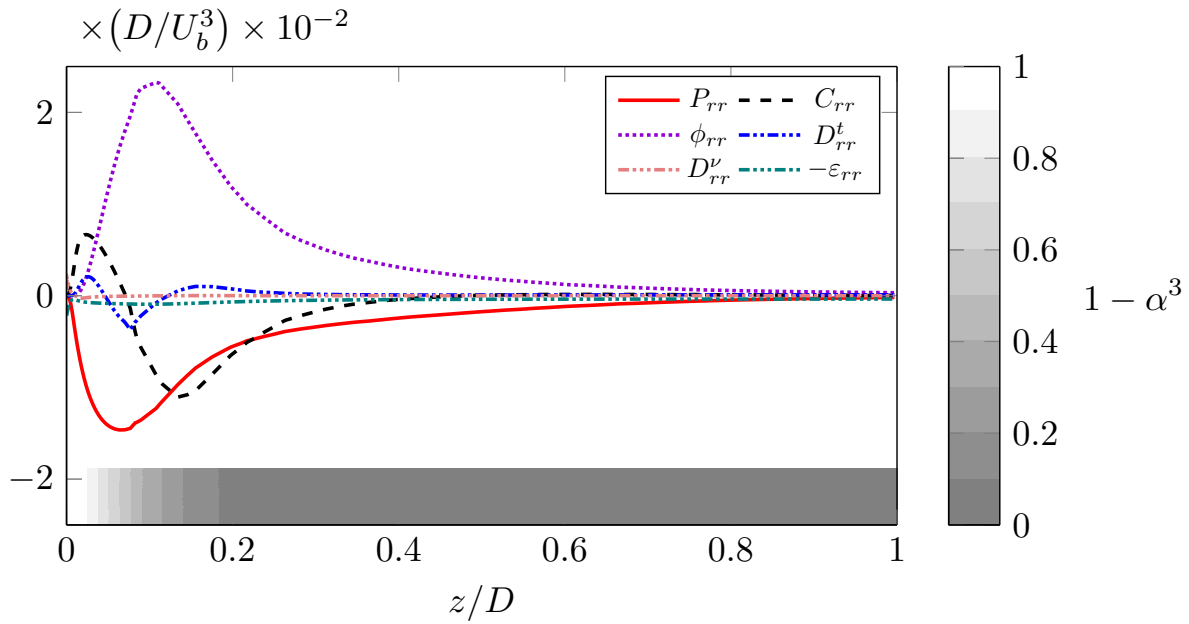
La comparaison des bilans obtenus dans la région d'impact (*cf.* figure 6.16) avec les bilans issus du modèle EBRSM standard (*cf.* figure 3.10) met en évidence les mécanismes physiques à l'origine de l'amélioration du comportement du modèle. En effet, la mise en œuvre de la correction permet de redistribuer l'énergie produite (sur la composante $\overline{u'_z u'_z}$), prévenant ainsi l'apparition du pic au voisinage de la paroi. Au contraire, le modèle EBRSM se caractérise par une production dominante, ce qui induit une augmentation importante de l'intensité de $\overline{u'_z u'_z}$. De même, l'énergie redistribuée sur la composante radiale permet de retrouver un terme de production $P_{rr} < 0$, en accord avec les résultats du chapitre 4.

De plus, les bilans 6.16 montrent un équilibre $\phi_{ij} = C_{ij} - P_{ij}$ très proche de ce qui est prédit par la simulation LES. Toutefois, l'absence d'un processus diffusif majoritaire dans le modèle (contrairement aux prévisions LES) ne permet pas de retranscrire l'ensemble des mécanismes physiques à l'origine de l'évolution des tensions de Reynolds dans la région d'impact.



(a) Bilan de la composante $\overline{u'_z u'_z}$ en $r/D = 0.1$

FIGURE 6.16. – Termes du bilan des équations de transport des tensions de Reynolds évalués dans la région d'impact ($r/D = 0.1$) à partir du modèle EBRSM avec la correction pour $\phi_{ij}^{w(r3)}$; cas $c''_{w2} = 10$



(b) Bilan de la composante $\overline{u'_r u'_r}$ en $r/D = 0.1$

FIGURE 6.16. – Termes du bilan des équations de transport des tensions de Reynolds évalués dans la région d'impact ($r/D = 0.1$) à partir du modèle EBRSM avec la correction pour $\phi_{ij}^{w(r3)}$; cas $c''_{w2} = 10$

6.4. Effets conjoints des modèles de diffusion par la pression et de redistribution pariétale sur la prévision aérothermique de la configuration d'impact

Les sections 6.2 et 6.3 ont traité de manière indépendante de l'influence du modèle de diffusion par la pression (6.25) et d'une nouvelle formulation (6.30) de la correction proposée par Craft & Launder [16] pour la redistribution pariétale. L'objectif de cette section est d'analyser les effets conjoints des deux modèles sur la prévision aérothermique de la configuration de jet impactant $H/D = 2$ et $Re = 23\ 000$.

Pour cela, les deux modèles sont mis en place simultanément dans le code CEDRE. Une étude paramétrique a permis de cibler les valeurs des constantes les plus appropriées, en accord avec les résultats obtenus dans les sections précédentes. L'objectif principal consiste à réduire la sur-estimation de l'intensité de la tension de Reynolds axiale dans la région d'impact, au voisinage de la paroi. Toutefois, la calibration des coefficients se heurte à une limitation importante : la robustesse du modèle lors de la simulation. En effet, les modifications introduites tendent à diminuer fortement les niveaux d'énergie cinétique turbulente dans la région d'impact ainsi que dans l'écoulement externe, ce qui conduit au développement d'instabilités de la solution, en particulier au voisinage des zones de fort cisaillement (extérieur de la couche de mélange et jet radial). Par conséquent, la solution retenue correspond à un équilibre entre robustesse et précision du calcul. Les valeurs des constantes sont données par $C = 1.0$ pour le modèle de diffusion par la pression (6.25) et par $c''_{2w} = 12.0$ pour le modèle de redistribution pariétale (6.30), ce qui correspond bien aux estimations faites dans les sections précédentes. Ce nouveau modèle est noté M2 dans ce qui suit. Les profils prédits au niveau des trois zones d'intérêt sont représentés sur les figures 6.17 à 6.19. Les prévisions des corrections M0 et M1 introduites dans le chapitre précédent sont également présentées. Pour rappel, la correction M0 consiste à imposer explicitement l'équilibre $\Pi_{ij} = C_{ij} - P_{ij}$ dans la région d'impact modélisée par l'invariant \mathcal{I} . La solution de l'équation réduite obtenue vérifie donc implicitement l'équilibre imposé. La correction M1 consti-

tue une évolution de $M0$ afin de préserver le comportement asymptotique du modèle EBRSM, en réintroduisant le modèle de paroi dans l'équation réduite.

Les prévisions du modèle $M2$ mettent en évidence le confinement des effets des modèles (6.25) et (6.30) au niveau de la région d'impact. Les profils dans le jet radial (figure 6.19) ne sont presque pas influencés par les modifications apportées. Par exemple, l'intensité des fluctuations radiales ne varient que de 6% environ. Les maxima de $\overline{u'_z u'_z}$ et $\overline{u'_r u'_r}$ sont légèrement déplacés vers la paroi sans modification de la forme des profils. De même, les effets dans la couche de mélange sont mineurs (*cf.* figure 6.18). Des profils similaires à ceux prédits par l'EBRSM sont retrouvés à l'exception du voisinage immédiat de la buse au niveau de laquelle la turbulence est légèrement atténuée. Toutefois, les écarts obtenus sont bien moindres en comparaison de ceux observés précédemment, avec les modifications $M0$ et $M1$ du modèle de référence. Par conséquent, l'influence de $M2$ est négligeable en dehors de la région d'impact, conformément aux exigences définies pour ce modèle.

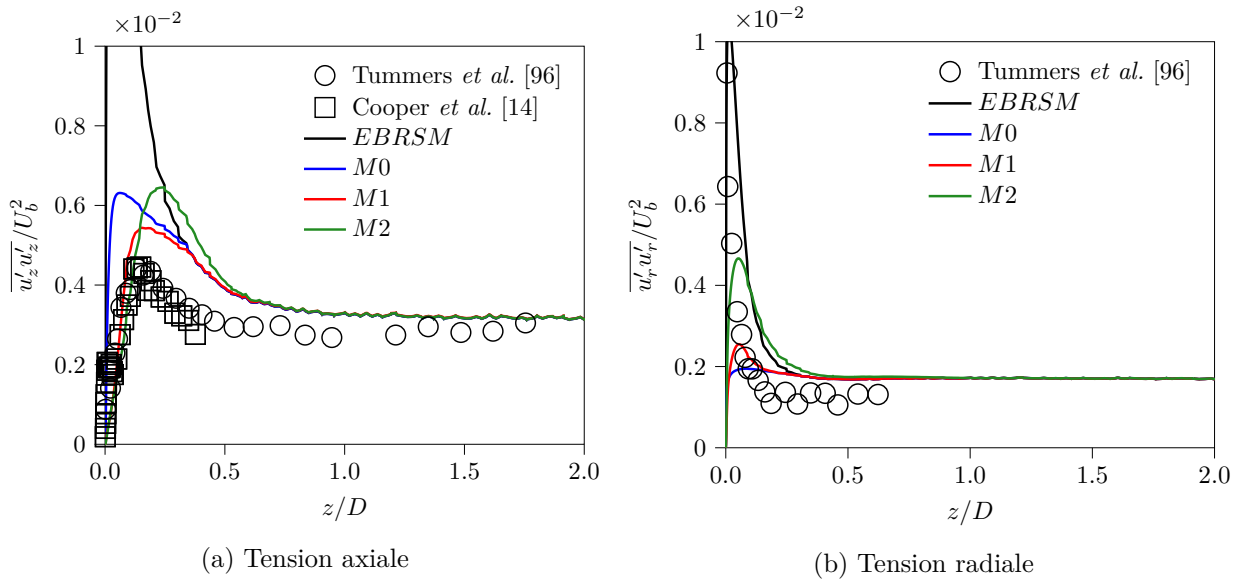


FIGURE 6.17. – Tensions de Reynolds évaluées près de l'axe de symétrie (*i.e.* $r/D = 0.05$) par le modèle $M2$; comparaison avec les modèles précédents

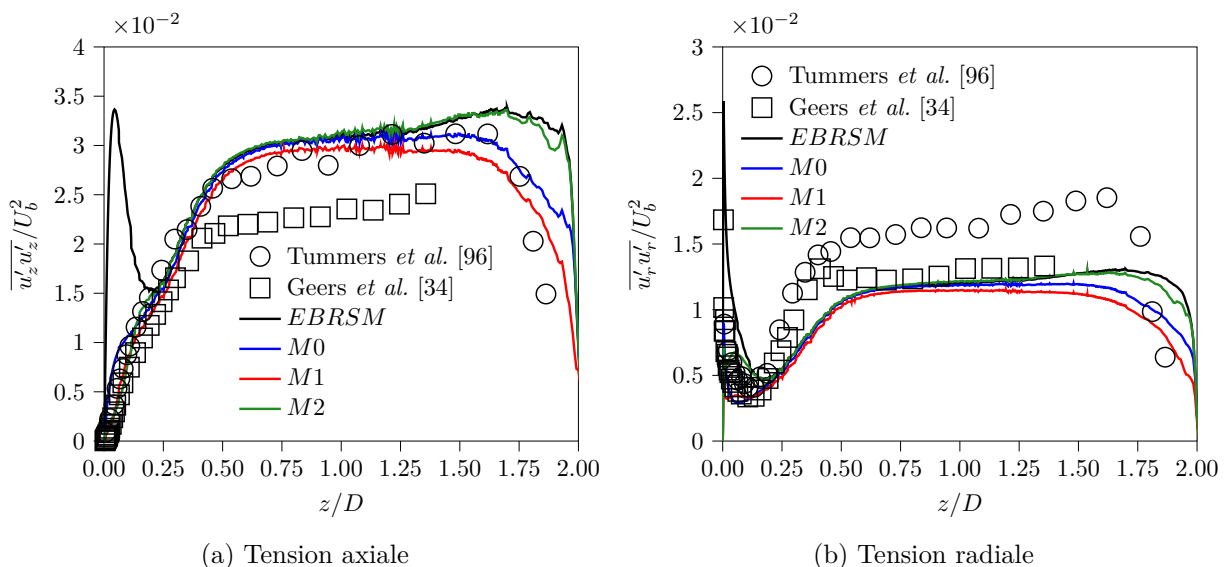


FIGURE 6.18. – Tensions de Reynolds évaluées dans la couche de mélange (*i.e.* $r/D = 0.5$) par le modèle $M2$; comparaison avec les modèles précédents

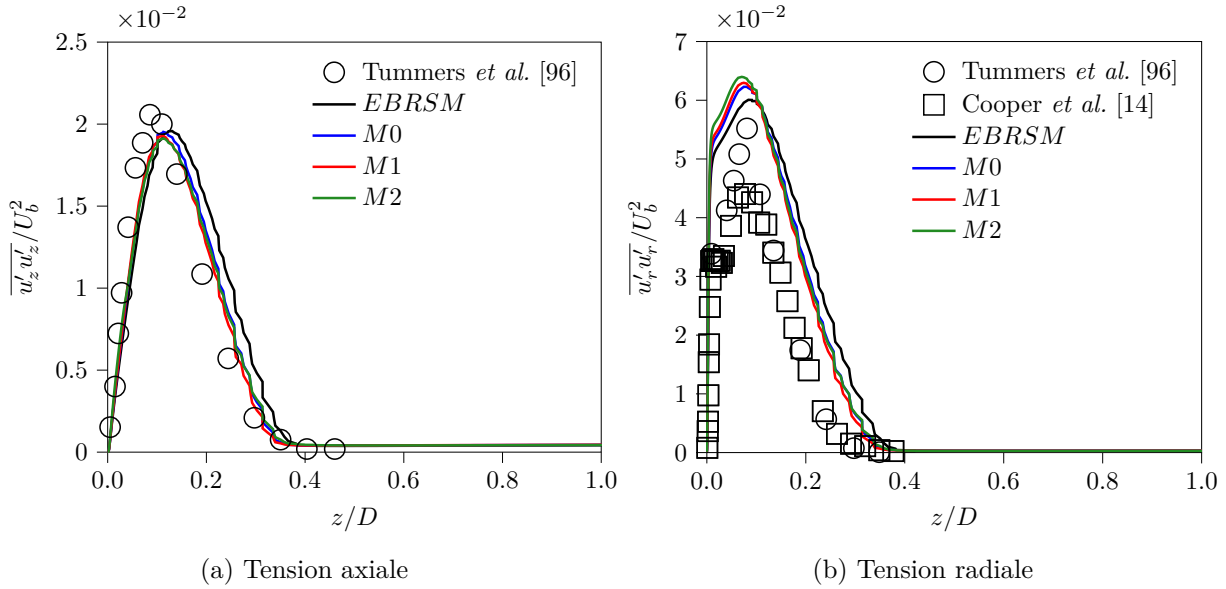


FIGURE 6.19. – Tensions de Reynolds évaluées dans le jet radial (*i.e.* $r/D = 2.0$) par le modèle M2 ; comparaison avec les modèles précédents

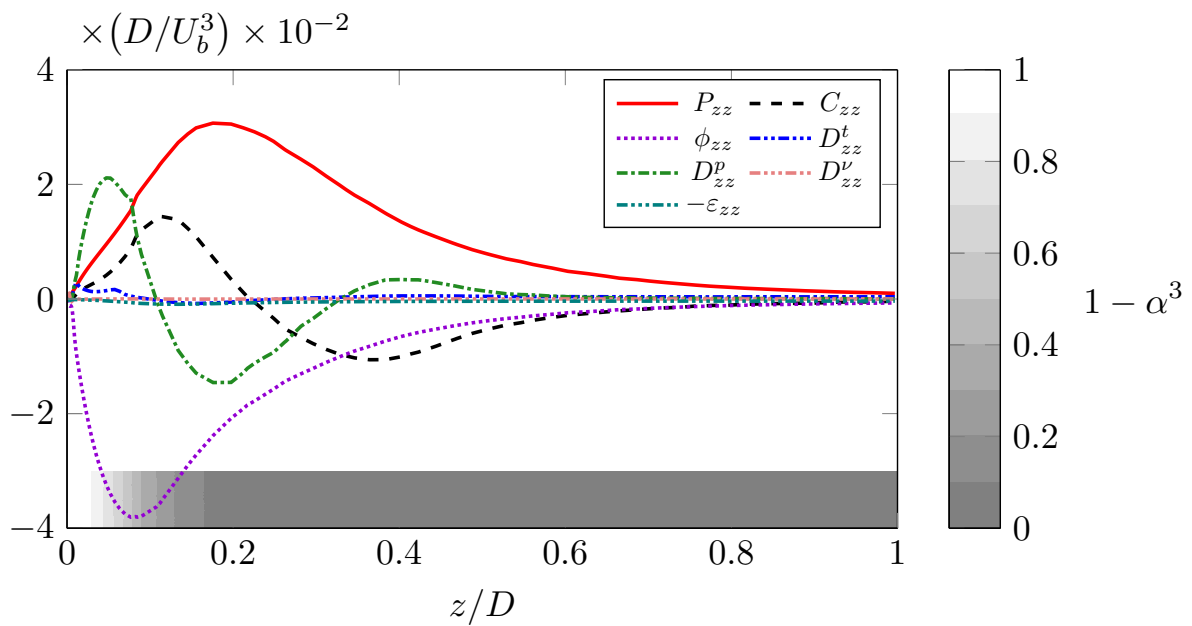
En revanche, l'étude des profils dans la région d'impact montre une amélioration de la prévision aérodynamique par rapport à l'EBRSM standard (*cf.* figure 6.17). Le maximum présent sur la distribution axiale de $\overline{u'_z u'_z}$ est réduit de 78%, ce qui conduit à une surestimation de l'intensité des fluctuations turbulentes de l'ordre de 45% au lieu de 560%. De plus, la tendance asymptotique correspond aux mesures expérimentales au voisinage de la paroi, ce qui suggère un équilibre correct des termes de pression dans la zone interne de la région d'impact. Cet équilibre est étudié plus en détail ci-après.

Toutefois, la surestimation de $\overline{u'_z u'_z}$ est plus élevée avec le modèle M2 qu'avec la correction M1. Ceci s'explique par la limitation importante rencontrée par le modèle M2 en terme de robustesse en comparaison à M1. En effet, la correction M1 est robuste par construction : la prise en compte explicite de l'équilibre dominant dans les équations de transport induit directement un faible niveau de tension de Reynolds dans toute la zone d'impact. Avec le modèle M2, la production doit être compensée par la diffusion par la pression et la redistribution pariétale. Or, lorsque ces derniers sont trop forts, la solution tend à devenir instationnaire en raison des gradients importants qui entrent en jeu dans les différents termes. Par conséquent, les choix réalisés pour la calibration des constantes du modèle M2 ne permettent pas l'absorption de la totalité de l'énergie produite, ce qui se traduit par une légère augmentation du maximum de $\overline{u'_z u'_z}$. Toutefois, l'amélioration est très satisfaisante compte tenu de la complexité du modèle mis en œuvre.

La mise en place d'une modélisation des termes de pression permet également l'obtention partielle du pic sur la composante radiale du tenseur de Reynolds, localisé dans la région d'impact, au voisinage de la paroi (*cf.* Figure 6.17b). Comme évoqué dans le chapitre 4, ce pic est le résultat de la redistribution de l'énergie cinétique turbulente produite dans la région externe et transportée vers la paroi par la diffusion par la pression. Ces transferts ayant lieu principalement sur la composante axiale, le pic n'apparaît qu'au voisinage de la paroi suite à l'effet de la redistribution. La figure 6.17b permet de constater une amélioration nette entre les prévisions des corrections M0 et M1 et celles du modèle M2. En effet, l'absence d'une modélisation explicite des deux termes de pression dans les corrections ne permet pas l'obtention du pic de $\overline{u'_r u'_r}$ au voisinage de la paroi. Au contraire, le nouveau modèle transporte cette énergie en suivant le schéma décrit dans le chapitre 4, ce qui se traduit par une meilleure prévision de l'intensité des fluctuations de vitesse radiale. Toutefois, cette intensité demeure largement sous-estimée par rapport aux mesures. Cette différence peut également s'expliquer par les choix réalisés lors de la calibration du

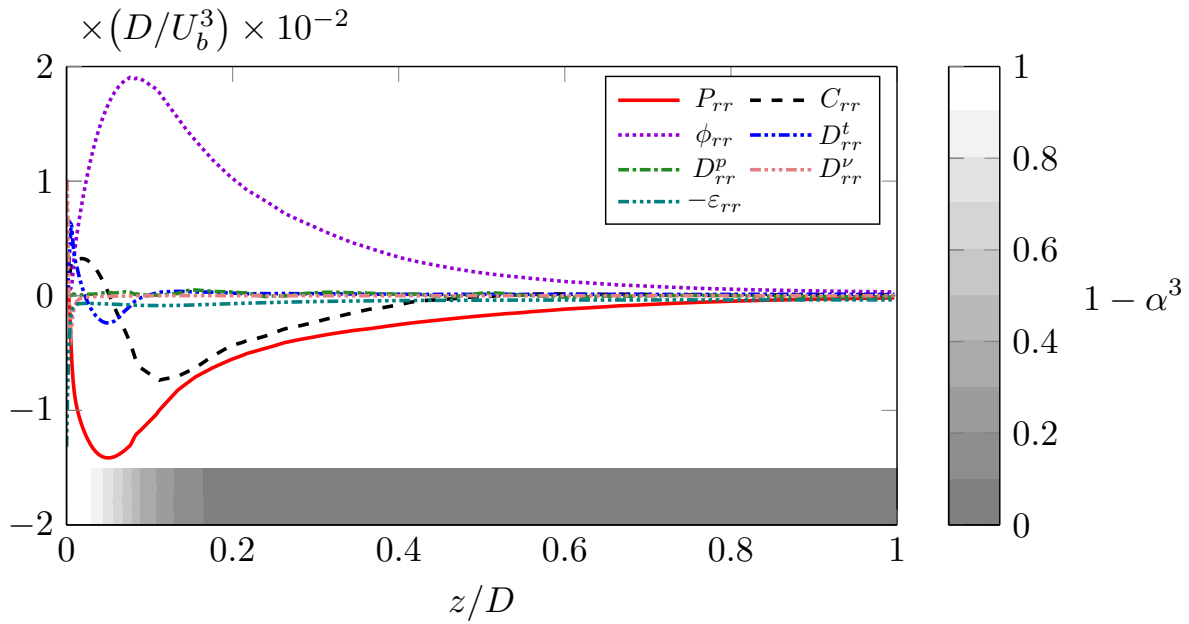
modèle. Une diffusion et une redistribution plus importante se traduiraient par une diminution du maximum local de $\overline{u'_z u'_z}$ au profit de $\overline{u'_r u'_r}$. Toutefois, un tel changement conduit également à une diminution de la stabilité de la solution, comme indiqué précédemment. De plus, l'intérêt de ces travaux portent majoritairement sur l'amélioration aérothermique, associée principalement au comportement de la tension de Reynolds axiale. Par conséquent, l'estimation obtenue pour $\overline{u'_r u'_r}$ est considérée comme acceptable.

Les bilans des équations de transport des tensions de Reynolds sont données sur la figure 6.20. L'inspection de ces derniers permet de constater une amélioration significative de la représentation des phénomènes physiques par rapport au modèle de référence (*cf.* figure 3.10). En effet, l'ajout du modèle de diffusion par la pression au bilan permet de rétablir l'équilibre $\phi_{ij} + D_{ij}^p = C_{ij} - P_{ij}$ donné par la simulation LES au chapitre 4. Pour la fluctuation de vitesse axiale, ce terme joue un rôle majeur aux côtés de la production, de la redistribution et de la convection. Ainsi, les deux zones caractéristiques de la région d'impact se distinguent clairement. Dans la zone externe, P_{zz} atteint son maximum et l'énergie produite est transportée vers la paroi par D_{zz}^p . La région interne se caractérise par l'équilibre dominant entre les termes de pression, $D_{zz}^p > 0$ et $\phi_{zz} < 0$. Ces comportements sont similaires à ceux décrits lors de l'examen des résultats LES. Le modèle M2 prédit également une diffusion turbulente négligeable, ce qui correspond parfaitement aux données. Au contraire, le modèle initial présente une diffusion turbulente très forte au voisinage de la paroi, à l'encontre de la tendance attendue. De plus, l'amplitude des termes est bien mieux prédite par le modèle M2 que par l'EBRSM qui les surestime d'un facteur 10. L'amélioration de la description physique de la région d'impact est aussi nettement visible sur le bilan de la composante $\overline{u'_r u'_r}$. La différence majeure réside dans le signe de P_{rr} . Alors que le modèle standard prédit (à tort) une valeur positive à proximité immédiate de la paroi, M2 rétablit l'équilibre attendu avec une production largement négative sur l'ensemble du profil, et en particulier au voisinage de la paroi. Le terme de convection est également mieux représenté. Ainsi, la prise en compte de la diffusion par la pression et la modification du terme de redistribution permettent une amélioration significative des prévisions dynamiques par une meilleure description des phénomènes physiques à l'origine de l'évolution des tensions de Reynolds.



(a) Bilan de la composante $\overline{u'_z u'_z}$ en $r/D = 0.1$

FIGURE 6.20. – Termes des bilans des équations de transport des tensions de Reynolds évalués à partir du modèle M2 dans la région d'impact ($r/D = 0.1$)



(b) Bilan de la composante $\overline{u'_r u'_r}$ en $r/D = 0.1$

FIGURE 6.20. – Termes des bilans des équations de transport des tensions de Reynolds évalués à partir du modèle M2 dans la région d'impact ($r/D = 0.1$)

Les effets thermiques de l'amélioration aérodynamique sont également caractérisés. L'analyse du coefficient d'échange est réalisée par régression linéaire sur un ensemble de cinq simulations pour un flux imposé au niveau de la paroi variant entre 1 000 et 10 000 W/m². La distribution pariétale du nombre de Nusselt estimée par le nouveau modèle est représentée sur la figure 6.21 et comparée avec les distributions présentées dans les chapitres précédents. À l'instar des tensions de Reynolds, une amélioration significative de la prévision thermique est obtenue par rapport au modèle EBRSM de référence. Ainsi, l'écart le plus important par rapport aux résultats expérimentaux passe de 265% environ à moins de 30%.

La correction M1 permet l'obtention d'une prévision plus satisfaisante. En effet, le coefficient d'échange estimé par le modèle M2 augmente légèrement en s'éloignant du point d'arrêt avant de diminuer fortement pour former un minimum local avant le second pic caractéristique du cas d'étude. Cette augmentation n'est pas observée expérimentalement ni reproduite par la correction M1. Elle peut s'expliquer par l'utilisation du senseur $1 - \mathcal{R}^2$ qui se désactive très localement au niveau du point d'arrêt en raison d'une forme indéterminée ($S \approx W \rightarrow 0$, *i.e.* $\mathcal{R} \rightarrow 1$). La surestimation du coefficient d'échange obtenue grâce au modèle M2 par rapport à M1 s'explique naturellement par la sur-estimation de la tension $\overline{u'_z u'_z}$ au voisinage de la paroi. Cet écart est toutefois acceptable compte tenu de la différence majeure entre les deux solutions proposées (M1 : correction *ad hoc* / M2 : modèle générique). Comme attendu, le nouveau modèle retrouve le comportement de référence en dehors de la zone d'impact.

Par conséquent, la mise en place d'un nouveau modèle de diffusion par la pression au sein de l'EBRSM, associé à un terme supplémentaire dans le modèle de paroi pour la redistribution, contribue à une amélioration significative des prévisions aérothermiques. Ce gain de performance s'explique par une description plus correcte de la physique à l'intérieur de la région d'impact. En particulier, le bilan de l'équation de transport de la composante axiale du tenseur de Reynolds (*cf.* figure 6.20a) fait apparaître les deux zones caractéristiques (zone de production externe et zone de redistribution interne) décrites au chapitre 4. Toutefois, des limitations persistent. Tout d'abord, la robustesse des calculs limite les valeurs des constantes du modèle, ce qui se traduit par une légère surestimation de l'intensité des fluctuations de vitesse axiale ainsi que du transfert

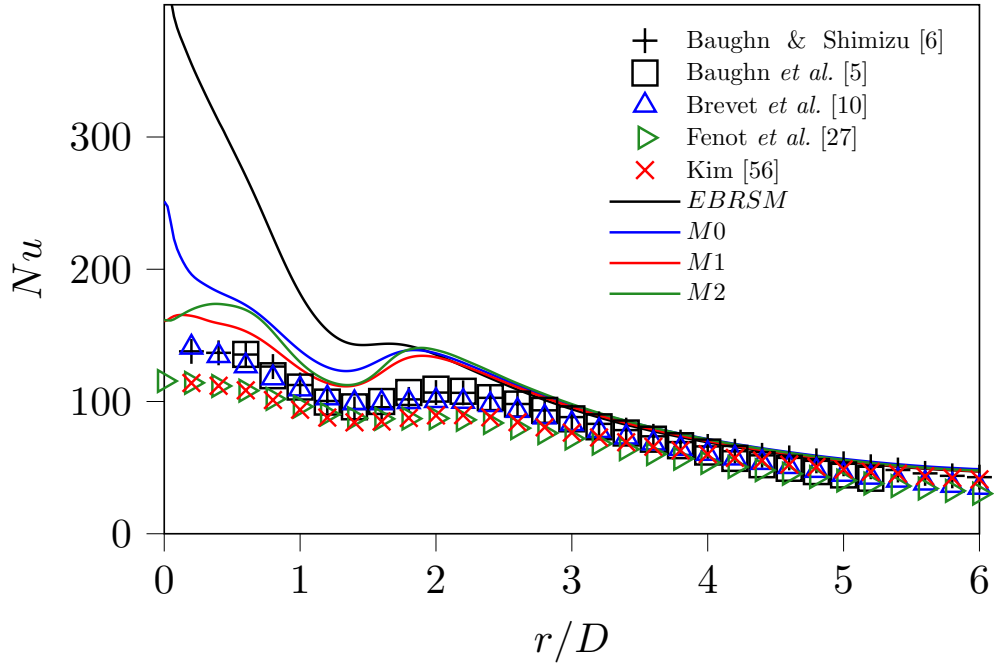


FIGURE 6.21. – Distributions pariétales du nombre de Nusselt évaluée par le modèle EBRSM standard, les corrections M0 et M1 ainsi que le nouveau modèle M2

de chaleur à la paroi. Ensuite, la sensibilité du senseur d'impact $1 - \mathcal{R}^2$ rend la transition entre la région d'impact et l'extérieur très abrupte (*cf.* figure 5.1b). Les modèles de diffusion et de redistribution étant assez forts, la séparation entre les deux régions risque d'apparaître sur les champs selon les configurations étudiées. De plus, ce senseur est probablement responsable du minimum local, en $r/D = 0$, dans la distribution pariétale du nombre de Nusselt.

Ainsi, bien que la mise en œuvre du modèle M2 soit satisfaisante, une amélioration de son comportement est souhaitable afin de corriger les limitations soulevées ci-dessus. Ces limitations étant principalement dues à la raideur du senseur d'impact utilisé, il convient de proposer une régularisation de son comportement. Ce constat conduit à une nouvelle proposition développée dans la section suivante.

6.5. Déclinaison du modèle basée sur la régularisation du senseur d'impact

Les résultats présentés dans la section 6.4 sont très encourageants concernant l'amélioration de la prévision aérothermique des régions d'impact à l'aide de modèles RSM à pondération elliptique. Toutefois, une limitation réside dans l'utilisation d'un indicateur d'impact (*i.e.* $1 - \mathcal{R}^2$) trop sensible. Effectivement, des tests réalisés avec des valeurs plus élevées des coefficients mettent en évidence une empreinte de la forme de l'indicateur sur les champs de tensions de Reynolds. La distinction entre la région d'impact et le reste de l'écoulement est alors exagérément marquée. De plus, l'utilisation de $1 - \mathcal{R}^2$ semble responsable de la décroissance du nombre de Nusselt à l'approche de l'axe de symétrie. L'objectif de cette partie réside dans la régularisation de l'indicateur d'impact afin de lisser les effets du modèle sur une région plus importante (*i.e.* pour rendre la transition entre la région d'impact et le reste de l'écoulement moins abrupte).

En posant $S^2 = S_{ml}S_{lm} > 0$ et $W^2 = W_{ij}W_{ij} > 0$, le senseur d'impact utilisé peut s'écrire sous la forme

$$1 - \mathcal{R}^2 = 1 - \frac{W^2}{S^2}. \quad (6.31)$$

Dans la région d'impact, l'écoulement étant quasi irrotationnel, $W^2 = 0$. De plus, la paroi induit des taux de déformation importants (*i.e.* $S^2 \gg 1$) ce qui entraîne $1 - \mathcal{R}^2 \approx 1$. Les modèles proposés sont alors pleinement activés. En dehors de la région d'impact, l'écoulement devient rotationnel. En pratique, dans un écoulement de type couche limite, le rapport $W^2/S^2 \rightarrow 1$. Par conséquent, le senseur prend la valeur nulle. La sensibilité de cet indicateur provient de sa construction, en particulier de la présence du rapport $W^2/S^2 \rightarrow 1$. Aussi, la division par S^2 conduit inévitablement à $\mathcal{R} = 0$ dès que l'écoulement subit une déformation importante en l'absence de cisaillement. Par conséquent, il est nécessaire d'éliminer la division par S^2 pour lisser les effets du modèle proposé.

Dans ce but, le senseur est réécrit comme l'adimensionnement du critère Q,

$$1 - \mathcal{R}^2 = \frac{S^2 - W^2}{S^2}. \quad (6.32)$$

Le travail consiste à proposer un nouvel adimensionnement pour ce terme à la place du dénominateur S^2 . Dans le cadre de contractions/expansions axisymétriques et homogènes, le rapport Sk_0/ε_0 est utilisé comme critère de similitude pour analyser l'évolution de l'anisotropie de la turbulence, comme dans l'étude de Speziale *et al.* [91] par exemple. Ce terme caractérise la différence d'échelle temporelle entre le taux de déformation S et la turbulence $T_t = \varepsilon/k$. Au niveau de la région d'impact, S est grand devant $1/T_t$. Le rapport Sk/ε prend alors des valeurs allant de 3 à plus de 20 comme en témoigne la figure 6.22 (estimation réalisée à partir des prévisions issues de la correction M1 et du modèle M2). La ligne blanche correspond à la valeur $1/\sqrt{C_\mu} \approx 3.3$ (*cf.* paragraphe suivant, avec la valeur de C_μ donnée par l'hypothèse de Bradshaw). Par conséquent, la déformation importante subie par la turbulence conduit à une production d'énergie cinétique turbulente dominante devant la dissipation comme l'ont montré les différents bilans présentés jusqu'ici.

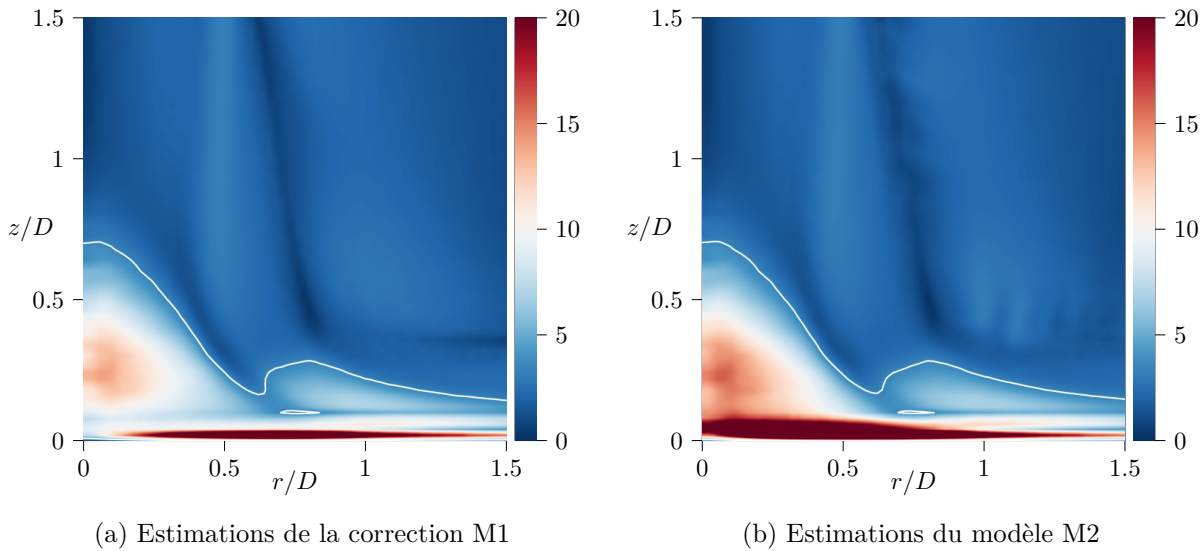


FIGURE 6.22. – Champ de $\frac{Sk}{\varepsilon}$ calculé d'après les estimations de M1 et M2

L'iso-contour blanc correspond à la valeur $1/\sqrt{C_\mu} \approx 3.3$

D'un autre côté, pour un écoulement de type couche limite, il est possible de montrer que ce rapport s'approche de $1/\sqrt{C_\mu} \approx 3.3$ (avec $\sqrt{C_\mu} = 0.3$ donnée par l'hypothèse de Bradshaw) dans la zone d'équilibre P_k/ε (la démonstration est directe en s'appuyant sur un modèle $k - \varepsilon$). Par conséquent, ce terme n'est pas adapté pour discerner efficacement la région d'impact des zones

de fort cisaillement. Ainsi, la différence présente au numérateur de (6.32) doit être conservée afin de garder la spécificité du senseur pour la détection des zones d'intérêt (déformation importante sans effets de rotation). Un nouveau senseur est proposé en se basant sur l'équation (6.32) adimensionnée à l'aide de l'échelle temporelle de la turbulence $T_t = \varepsilon/k$.

Le terme S^* est alors introduit. Ce dernier correspond au taux de déformation soustrait des effets de rotation et dérive directement du numérateur de l'expression (6.32). Il se définit par

$$S^* = \begin{cases} (S^2 - W^2)^{1/2} & \text{si } S^2 > W^2, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (6.33)$$

Une seconde formulation est également envisageable : $S^* = \max[0; S - W]$. Toutefois, la formulation "naturelle" a été privilégiée afin de rester le plus proche possible du senseur sélectionné initialement. Ainsi, le senseur d'impact $1 - \mathcal{R}^2$ est remplacé par l'expression

$$\mathcal{I}_{M3} = \frac{S^*k}{\varepsilon}. \quad (6.34)$$

La topologie du champ de cet indicateur est représenté sur la figure 6.23 d'après les prévisions de la correction M1 et du modèle M2. Contrairement au rapport Sk/ε (cf. figure 6.22), \mathcal{I}_{M3} exclut correctement la zone de jet radial, ce qui permet une bonne description de la région d'impact, mise en évidence par le contour blanc représentant l'iso-valeur $1/\sqrt{C_\mu} \approx 3.3$. De plus, cet indicateur répond favorablement aux objectifs fixés : il représente une zone équivalente à la région donnée par $1 - \mathcal{R}^2$ tout en lissant la discontinuité initiale. Ainsi, ses valeurs s'étalent sur une gamme allant de 3 en périphérie jusqu'à plus de 20 selon les données utilisées. L'écart observé entre l'estimation basée sur la correction M1 et celle s'appuyant sur le modèle M2 se cantonne au voisinage de la paroi en raison des prévisions différentes concernant la tension de Reynolds radiale. En effet, le pic de $\overline{u'_r u'_r}$ n'est pas du tout capté par M1 contrairement à M2, or cette composante est majoritaire devant $\overline{u'_z u'_z}$ et est donc le contributeur principal au calcul de l'énergie cinétique turbulente. Ceci se traduit par une zone de forte valeur du senseur \mathcal{I}_{M3} au voisinage de la paroi dans la région d'impact pour le modèle M2.

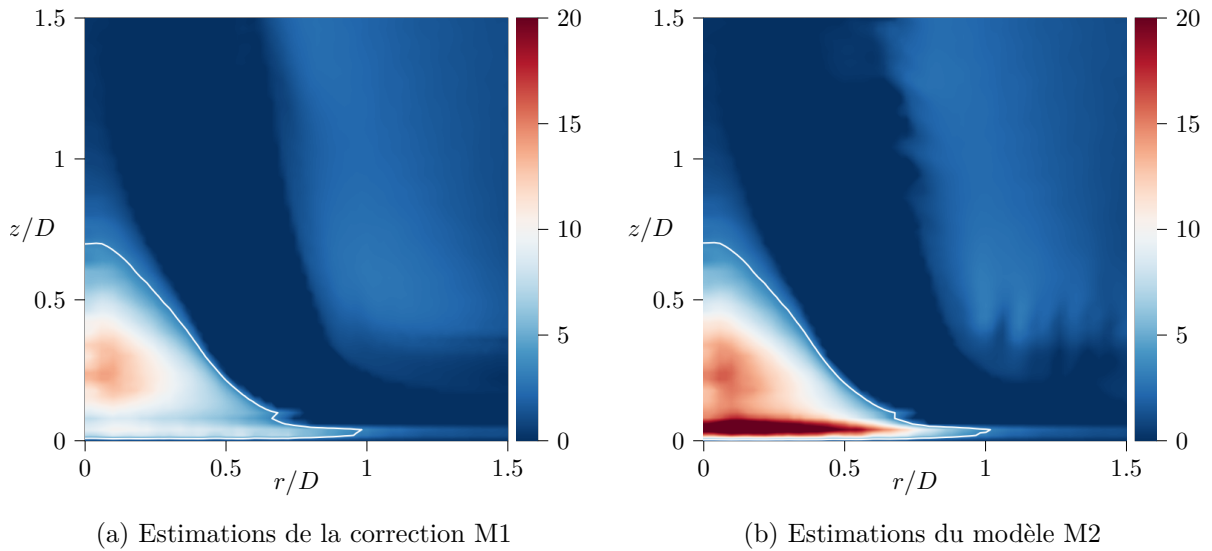


FIGURE 6.23. – Champ de $\frac{S^*k}{\varepsilon}$ calculé d'après les estimations de M1 et M2

L'iso-contour blanc correspond à la valeur $1/\sqrt{C_\mu} \approx 3.3$

Le terme $1 - \mathcal{R}^2$ est donc remplacé par S^*k/ε dans le modèle générique de diffusion par la pression donné par la relation (6.25). Afin d'éliminer tout effet dû à l'utilisation de $1 - \mathcal{R}^2$, ce groupement est également retiré du modèle de paroi pour la redistribution [Eq. (6.30)] car son influence sur la couche de mélange est faible (de l'ordre de 8.5%). De plus, s'il était remplacé par \mathcal{I}_{M3} , la forte variation de ses valeurs risquerait de modifier la calibration du terme de redistribution. Or, la calibration de ce terme est plus sensible et plus critique que celle du terme de diffusion par la pression car elle pilote la tendance asymptotique des tensions de Reynolds.

Par conséquent, un troisième modèle, noté M3, est proposé ici. Il se base sur le modèle EBRSM standard. Le terme de paroi pour la redistribution est modifié pour prendre en compte les effets d'impact :

$$\begin{aligned} \phi_{ij}^w = & -5 \frac{\varepsilon}{k} \left[\overline{u'_i u'_k n_j n_k} + \overline{u'_j u'_k n_i n_k} - \frac{1}{2} \overline{u'_k u'_l n_k n_l} (n_i n_j + \delta_{ij}) \right] \\ & + c''_{2w} \overline{u'_n u'_n} \min \left[\frac{\partial U_n}{\partial x_n}; 0 \right] \left(n_i n_j - \frac{1}{3} \delta_{ij} \right). \end{aligned} \quad (6.35)$$

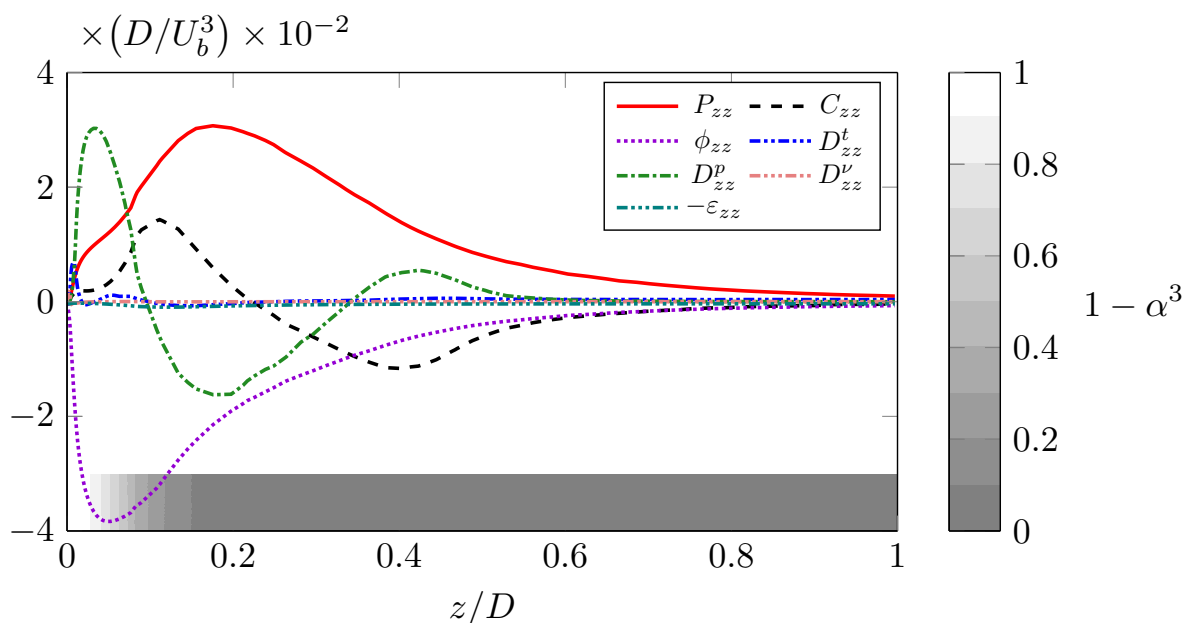
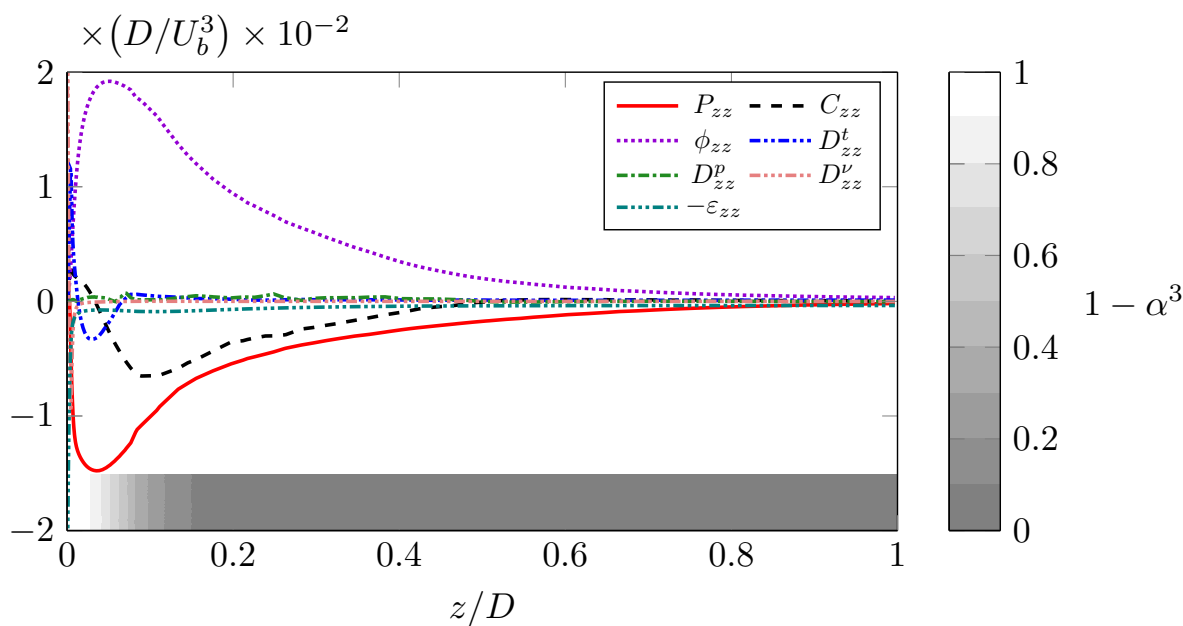
La valeur de la constante c''_{2w} vaut 12.0, en accord avec l'étude paramétrique réalisée dans la section 6.4. Un flux diffusif est ajouté au modèle afin de reproduire le processus de diffusion par la pression. Ce modèle est donné par la relation

$$\frac{1}{\rho} \overline{p^{(r)} u'_i} = C \alpha^3 \mathcal{I}_{M3} \frac{k^3}{\varepsilon^2} \left(S_{lm} \frac{\partial \overline{u'_i u'_l}}{\partial x_m} + S_{lm} \frac{\partial \overline{u'_l u'_m}}{\partial x_i} + S_{il} \frac{\partial \overline{u'_l u'_k}}{\partial x_k} + S_{il} \frac{\partial k}{\partial x_l} \right). \quad (6.36)$$

Étant donné que la valeur du senseur d'impact \mathcal{I}_{M3} est de l'ordre de 10 en moyenne (cf. figure 6.23), la valeur de la constante est diminuée d'un ordre de grandeur par rapport au modèle M2, soit $C = 0.1$.

L'observation de la figure 6.24 montre une certaine similitude entre les bilans des équations de transport des tensions de Reynolds, obtenus dans la région d'impact, pour les modèles M2 et M3. L'ensemble des termes dominants présentent des évolutions identiques. Toutefois, des différences existent au voisinage de la paroi. Au niveau du bilan de $\overline{u'_z u'_z}$, l'amplitude du terme de diffusion par la pression est augmentée de 42% par rapport à l'estimation du modèle M2. Ce phénomène est associé à un rapprochement du pic vers la paroi de l'ordre de 32%. Ce phénomène s'explique directement par le remplacement de $1 - \mathcal{R}^2$ par \mathcal{I}_{M3} . En effet, le premier senseur retourne des valeurs comprises dans l'intervalle $[0; 1]$ tandis que le second permet l'obtention d'une plage bien plus importante : $[0; +\infty[$. Ainsi, l'analyse du ratio S^*k/ε (cf. figure 6.23b) montre une élévation significative de l'intensité de ce terme au voisinage de la paroi, expliquant de ce fait la diffusion plus importante dans cette région. L'augmentation des effets diffusifs influence également les autres termes. Ainsi, le maximum de redistribution est également décalé vers la paroi afin de garantir l'équilibre des termes de pression dans la zone interne de la région d'impact. Par conséquent, l'énergie transférée sur $\overline{u'_r u'_r}$ est localisée à une distance moindre de la paroi, ce qui induit aussi le déplacement du minimum local du terme de production ($P_{rr} < 0$). Ces différences constituent une légère amélioration de la représentation physique du modèle M3 par rapport à M2, en accord avec les données issues du calcul LES (cf. figure 4.14) selon lesquelles les extrema sont localisés au voisinage immédiat de la paroi.

La modification apportée au modèle de diffusion par la pression a donc une influence sur la représentation des mécanismes physiques de la région d'impact. Son effet sur les estimations du modèle M3 dans les différentes régions du jet est présenté sur les figures 6.25 à 6.27 par comparaison aux modèle M2. Les prévisions de la correction M1 et de l'EBRSM sont également proposées à titre de comparaison.

(a) Bilan de la composante $\overline{u'_z u'_z}$ en $r/D = 0.1$ (b) Bilan de la composante $\overline{u'_r u'_r}$ en $r/D = 0.1$ FIGURE 6.24. – Termes du bilan de l'équation de transport de la tension $\overline{u'_z u'_z}$ évalués à partir du modèle M3 dans la région d'impact ($r/D = 0.1$)

Dans la région d'impact, le modèle M3 donne des prévisions en très bon accord avec celles du modèle M2. Les profils de $\overline{u'_z u'_z}$ sont similaires au niveau de l'amplitude et des tendances asymptotiques. En accord avec l'observation du bilan 6.25a, une différence est observable au niveau de la diffusion du pic, plus accentuée avec le modèle M3. De même, le comportement pariétal est légèrement amélioré. Ce point est plus clairement visible sur la composante radiale pour laquelle l'intensité prédite est supérieure et le maximum décalé vers la paroi.

Le comportement de la couche de mélange prédit par M3 est également proche de celui estimé par M2. Au voisinage de la paroi, les deux modèles donnent des résultats quasiment identiques. En revanche, une différence apparaît en remontant vers la buse. Cet effet est lié à la suppression de l'indicateur d'impact dans le modèle de redistribution. En effet, ce phénomène est également observé en l'absence du terme de diffusion par la pression (non présenté ici). Cette différence est toutefois limitée avec moins de 10% d'écart avec les prévisions de l'EBRSM.

De même que les deux régions précédentes, le jet radial est également bien prédit par le modèle M3. L'intensité maximale atteinte par les fluctuations de vitesse normales à la paroi est sous-estimée de seulement 6% par rapport au modèle de référence (contre 2.5% entre M2 et l'EBRSM). Cette tendance se confirme sur le profil de $\overline{u'_r u'_r}$ qui met en évidence une surestimation de moins de 10% par rapport à l'EBRSM (contre 5% entre M2 et l'EBRSM). Bien qu'elles existent, ces différences sont faibles compte tenu des modifications apportées au modèles.

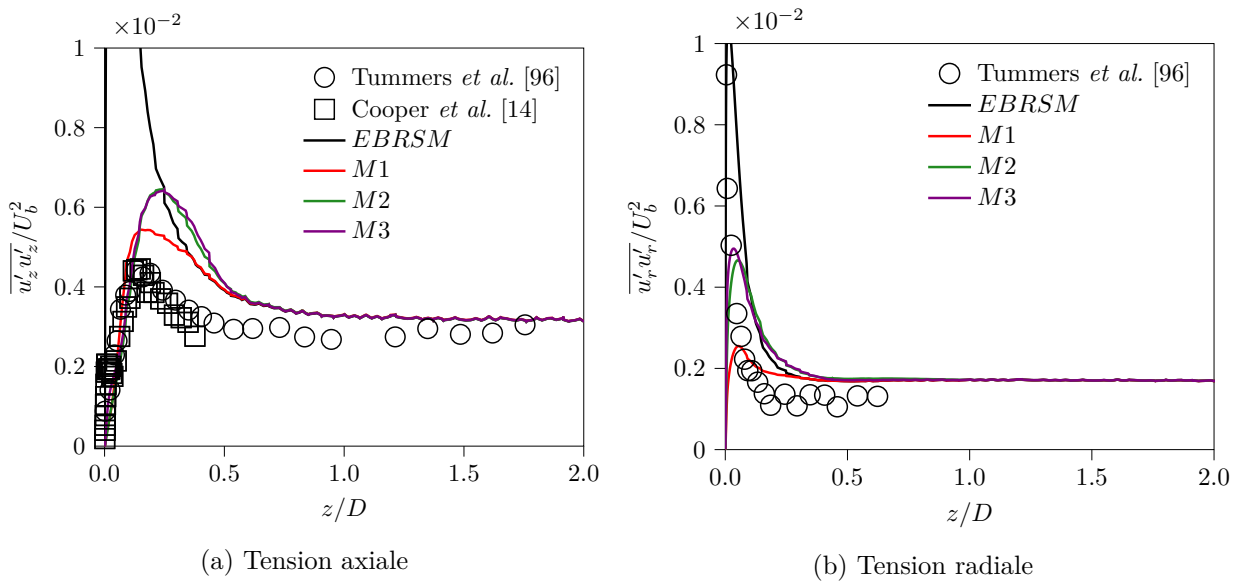


FIGURE 6.25. – Tensions de Reynolds évaluées près de l'axe de symétrie (*i.e.* $r/D = 0.05$) par le modèle M3; comparaison avec les modèles précédents

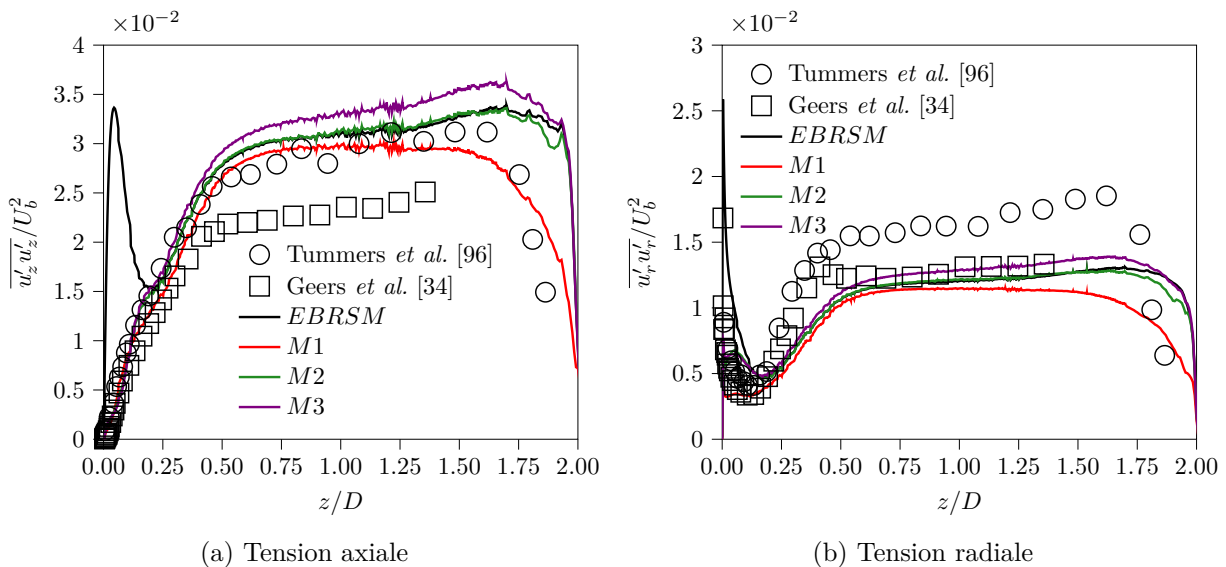


FIGURE 6.26. – Tensions de Reynolds évaluées dans la couche de mélange (*i.e.* $r/D = 0.5$) par le modèle M3; comparaison avec les modèles précédents

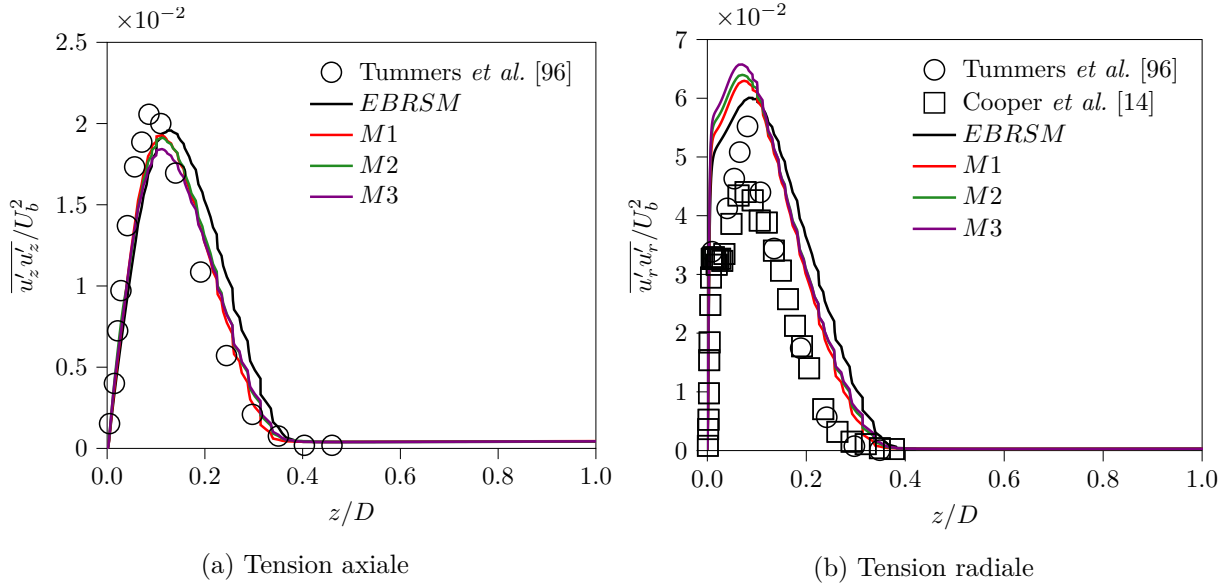


FIGURE 6.27. – Tensions de Reynolds évaluées dans le jet radial (*i.e.* $r/D = 2.0$) par le modèle M3 ; comparaison avec les modèles précédents

L'analyse des profils dans les régions caractéristiques de la configuration d'impact permet donc de conclure que le modèle M3 reproduit correctement le comportement aérodynamique attendu. Les prévisions dans la région d'impact sont nettement améliorées par rapport à l'EBRSM standard, sans influence majeure sur les deux autres zones d'intérêt. De plus, les résultats obtenus sont en très bon accord avec le modèle M2, ce qui confirme la capacité similaire des indicateurs \mathcal{I}_{M3} et $1 - \mathcal{R}^2$ à décrire correctement la région d'impact. Par conséquent, la distribution du nombre de Nusselt estimée par le modèle M3 est relativement proche de la distribution obtenue avec le modèle M2, comme en témoigne la figure 6.28.

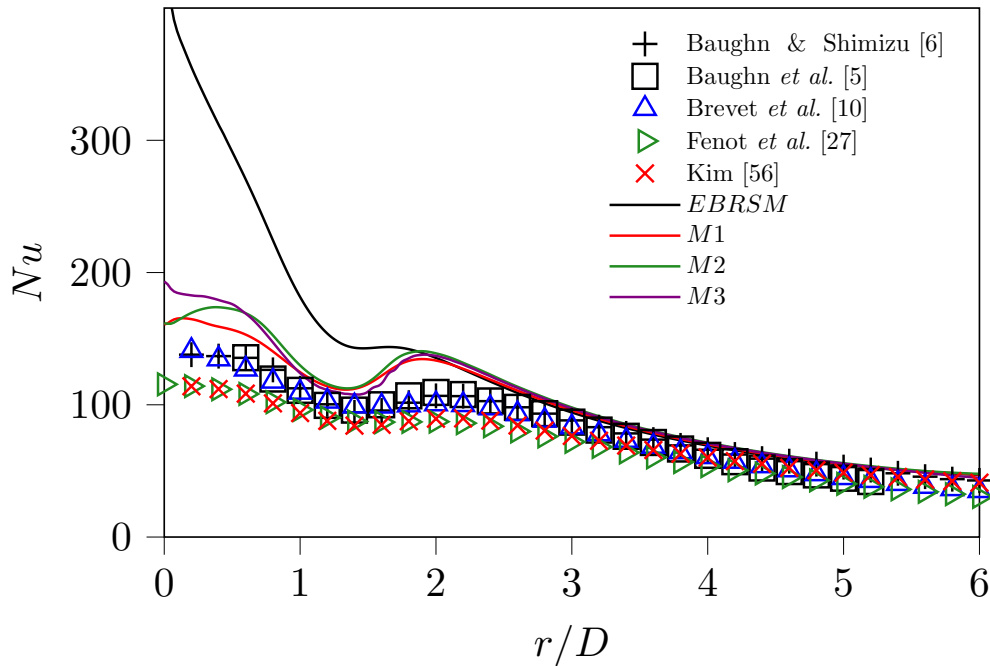


FIGURE 6.28. – Distributions pariétales du nombre de Nusselt évaluée par le modèle EBRSM standard, la corrections M1 ainsi que par les modèles M2 et M3

La différence observée sur les profils à l'intérieur de la couche de mélange conduit à un léger décalage au niveau du minimum local du coefficient d'échange, autour de $r/D = 1.4$. Les différences observées au niveau du jet radial n'ont pas d'effets visibles majeurs. Cependant, l'analyse des distributions présentées sur la figure 6.28 montre que l'utilisation de \mathcal{I}_{M3} à la place de $1 - \mathcal{R}^2$ corrige le comportement du coefficient d'échange au niveau de l'axe, en supprimant le minimum local artificiellement introduit par le senseur $1 - \mathcal{R}^2$. Cette différence justifie pleinement l'utilisation de \mathcal{I}_{M3} comme nouveau senseur. En effet, ce dernier ne prend pas une forme indéterminée au niveau du point d'arrêt contrairement à $1 - \mathcal{R}^2$. De plus, le pic de $\overline{u'_r u'_r}$ présent au voisinage de la paroi induit une valeur importante de S^*k/ε dans cette zone, accentuant ainsi le processus diffusif. Cet effet contribue également de manière favorable à la disparition du creux prédit en $r/D = 0$ par le modèle M2. Ainsi, le coefficient de transfert thermique est réduit de 58% par rapport au modèle EBRSM, ce qui entraîne une surestimation de seulement 53% au lieu de 265%, par rapport aux données expérimentales.

6.6. Discussion sur les flux de chaleur turbulents

Bien que l'estimation du coefficient d'échange à la paroi s'améliore grandement avec la mise en place des modèles M2 et M3 par rapport au modèle EBRSM de référence, elle reste surévaluée dans la région $r/D \in [0, 3]$, alors même que la prévision dynamique de la région d'impact est relativement satisfaisante. Des conclusions similaires sont obtenues avec le modèle M1. Une question se pose alors quant à l'effet de la modélisation des flux de chaleur turbulents dans la région d'impact. L'objectif de cette dernière section vise à proposer quelques pistes de réflexions pour une éventuelle modification de la modélisation. Dans un premier temps, un test est réalisé en augmentant la redistribution pariétale via l'augmentation de la valeur de la constante c''_{2w} , afin de déterminer l'impact de la distribution pariétale de $\overline{u'_z u'_z}$ sur le coefficient d'échange de chaleur. Ce test est réalisé avec les deux modèles présentés dans ce chapitre et les résultats seront présentés sous les étiquettes respectives T2 et T3 pour les variantes⁴ dérivées des modèles M2 et M3. Dans un second temps, une simulation basée sur le modèle M3 est réalisée en désactivant le flux de chaleur turbulent, de manière à obtenir une distribution "limite" en l'absence de transport turbulent. Bien qu'il existe des interactions thermiques complexes, le coefficient d'échange obtenu dans ce cas peut être assimilé, en première approche, à la plus faible valeur atteignable pour le champ aérodynamique considéré. Dans ce qui suit, ce cas est noté T0.

Les tensions de Reynolds estimées au voisinage de l'axe sont présentées sur la figure 6.29. En accord avec les modifications effectuées, les profils de $\overline{u'_z u'_z}$ estimés au voisinage de la paroi par les variantes T2 et T3 s'écartent des points expérimentaux par rapport aux estimations des modèles de base M2 et M3. Cet écart se traduit par une sous-estimation de la tension de Reynolds axiale, responsable des transferts thermiques au voisinage de la paroi (au travers de la modélisation GGDH). Une diminution des coefficients de transfert thermique est donc attendue, dans les deux cas, par rapport aux modèles initialement proposés. Au contraire, le test effectué en l'absence de flux de chaleur turbulent ne montre pas de différence notable dans la prévision des tensions de Reynolds, ce qui prouve que la modélisation thermique n'a pas d'influence sur les champs aérodynamique au niveau du point d'arrêt.

En revanche, l'analyse des distributions pariétale du nombre de Nusselt montre une influence nette de la prévision aérodynamique sur l'estimation du coefficient d'échange de chaleur à la paroi, comme en témoigne la figure 6.30. En effet, les profils obtenus par les versions de test T2 et T3 mettent en évidence une diminution importante de la valeur du nombre de Nusselt au voisinage du point d'arrêt, par rapport aux repères fixés par les estimations des modèles M2 et M3. Cet effet va dans le sens des résultats dynamiques présentés précédemment. L'effet de l'atténuation

4. La modification de la constante fait passer sa valeur de $c''_{2w} = 12$ pour les modèles M2 et M3 à $c''_{2w} = 20$ pour la variante T2 et $c''_{2w} = 24$ pour la variante T3.

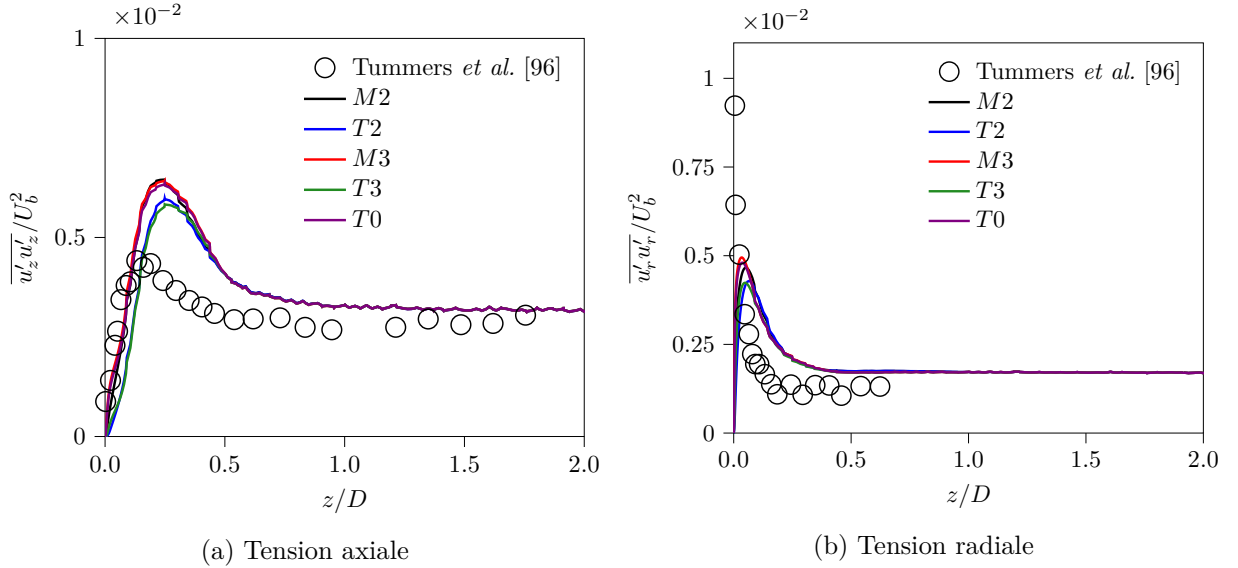


FIGURE 6.29. – Tensions de Reynolds évaluées près de l’axe de symétrie (*i.e.* $r/D = 0.05$) par les variantes de test $T2$, $T3$ et $T0$; comparaison avec les modèles de base $M2$ et $M3$

de la composante $\overline{u'_z u'_z}$ du tenseur de Reynolds est ainsi visible jusqu’à $r/D = 2$ environ, avec des effets plus marqués sur la variante $T3$, en raison de l’absence du senseur d’impact dans le modèle de redistribution. Toutefois, ces prévisions atteignent tout juste les données expérimentales les plus optimistes et la forme des distributions obtenues n’est pas cohérente avec les résultats de la littérature. En effet, elles présentent un pic secondaire aussi marqué que le pic central, ce qui va à l’encontre des différentes mesures menées sur cette configuration. Par conséquent, l’amélioration de la prévision thermique doit passer par une modification de la modélisation thermique plutôt que par un travail supplémentaire sur les aspects dynamiques.

Le calcul de la distribution du nombre de Nusselt en l’absence de flux de chaleur turbulents est réalisé dans cette optique, afin de donner une estimation, en première approche, de la valeur minimale atteignable par une modification de la modélisation. La distribution obtenue dans ce cas de test ($T0$) présente une valeur très élevée au niveau du point d’arrêt. Le coefficient d’échange obtenu est très proche de celui calculé pour les cas tests analysés précédemment ($T2$ et $T3$). Ce résultat semble montrer que les flux de chaleur turbulents doivent être relativement faibles au voisinage du point d’arrêt, en dépit des niveaux de turbulence non négligeables à l’impact. Au contraire, la distribution obtenue par $T0$ s’éloigne fortement des autres prévisions en sortie de région d’impact ($r/D > 1$), suggérant ainsi une influence non négligeable des transferts turbulents, en particulier au niveau du second pic, en $r/D = 2$.

L’étude de ces trois cas de test suggère deux choses. Tout d’abord, les flux de chaleur turbulents pourraient être relativement faibles dans la région d’impact, malgré un niveau de turbulence non négligeable. Ensuite, une correction de la surévaluation du second pic peut être envisagée sachant que le coefficient d’échange "minimal", obtenu en l’absence de flux de chaleur, est bien plus faible que les relevés expérimentaux. Bien que ces deux observations découlent d’une analyse relativement primitive, elles doivent engager une réflexion quant à la modélisation des flux de chaleur turbulents dans une région d’impact. Ainsi, comme l’allure des distributions obtenues avec les modèles $M2$ et $M3$ est en accord avec les tendances de la littérature (au niveau des amplitudes relatives des différents extrema), une limitation des flux de chaleur en présence d’un taux de déformation important devrait avoir un effet favorable sur la prévision générale du coefficient d’échange à la paroi.

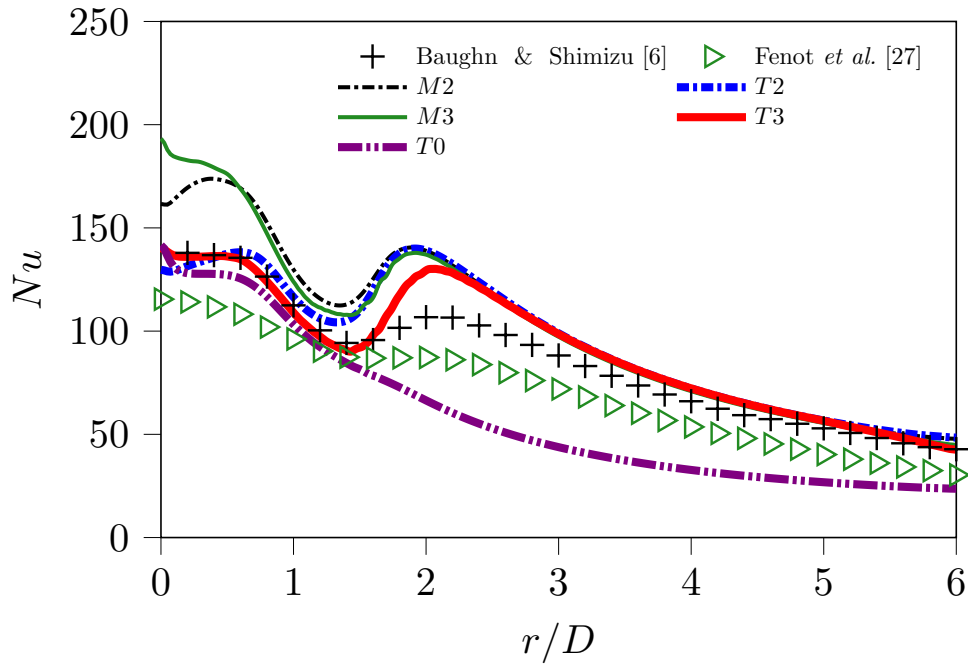


FIGURE 6.30. – Distributions pariétales du nombre de Nusselt évaluée par les variantes de test $T2$, $T3$ et $T0$ ainsi que par les modèles de base $M2$ et $M3$

Bilan

Une nouvelle fermeture des termes de pression est proposée dans ce chapitre. Dans un premier temps, un modèle pour le flux de pression est développé. Ce dernier est dérivé de la solution de Green en milieu infini, obtenue par résolution de l'équation de Poisson pour la fluctuation de pression. Son expression fait apparaître un tenseur d'ordre 3 qui est modélisé en s'appuyant sur la base formée par $\frac{\nabla R_i}{R}$, où $R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$. Toutefois, l'utilisation d'un senseur est nécessaire afin de restreindre les effets de la modification à la région d'impact uniquement. Deux versions de cet indicateur sont proposées. Pour des raisons de stabilité, l'invariant $\mathcal{I} = 3\mathcal{P}^2/2$ est abandonné au profit de $1 - R^2$. Ce dernier est également modifié afin de lisser la transition entre la région d'impact et l'écoulement externe. Dans un second temps, une modification du modèle de paroi de Craft & Launder [17] est proposée afin d'absorber le flux d'énergie généré par l'ajout du terme de diffusion par la pression. Ce terme de paroi supplémentaire est nécessaire afin de garantir la bonne tendance asymptotique de la solution. Les modifications principales concernent la réalisabilité du modèle, afin d'éviter la génération de turbulence au voisinage de la paroi, ainsi qu'une nouvelle calibration du coefficient, compatible avec l'EBRSM.

Ainsi, deux fermetures sont étudiées. $M2$ s'appuie sur l'indicateur $1 - R^2$ présent dans le modèle pour le flux de pression ainsi que dans le modèle de paroi pour la redistribution. La dernière fermeture ($M3$) a pour but de limiter l'influence du senseur sur la solution. Dans cette optique, l'indicateur est retiré du modèle de paroi et une version régularisée est proposée pour le modèle de diffusion par la pression.

Les résultats obtenus par les deux versions sont très satisfaisants. À la différence de la correction $M1$, les versions $M2$ et $M3$ permettent de reproduire en partie le pic de $\overline{u'_r u'_r}$ au voisinage de la paroi. Cette amélioration est principalement due à l'ajout du modèle de diffusion par la pression qui permet la communication entre la zone externe et la zone interne de la région d'impact. Cet échange permet à l'énergie produite sur la composante $\overline{u'_z u'_z}$ de se retrouver au voisinage de la paroi sur la composante $\overline{u'_r u'_r}$ où elle est détruite. L'analyse des

bilans de l'équation de transport des tensions de Reynolds confirme la reproduction correcte des mécanismes physiques à l'origine de la dynamique de la région d'impact. À la différence du modèle de référence et des corrections M0 et M1, l'ensemble des termes sont représentés avec une amplitude satisfaisante.

La différence principale entre les deux variantes M2 et M3 se traduit dans l'estimation des transferts de chaleur à la paroi. En effet, le modèle M2 induit localement un comportement anormal de la distribution pariétale du nombre de Nusselt. Cette dernière présente un minimum local au niveau de l'axe de révolution. Le coefficient de transfert thermique augmente légèrement avant de reproduire les tendances attendues. Ce phénomène est lié à l'utilisation du senseur $1 - \mathcal{R}^2$. Ainsi, le modèle M3 a pour but de régulariser le comportement de ce senseur. La distribution du coefficient d'échange de chaleur présente alors une évolution monotone au niveau de l'axe et le reste de la solution n'est pas modifié.

Ainsi, la prise en compte des phénomènes de diffusion par la pression, associée à une correction de la redistribution pariétale à l'impact, permettent une amélioration importante de la qualité des prévisions aérothermiques pour la configuration de référence. Toutefois, malgré une prévision correcte de la dynamique, aucune des modélisations étudiées dans ces travaux ne parvient à atteindre les niveaux de transfert thermiques mesurés expérimentalement, en particulier au niveau des deux maxima locaux, ce qui doit conduire à une réflexion sur la modélisation des flux de chaleur turbulents.

Discussion et ouverture

Les travaux présentés dans cette étude portent sur l'amélioration de la prévision des configurations de jets impactant sur une surface. Ce type d'écoulement présente des caractéristiques aérothermiques très intéressantes en raison des forts coefficients d'échanges observés dans la région d'impact. Cette configuration trouve des applications dans des domaines aussi variés que les transport, l'électronique ou bien la production de matériaux (trempe du verre par exemple). Dans le cas présent, la réflexion s'est portée sur la modélisation au second ordre (RSM) car elle est envisagée comme un bon compromis entre coût et précision, ce qui en fait un candidat intéressant pour l'industrie, lors des phases de conception des systèmes. D'un côté, les simulations résolues instationnaires sont toujours limitées par des coûts et temps de calcul importants. De l'autre, les modèles au premier ordre (basés sur l'hypothèse de Boussinesq) sont limités par leur faible capacité à retranscrire la physique de la région d'impact. Ainsi, la modélisation RSM s'impose comme une solution intermédiaire. En particulier, ces travaux de thèse se concentrent sur les modèles à pondération elliptique (EBRSM), car ils constituent une approche de référence pour la prise en compte des effets de paroi, de manière simple et généralisable aux différents modèles de redistribution.

L'objectif principal de ces travaux vise à réduire les écarts actuellement observés lors de la prévision aérothermique des configurations d'impact par les modèles RSM. La démarche scientifique suivie s'appuie en particulier sur une analyse des mécanismes physiques à l'origine des échanges d'énergie au sein de la zone de stagnation. La compréhension de ces phénomènes doit en effet permettre le développement de nouveaux modèles, plus adaptés à la prévision de ce type de configuration. Toutefois, cette méthodologie requiert la disponibilité d'une base de données suffisamment détaillée pour une description fine des mécanismes physiques. Or, le manque de données dans la littérature restreint fortement le champ d'investigation. Par conséquent, un premier jalon vers l'amélioration des modèles RSM a consisté à mettre en place une "expérience numérique" afin de réaliser la simulation instationnaire d'une configuration de référence, pour permettre la "mesure" des quantités d'intérêt (termes de l'équation de transport des tensions de Reynolds). À ce titre, cette étude se limite à la configuration sélectionnée : le cas d'un jet rond, débouchant en incidence normale face à une plaque plane située à une distance de deux diamètres de la buse de sortie. Cet écoulement est un cas test particulièrement populaire pour la validation des modèles de turbulence en raison de ses propriétés aérothermiques, en particulier au nombre de Reynolds de 23 000.

L'obtention des termes de l'équation de transport des tensions de Reynolds dans l'ensemble de la région d'impact (de la paroi jusqu'à $z/D = 1.0$) est un résultat relativement nouveau, en particulier en ce qui concerne la mesure des termes faisant intervenir la fluctuation de pression. En effet, la littérature concernant la configuration étudiée se limite principalement au voisinage immédiat de la paroi. Aussi, les termes de pression sont rarement extraits en raison des contraintes d'instrumentation. Il est mis en évidence un équilibre entre quatre termes dominants, valable dans toute la région d'impact, avec d'un côté les deux effets liés à la fluctuation de pression et, de l'autre, les effets de l'interaction de la turbulence avec le champs moyen (convection et production). De plus, cet équilibre est valide quelle que soit la tension de Reynolds considérée. L'étude approfondie des termes de pression permet de séparer la région d'impact en deux zones. Ainsi, il est mis en avant le rôle majeur du terme de diffusion par la pression qui sert de lien entre les zones de production et de destruction d'énergie. Ce résultat constitue une avancée importante dans la compréhension du comportement des modèles de turbulence. La non prise en compte de l'effet diffusif par la majorité des modèles constitue une piste d'amélioration de la modélisation.

Du point de vue de la modélisation EBRSM, la première correction proposée consiste à imposer explicitement l'équilibre entre les termes de pression et les termes de production/convection. La solution est alors obtenue au travers de l'équation réduite qui découle de cette égalité. L'ajout d'un terme puits pour la composante normale (au travers du modèle de paroi de Manceau & Hanjalić [68]) permet de mettre en place les échanges énergétiques précédemment décrits, ce qui conduit à une amélioration significative des prévisions aérothermiques pour la tension $\overline{u'_z u'_z}$. Contrairement aux corrections introduites par Menter [74] ou Kato & Launder [53, 54], la correction proposée ici s'appuie sur la résolution d'une équation réduite basée sur un équilibre dont les fondements physiques sont issus d'un calcul instationnaire, ce qui permet de justifier son utilisation et ses effets.

Une nouvelle modélisation est également proposée dans un second temps. Cette dernière a pour objectif de représenter plus finement la physique de la région d'impact, tout en étant plus généralisable que le modèle proposé par Craft & Launder [17], du point de vue de l'implantation dans un code à visée industrielle. De plus, la prise en compte de l'ensemble des termes de pression (nouveau modèle de diffusion par la pression et correction de la redistribution pariétale) permet de mieux rendre compte des mécanismes physiques qui entrent en jeu dans la région d'impact. En effet, la correction proposée par Craft & Launder [16] est redistributive et, par conséquent, néglige totalement les effets de diffusion par la pression. Cette omission s'explique simplement par l'absence de données physiques concernant les termes de pression au moment de la modélisation. De ce fait, le modèle proposé dans cette étude respecte plus fidèlement la physique de l'écoulement donnée par la simulation instationnaire, ce qui se traduit par une amélioration nette des prévisions aérothermiques des deux variantes ($M2$ et $M3$) proposées.

Toutefois, certaines limitations doivent encore être levées. Elles permettent ainsi de dégager de nouvelles perspectives d'améliorations de la modélisation des configurations d'impact.

Tout d'abord, cette étude se base sur l'analyse et la simulation EBRSM d'une configuration de référence unique : le cas $H/D = 2$ et $Re = 23\,000$ popularisé par Baughn & Shimizu [6]. Une étude paramétrique sur les différents paramètres du jet, à l'instar de ce qui est proposé par Craft *et al.* [15] (2 nombre de Reynolds et 2 rapports H/D étudiés), permettrait de cibler la gamme d'écoulements pour lesquels le modèle se comporte de manière satisfaisante. De même, la quantification des effets des modèles proposés sur d'autres configurations doit être envisagée. Ce point devrait constituer la prochaine étape dans la validation de ces travaux.

De plus, il a été mis en évidence des difficultés dans l'analyse des termes visqueux au travers de la simulation LES, que ce soit directement pour l'étude des bilans ou bien pour réaliser une analyse *a priori* de la modélisation. En effet, les modèles font appel à cette grandeur de manière quasi-systématique. Par conséquent, l'estimation de ce terme doit être la plus précise possible. L'augmentation des moyens de calculs à disposition des différents acteurs de la recherche devrait permettre la mise en place de simulations numériques directes de configurations d'impact. De ce fait, il serait intéressant d'archiver également les différentes contributions aux équations RST afin de conforter l'analyse réalisée dans ces travaux.

Concernant la modélisation à proprement parler, quelques points méritent également d'être approfondis.

Tout d'abord, le modèle général proposé pour le terme de diffusion par la pression s'appuie sur l'hypothèse d'un écoulement incompressible afin de simplifier l'expression obtenue. L'extension aux cas compressibles doit faire apparaître les termes mis de côté. Cependant, il est probable que ces derniers aient une influence moindre que les termes conservés dans le cadre d'un écoulement incompressible, et qu'ils restent négligeables jusqu'à des valeurs du nombre de Mach relativement élevées.

Ensuite, la suppression des senseurs d'impact dans les modèles proposés est également à débattre. Pour cela, le terme caractéristique, en $S^2 - W^2$, peut être transposé directement à la place du gradient de vitesse dans l'expression générale du flux de pression [*i.e.* Eq (6.23)], en s'inspirant notamment de la proposition de Yoshizawa [104] qui fait apparaître la différence $3S_{ij}/10 - W_{ij}/6$.

Par ailleurs, les coefficients des modèles sont calibrés de manière relativement empirique, suite à une étude paramétrique de leur influence. Une optimisation numérique doit être envisagée, en particulier si la base de données de référence est enrichie de nouvelles configurations d'impact.

Pour finir, une perspective importante naît d'une discussion plus détaillée concernant les estimations du coefficient d'échange de chaleur à la paroi. En effet, au niveau du point d'arrêt, il est mis en évidence qu'une distribution du nombre de Nusselt similaire aux données expérimentales est obtenue au travers de la désactivation des flux de chaleur turbulents, ou bien par une augmentation artificielle de la redistribution qui dégrade les prévisions aérodynamiques. Ce résultat sous-entend une intensité relativement faible de ces flux, en dépit du niveau de turbulence de la région d'impact. De même, la forme générale des distributions obtenues par les modèles proposés ($M1$, $M2$ et $M3$) correspond aux tendances relevées dans la littérature, ce qui va dans le sens d'une réduction généralisée des flux de chaleur dans la région d'impact. Par conséquent, à la suite de cette étude, il semble que la modification des modèles permettant de fermer l'équation de transport de la température constitue la piste d'amélioration principale de la modélisation aérothermique des configurations d'impact.

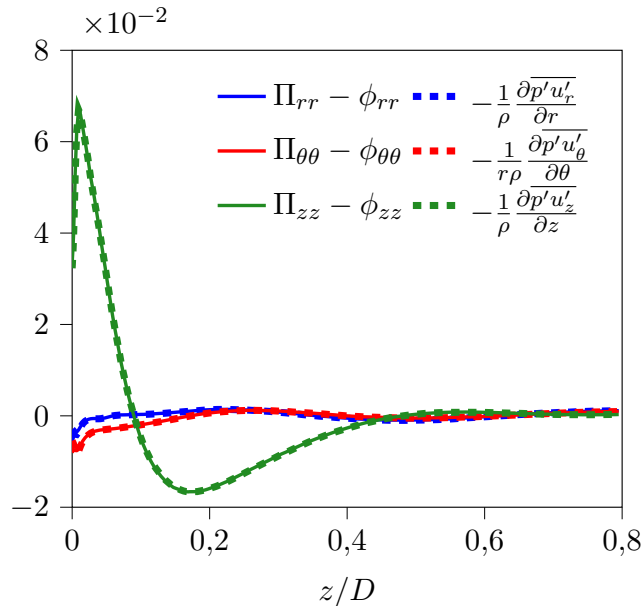
Annexes

Estimation des termes diffusifs par la simulation LES

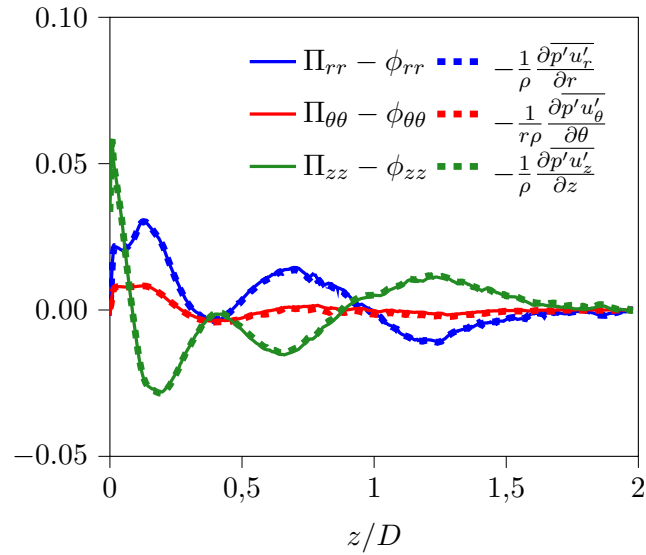
L'objectif de cette annexe est de vérifier la bonne estimation des termes diffusifs par la simulation LES (*cf.* chapitre 4). En effet, l'ajout d'une opération de gradient *a posteriori*, pour le calcul de la divergence des flux, peut introduire un biais dans la prévision de ces termes. Cette opération étant utilisée pour l'ensemble des flux diffusifs (diffusion turbulente, diffusion visqueuse et diffusion par la pression), il est intéressant de quantifier l'erreur éventuelle due au post-traitement. Pour cela, la vérification s'appuie sur les deux formulations possibles du terme de diffusion par la pression (*cf.* chapitre 4).

Dans un premier temps, la relation $D_{ij}^p = \Pi_{ij} - \phi_{ij}$ est utilisée pour l'estimation de ce terme. Ce calcul présente l'avantage de ne nécessiter aucun post-traitement supplémentaire et peut être effectué directement d'après les données archivées. Cette valeur sert de référence pour la comparaison des résultats obtenus, dans un second temps, par le calcul de la divergence du flux de pression (*i.e.* $D_{ij}^p = -(1/\rho) \partial [\overline{p'u_i'}\delta_{jl} + \overline{p'u_j'}\delta_{il}] / \partial x_l$). Comme les deux expressions sont équivalentes, les écarts éventuels peuvent être associés au post-traitement.

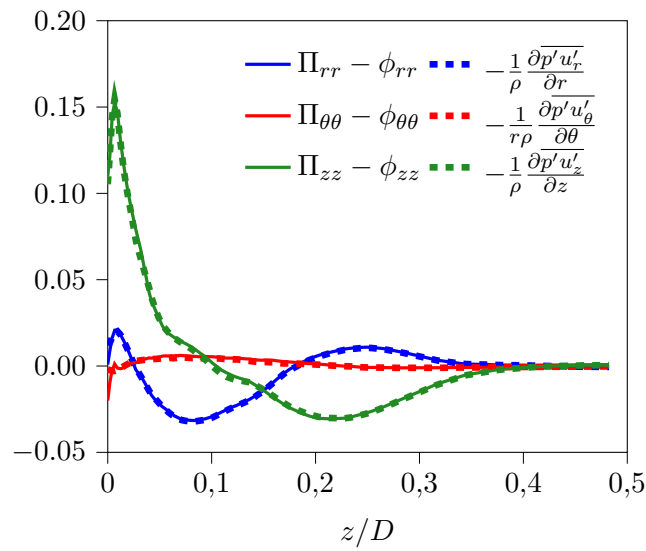
Cette analyse est réalisée dans les trois zones caractéristiques du jet (région d'impact, couche de mélange et jet radial) et les estimations sont présentées sur la figure A.1. Les deux méthodes donnent des résultats identiques sur l'ensemble du jet. Par conséquent, le calcul *a posteriori* de la divergence des flux n'introduit pas d'erreur visible sur les profils estimés. Ainsi, cette étape de vérification permet de justifier l'utilisation de cette méthode pour le calcul des autres termes diffusifs.



(a) Région d'impact ($r/D = 0.1$)



(b) Couche de mélange ($r/D = 0.5$)



(c) Jet radial ($r/D = 2.0$)

FIGURE A.1. – Termes de diffusion par la pression obtenus par simulation LES selon les deux méthodes d'estimation

Note sur la correction de la fonctionnalité axisymétrique

La prise en compte de l'axisymétrie s'appuie sur la dérivation des équations du mouvement sur une cellule élémentaire d'angle infinitésimal $\delta\theta$, représentée sur le schéma B.1, en faisant tendre $\delta\theta$ vers zéro. Les relations obtenues sont alors équivalentes au cas bidimensionnel plan, mis à part l'apparition d'un terme source supplémentaire. Ce terme correspond à la variation azimutale du flux¹ \mathbf{f} au niveau des faces S_n , de normales $\underline{n} = \pm e_\theta$, de la cellule élémentaire 3D. Une approximation au premier ordre permet de transformer le flux aux surfaces de la cellule élémentaire en un terme source pour la cellule 2D axisymétrique (de surface S), selon la relation

$$\mathbf{I}_\theta = - \int_{S_n} \mathbf{f} \cdot \underline{n} \, dS_n = - \int_S \frac{\partial \mathbf{f}_\theta}{\partial \theta} dS. \quad (\text{B.1})$$

Cette source supplémentaire apparaît donc lorsque la contribution en θ du flux (*i.e.* $\mathbf{f}_\theta = \mathbf{f} \cdot \underline{n}$) est une quantité vectorielle ou tensorielle, en raison de la variation en θ des vecteurs de base.

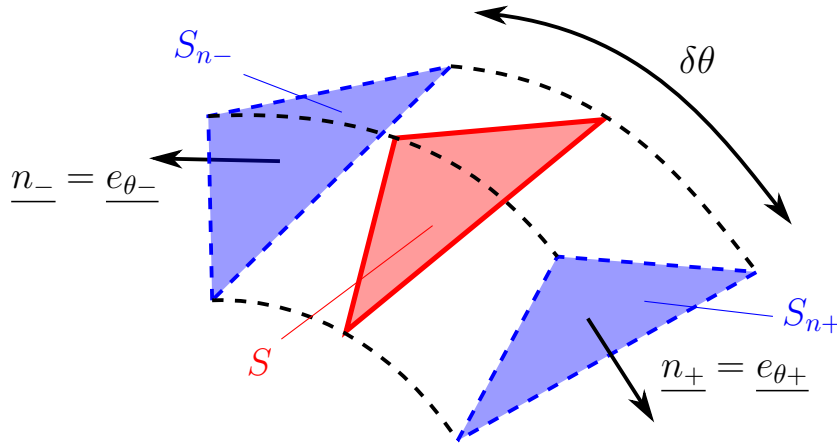


FIGURE B.1. – Schéma de la cellule élémentaire 3D basée sur la cellule 2D axisymétrique

La correction de la fonctionnalité axisymétrique intervient spécifiquement au niveau de l'expression des flux diffusifs pour les tensions de Reynolds. Dans ce contexte, le flux peut se noter $\mathbf{f} = -\nu_{eff} \underline{\underline{\nabla R}}$, ce qui donne $\mathbf{f}_\theta = -\nu_{eff} \frac{1}{r} \frac{\partial \underline{\underline{R}}}{\partial \theta}$, pour la contribution en e_θ . L'intégrale \mathbf{I}_θ s'écrit donc

$$\mathbf{I}_\theta = \nu_{eff} \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{\partial e_i \otimes e_j}{\partial \theta} \right] \frac{S}{r}. \quad (\text{B.2})$$

En posant \underline{a} l'axe de symétrie et $\underline{e}_\perp = \underline{e} - (\underline{e} \cdot \underline{a})\underline{a}$, il est possible d'explicitier la dérivée seconde sous la forme

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{\partial e_i \otimes e_j}{\partial \theta} \right] = -\underline{e}_{i\perp} \otimes \underline{e}_j - \underline{e}_i \otimes \underline{e}_{j\perp} + 2(\underline{a} \wedge \underline{e}_i) \otimes (\underline{a} \wedge \underline{e}_j). \quad (\text{B.3})$$

1. Le flux \mathbf{f} peut être un scalaire, un vecteur ou bien un tenseur selon l'équation de transport considérée.

Cette relation est exprimée à l'aide du module de calcul formel de python. Pour chaque composante $I_{\theta ij}$, ce développement conduit aux expressions

$$I_{\theta xx} = \nu_{eff} \left[2\overline{u'_x u'_x} (a_x^2 - 1) + 2\overline{u'_x u'_y} a_x a_y + 2\overline{u'_x u'_z} a_x a_z + 2\overline{u'_y u'_y} a_z^2 - 4\overline{u'_y u'_z} a_y a_z + 2\overline{u'_z u'_z} a_y^2 \right] \frac{S}{r}, \quad (\text{B.4a})$$

$$I_{\theta xy} = \nu_{eff} \left[\overline{u'_x u'_x} a_x a_y - 2\overline{u'_x u'_y} a_z^2 + \overline{u'_x u'_y} (a_x^2 + a_y^2 - 2) + 3\overline{u'_x u'_z} a_y a_z + \overline{u'_y u'_y} a_x a_y + 3\overline{u'_y u'_z} a_x a_z - 2\overline{u'_z u'_z} a_x a_y \right] \frac{S}{r}, \quad (\text{B.4b})$$

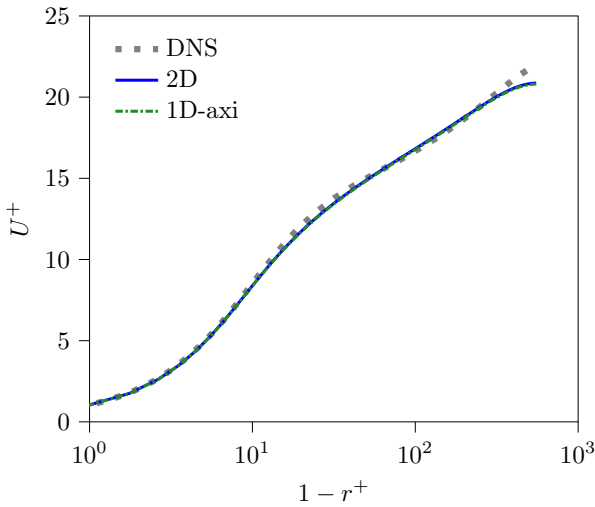
$$I_{\theta xz} = \nu_{eff} \left[\overline{u'_x u'_x} a_x a_z + 3\overline{u'_x u'_y} a_y a_z - 3\overline{u'_x u'_z} a_y^2 + \overline{u'_x u'_z} (a_x^2 + a_z^2 - 2) - 2\overline{u'_y u'_y} a_x a_z + 3\overline{u'_y u'_z} a_x a_y + \overline{u'_z u'_z} a_x a_z \right] \frac{S}{r}, \quad (\text{B.4c})$$

$$I_{\theta yy} = \nu_{eff} \left[2\overline{u'_x u'_x} a_z^2 + 2\overline{u'_x u'_y} a_x a_y - 4\overline{u'_x u'_z} a_x a_z + 2\overline{u'_y u'_y} (a_y^2 - 1) + 2\overline{u'_y u'_z} a_y a_z + 2\overline{u'_z u'_z} a_x^2 \right] \frac{S}{r}, \quad (\text{B.4d})$$

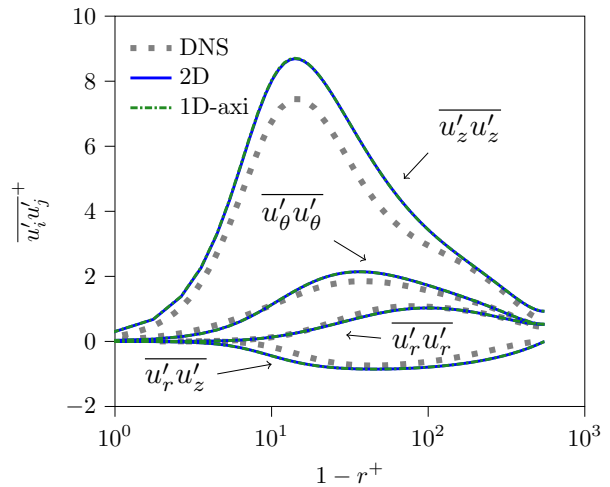
$$I_{\theta yz} = \nu_{eff} \left[-2\overline{u'_x u'_x} a_y a_z + 3\overline{u'_x u'_y} a_x a_z + 3\overline{u'_x u'_z} a_x a_y + \overline{u'_y u'_y} a_y a_z - 2\overline{u'_y u'_z} a_x^2 + \overline{u'_y u'_z} (a_y^2 + a_z^2 - 2) + 2\overline{u'_z u'_z} a_y a_z \right] \frac{S}{r}, \quad (\text{B.4e})$$

$$I_{\theta zz} = \nu_{eff} \left[2\overline{u'_x u'_x} a_y^2 - 4\overline{u'_x u'_y} a_x a_y + 2\overline{u'_x u'_z} a_x a_z + 2\overline{u'_y u'_y} a_y x^2 + 2\overline{u'_y u'_z} a_y a_z + 2\overline{u'_z u'_z} (a_z^2 - 1) \right] \frac{S}{r}. \quad (\text{B.4f})$$

Ces expressions sont ajoutées dans l'équations bilan de chaque composante du tenseur de Reynolds. La validation de la mise en œuvre de la correction est présentée dans le chapitre 3. Pour rappel, la configuration d'étude consiste en une conduite périodique en z , à $Re_\tau = 550$. L'accord entre le cas 1D axisymétrique et le cas 2D périodique est très satisfaisant comme en témoigne la reproduction de la figure 3.4 ci-dessous.



(a) Profil de vitesse moyenne



(b) Profils des tensions de Reynolds

Bibliographie

- [1] P. Aillaud. *Simulations aux grandes échelles pour le refroidissement d'aubages de turbine haute-pressure*. PhD thesis, 2017.
- [2] P. Aillaud, F. Duchaine, L.Y.M. Gicquel, and S. Didorally. Secondary peak in the nusselt number distribution of impinging jet flows : A phenomenological analysis. *Physics of Fluids*, 28(9) :095110, 2016.
- [3] S.V. Alekseenko, A.V. Bilsky, V.M. Dulin, B.B. Ilyushin, and D.M. Markovich. Non-intrusive determination of turbulent energy balance in free and confined jet flows. In *TSFP DIGITAL LIBRARY ONLINE*. Begel House Inc., 2005.
- [4] S.V. Alekseenko, A.V. Bilsky, V.M. Dulin, and D.M. Markovich. Experimental study of an impinging jet with different swirl rates. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28(6) :1340–1359, 2007.
- [5] J.W. Baughn, A.E. Hechanova, and X. Yan. An experimental study of entrainment effects on the heat transfer from a flat surface to a heated circular impinging jet. *Journal of Heat Transfer (Transactions of the ASME (American Society of Mechanical Engineers), Series C) ;(United States)*, 113(4), 1991.
- [6] J.W. Baughn and S. Shimizu. Heat transfer measurements from a surface with uniform heat flux and an impinging jet. *Journal of Heat Transfer (Transactions of the ASME (American Society of Mechanical Engineers), Series C) ;(United States)*, 111(4), 1989.
- [7] M. Behnia, S. Parneix, and P.A. Durbin. Prediction of heat transfer in an axisymmetric turbulent jet impinging on a flat plate. *International journal of heat and mass transfer*, 41(12) :1845–1855, 1998.
- [8] Valentin Bonnifet. *Prédiction du phénomène de tremblement sur un profil d'aile avec une approche LES de type PANS-RSM*. PhD thesis, Sorbonne université, 2018.
- [9] J. Boussinesq. *Essai sur la théorie des eaux courantes*. Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des sciences de l'Institut national de France. Impr. nationale, 1877.
- [10] P. Brevet, E. Dornnac, and J.J. Vullierme. Mach number effect on jet impingement heat transfer. *ANNALS-NEW YORK ACADEMY OF SCIENCES*, 934 :409–416, 2001.
- [11] P.Y. Chou. On velocity correlations and the solutions of the equations of turbulent fluctuation. *Quarterly of Applied Mathematics*, 3(1) :38–54, 1945.
- [12] O. Colin and M. Rudgyard. Development of high-order taylor–galerkin schemes for les. *Journal of Computational Physics*, 162(2) :338–371, 2000.
- [13] A. Colombié, E. Laroche, F. Chedevergne, R. Manceau, F. Duchaine, and L. Gicquel. Large-eddy-simulation-based analysis of Reynolds-stress budgets for a round impinging jet. *Physics of Fluids*, 33(11) :115109, 2021.
- [14] D. Cooper, D.C. Jackson, B.E. Launder, and G.X. Liao. Impinging jet studies for turbulence model assessment—I. flow-field experiments. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36(10) :2675–2684, 1993.
- [15] T.J. Craft, L.J.W. Graham, and B.E. Launder. Impinging jet studies for turbulence model assessment-II an examination of the performance of four turbulence models. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36(10) :2685–2697, 1993.

-
- [16] T.J. Craft and B.E. Launder. New wall-reflection model applied to the turbulent impinging jet. *AIAA journal*, 30(12) :2970–2972, 1992.
- [17] T.J. Craft and B.E. Launder. A Reynolds stress closure designed for complex geometries. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 17(3) :245–254, 1996.
- [18] T. Dairay, V. Fortuné, E. Lamballais, and L.-E. Brizzi. Direct numerical simulation of a turbulent jet impinging on a heated wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 764 :362–394, 2015.
- [19] B.J. Daly and F.H. Harlow. Transport equations in turbulence. *The physics of fluids*, 13(11) :2634–2649, 1970.
- [20] A.O. Demuren, S.K. Lele, and P. Durbin. Role of pressure diffusion in non-homogeneous shear flows. In *Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases-V*, page 313, 1994.
- [21] A.O. Demuren, M.M. Rogers, P. Durbin, and S.K. Lele. On modeling pressure diffusion in non-homogeneous shear flows. 1996.
- [22] P.A. Durbin. Near-wall turbulence closure modeling without “damping functions”. *Theoretical and computational fluid dynamics*, 3(1) :1–13, 1991.
- [23] P.A. Durbin. A reynolds stress model for near-wall turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 249 :465–498, 1993.
- [24] P.A. Durbin. On the $k-\varepsilon$ stagnation point anomaly. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 17 :89–90, 1996.
- [25] D. Dutoya and P. Michard. A program for calculating boundary layers along compressor and turbine blades. *Numerical Methods in Heat Transfer*, 1981.
- [26] G.K. El Khoury, P. Schlatter, A. Noorani, P.F. Fischer, G. Brethouwer, and A.V. Johansson. Direct numerical simulation of turbulent pipe flow at moderately high reynolds numbers. *Flow, turbulence and combustion*, 91(3) :475–495, 2013.
- [27] M. Fénot, X.T. Trinh, and E. Dorignac. Flow and heat transfer of a compressible impinging jet. *International Journal of Thermal Sciences*, 136 :357–369, 2019.
- [28] M. Fénot, J.-J. Vullierme, and E. Dorignac. A heat transfer measurement of jet impingement with high injection temperature. *Comptes Rendus Mécanique*, 333(10) :778–782, 2005.
- [29] M. Fénot, J.-J. Vullierme, and E. Dorignac. Local heat transfer due to several configurations of circular air jets impinging on a flat plate with and without semi-confinement. *International journal of thermal sciences*, 44(7) :665–675, 2005.
- [30] J.A. Fitzgerald and S.V. Garimella. A study of the flow field of a confined and submerged impinging jet. *International journal of heat and mass transfer*, 41(8-9) :1025–1034, 1998.
- [31] S. Fu. Modelling of the pressure-velocity correlation in turbulence diffusion. *Computers & fluids*, 22(2) :199–205, 1993.
- [32] R. Gardon and J.C. Akfirat. The role of turbulence in determining the heat-transfer characteristics of impinging jets. *International journal of heat and mass transfer*, 8(10) :1261–1272, 1965.
- [33] J.W. Gauntner. *Survey of literature on flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate*. National Aeronautics and Space Administration, 1970.
- [34] L.F.G. Geers, M.J. Tummers, and K. Hanjalić. Experimental investigation of impinging jet arrays. *Experiments in fluids*, 36(6) :946–958, 2004.

- [35] G.A. Gerolymos, C. Lo, I. Vallet, and B.A. Younis. Term-by-term analysis of near-wall second-moment closures. *AIAA journal*, 50(12) :2848–2864, 2012.
- [36] M.M. Gibson and B.E. Launder. Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 86(3) :491–511, 1978.
- [37] F. Giralt, C.-J. Chia, and O. Trass. Characterization of the impingement region in an axisymmetric turbulent jet. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, 16(1) :21–28, 1977.
- [38] R.J. Goldstein, K.A. Sobolik, and W.S. Seol. Effect of entrainment on the heat transfer to a heated circular air jet impinging on a flat surface. *Journal of Heat Transfer*, 112(3) :608–611, 08 1990.
- [39] V. Granet, O. Vermorel, T. Léonard, L. Gicquel, and T. Poinso. Comparison of nonreflecting outlet boundary conditions for compressible solvers on unstructured grids. *AIAA journal*, 48(10) :2348–2364, 2010.
- [40] P. Grenson. *Caractérisation expérimentale et simulations numériques d’un jet chaud impactant*. PhD thesis, INSTITUT SUPERIEUR DE L’AERONAUTIQUE ET DE L’ESPACE (ISAE), 2016.
- [41] P. Grenson, O. Léon, P. Reulet, and B. Aupoix. Investigation of an impinging heated jet for a small nozzle-to-plate distance and high reynolds number : An extensive experimental approach. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 102 :801–815, 2016.
- [42] V Guimet and D Laurence. A linearised turbulent production in the k- ϵ model for engineering applications. In *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 5*, pages 157–166. Elsevier, 2002.
- [43] M. Hadžiabdić. *LES, RANS and combined simulation of impinging flows and heat transfer*. PhD thesis, University of Sarajevo, Bosnia and Herzegovina, 2006.
- [44] M. Hadžiabdić and K. Hanjalić. Vortical structures and heat transfer in a round impinging jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 596 :221–260, 2008.
- [45] K. Hanjalić and B. E. Launder. Contribution towards a reynolds-stress closure for low-reynolds-number turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 74(4) :593–610, 1976.
- [46] K. Hanjalić and B. E. Launder. *Modelling turbulence in engineering and the environment : second-moment routes to closure*. Cambridge university press, 2011.
- [47] H. Hattori and Y. Nagano. Direct numerical simulation of turbulent heat transfer in plane impinging jet. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25(5) :749–758, 2004.
- [48] B.R. Hollworth and L.R. Gero. Entrainment effects on impingement heat transfer : Part ii—local heat transfer measurements. *Journal of Heat Transfer*, 107(4) :910–915, 11 1985.
- [49] J.C.R Hunt, A.A. Wray, and .P Moin. Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. *Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases,2*, pages 193–208, 1988.
- [50] Y.H. Im, K.Y. Huh, and K.-Y. Kim. Analysis of impinging and countercurrent stagnating flows by reynolds stress model. *Journal of Fluids Engineering*, 124(3) :706–718, 2002.
- [51] K. Jambunathan, E. Lai, M.A. Moss, and B.L. Button. A review of heat transfer data for single circular jet impingement. *International journal of heat and fluid flow*, 13(2) :106–115, 1992.
- [52] W.P. Jones and B.E. Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International journal of heat and mass transfer*, 15(2) :301–314, 1972.

-
- [53] M. Kato and B.E. Launder. Modeling flow-induced oscillations in turbulent flow around a square cylinder. *ASME Fluid Engineering Conference*, 01 1993.
- [54] M. Kato and B.E. Launder. The modelling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders. *Turbulent Shear Flow*, 1 :10–4, 1993.
- [55] V. Katti and S.V. Prabhu. Experimental study and theoretical analysis of local heat transfer distribution between smooth flat surface and impinging air jet from a circular straight pipe nozzle. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(17-18) :4480–4495, 2008.
- [56] N.S. Kim. *Analyse expérimentale d'un jet turbulent impactant sur un plaque plane et sur un obstacle de section carrée*. PhD thesis, Toulouse 3, 2005.
- [57] R.H. Kraichnan. Diffusion by a random velocity field. *The Physics of Fluids*, 13(1) :22–31, 1970.
- [58] B. E. Launder, G. Jr Reece, and W. Rodi. Progress in the development of a reynolds-stress turbulence closure. *Journal of fluid mechanics*, 68(3) :537–566, 1975.
- [59] B.E. Launder and B.I. Sharma. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in heat and mass transfer*, 1(2) :131–137, 1974.
- [60] Y. Lecocq, R. Manceau, S. Bournaud, and L-E. Brizzi. Modelling of the turbulent heat fluxes in natural, forced and mixed convection regimes. 2008.
- [61] D.H. Lee, J. Song, and M.C. Jo. The effects of nozzle diameter on impinging jet heat transfer and fluid flow. *J. Heat Transfer*, 126(4) :554–557, 2004.
- [62] M. Lee and R.D. Moser. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $re_\tau \approx 5200$. *Journal of Fluid Mechanics*, 774 :395–415, 2015.
- [63] M. Leschziner. *Statistical turbulence modelling for fluid dynamics-demystified : an introductory text for graduate engineering students*. World Scientific, 2015.
- [64] G. Lodato, L. Vervisch, and P. Domingo. A compressible wall-adapting similarity mixed model for large-eddy simulation of the impinging round jet. *Physics of Fluids*, 21(3) :035102, 2009.
- [65] J.L. Lumley. Pressure-strain correlation. *The Physics of Fluids*, 18(6) :750–750, 1975.
- [66] J.L. Lumley. Computational modeling of turbulent flows. In *Advances in applied mechanics*, volume 18, pages 123–176. Elsevier, 1979.
- [67] R. Manceau. Accounting for wall-induced reynolds stress anisotropy in explicit algebraic stress models. In *Third Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*. Begel House Inc., 2003.
- [68] R. Manceau and K. Hanjalić. Elliptic blending model : A new near-wall reynolds-stress turbulence closure. *Physics of Fluids*, 14(2) :744–754, 2002.
- [69] R. Manceau, R. Perrin, M. Hadžiabdić, and S. Benhamadouche. Investigation of the interaction of a turbulent impinging jet and a heated, rotating disk. *Physics of Fluids*, 26(3) :035102, 2014.
- [70] Rémi Manceau. Recent progress in the development of the elliptic blending reynolds-stress model. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 51 :195–220, 2015.
- [71] N. N. Mansour, J. Kim, and P. Moin. Reynolds-stress and dissipation-rate budgets in a turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 194 :15–44, 1988.

- [72] H. Martin. Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces. In *Advances in heat transfe@articledairay2015direct, title=Direct numerical simulation of a turbulent jet impinging on a heated wall, author=Dairay, T and Fortuné, V and Lamballais, E and Brizzi, L-E, journal=Journal of Fluid Mechanics, volume=764, pages=362–394, year=2015, publisher=Cambridge University Press r*, volume 13, pages 1–60. Elsevier, 1977.
- [73] G.L. Mellor and H.J. Herring. A survey of the mean turbulent field closure models. *AIAA journal*, 11(5) :590–599, 1973.
- [74] F.R. Menter. Improved two-equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows. *NASA Technical Memorandum*, 103975(1_) :3t, 1992.
- [75] F.R. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA journal*, 32(8) :1598–1605, 1994.
- [76] R.D. Moser, M.M. Rogers, and D.W. Ewing. Self-similarity of time-evolving plane wakes. *Journal of Fluid Mechanics*, 367 :255–289, 1998.
- [77] D. Naot, A. Shavit, and M. Wolfshtein. Interactions between components and the redistribution of reynolds stress. *Isr. J. Technol*, 8 :259–269, 1970.
- [78] F. Nicoud and F. Ducros. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow, Turbulence and Combustion*, 62(3) :183–200, 1999.
- [79] F. Nicoud, H.B. Toda, O. Cabrit, S. Bose, and J. Lee. Using singular values to build a subgrid-scale model for large eddy simulations. *Physics of fluids*, 23(8) :085106, 2011.
- [80] K. Nishino, M. Samada, K. Kasuya, and K. Torii. Turbulence statistics in the stagnation region of an axisymmetric impinging jet flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 17(3) :193–201, 1996.
- [81] J.P. Panda and H.V. Warrior. Pressure strain correlation modeling for turbulent flows. *arXiv preprint arXiv :1803.02031*, 2018.
- [82] J. Peck, J. Liu, K.M. Bryden, and T.I-P. Shih. Methods for measuring and computing the adiabatic-wall temperature. volume Volume 7B : Heat Transfer of *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, 09 2020.
- [83] F. Ries, Y. Li, M. Reißmann, D. Klingenberg, K. Nishad, B. Böhm, A. Dreizler, J. Janicka, and A. Sadiki. Database of near-wall turbulent flow properties of a jet impinging on a solid surface under different inclination angles. *Fluids*, 3(1) :5, 2018.
- [84] J.C. Rotta. Statistische theorie nichthomogener turbulenz. *Zeitschrift für Physik*, 129(6) :547–572, 1951.
- [85] S. Satake and T. Kunugi. Direct numerical simulation of an impinging jet into parallel disks. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 8(7) :768–780, 1998.
- [86] E. Sauret and I. Vallet. Near-wall turbulent pressure diffusion modeling and influence in three-dimensional secondary flows. *Journal of Fluids Engineering*, 129(5) :634–642, 05 2007.
- [87] C. Shekhar and K. Nishino. Turbulence energetics in an axisymmetric impinging jet flow. *Physics of Fluids*, 31(5) :055111, 2019.
- [88] T-H. Shih and J.L. Lumley. Second-order modeling of near-wall turbulence. *The Physics of fluids*, 29(4) :971–975, 1986.
- [89] C.C. Shir. A preliminary numerical study of atmospheric turbulent flows in the idealized planetary boundary layer. *Journal of Atmospheric Sciences*, 30(7) :1327–1339, 1973.

- [90] P. Spalart and S. Allmaras. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. In *30th aerospace sciences meeting and exhibit*, page 439, 1992.
- [91] C.G. Speziale, S. Sarkar, and T.B. Gatski. Modelling the pressure–strain correlation of turbulence : an invariant dynamical systems approach. *Journal of fluid mechanics*, 227 :245–272, 1991.
- [92] K. Suga. Improvement of second moment closure for turbulent obstacle flow and heat transfer. *International journal of heat and fluid flow*, 25(5) :776–784, 2004.
- [93] I. Tani and Y. Komatsu. Impingement of a round jet on a flat surface. In *Applied Mechanics*, pages 672–676. Springer, 1966.
- [94] S. Toutiaei, R.C. Semaan, and J.W. Naughton. Reynolds stress and turbulence kinetic energy balances in incompressible swirling jets. In *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, page 105, 2010.
- [95] C. Truesdell. Two measures of vorticity. *Journal of Rational Mechanics and Analysis*, 2 :173–217, 1953.
- [96] M.J. Tummers, J. Jacobse, and S.G.J. Voorbrood. Turbulent flow in the near field of a round impinging jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54(23-24) :4939–4948, 2011.
- [97] N. Uddin. *Turbulence modeling of complex flows in CFD*. PhD thesis, University of Stuttgart, 2008.
- [98] N. Uddin, S.O. Neumann, and B. Weigand. Les simulations of an impinging jet : On the origin of the second peak in the nusselt number distribution. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 57(1) :356–368, 2013.
- [99] I. Vallet. Reynolds-Stress Modeling of Three-Dimensional Secondary Flows With Emphasis on Turbulent Diffusion Closure. *Journal of Applied Mechanics*, 74(6) :1142–1156, 11 2007.
- [100] R. Viskanta. Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets. *Experimental thermal and fluid science*, 6(2) :111–134, 1993.
- [101] D.C. Wilcox. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA journal*, 26(11) :1299–1310, 1988.
- [102] Z. Xiong and S.K. Lele. Stagnation-point flow under free-stream turbulence. *Journal of fluid mechanics*, 590 :1–33, 2007.
- [103] C. YAP. *Turbulent heat and momentum transfer in recirculating and impinging flows(Ph. D. Thesis)*. PhD thesis, 1987.
- [104] A. Yoshizawa. Statistical analysis of mean-flow effects on the pressure–velocity correlation. *Physics of Fluids*, 14(5) :1736–1744, 2002.
- [105] B.A. Younis, T.B. Gatski, and C.G. Speziale. Towards a rational model for the triple velocity correlations of turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 456(1996) :909–920, 2000.

Nomenclature

Acronymes

BSL	BaSeLine model - Variante du modèle $k - \omega$
CEDRE	Calcul d'Écoulements Diphasiques Réactifs pour l'Énergétique
CERFACS	Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
CPU	Central Processing Unit
DNS	Direct Numérical Simulation
EBRSM	Elliptic Blending RSM
GGDH	Generalized Gradient Diffusion Hypothesis
IP	Isotropisation de la Production (modèle)
LDA	Laser Doppler Anemometry
LES	Large Eddy Simulation
LMAP	Laboratoire de Mathématiques et de leurs Applications de Pau
NSCBC	Navier-Stokes Characteristic Boundary Condition
ONERA	Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
PIV	Particle Image Velocimetry
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
RDT	Rapid Distorsion Theory
RSM	Reynolds Stress Model
RST	Reynolds Stress Transport [Equation]
SGDH	Simple Gradient Diffusion Hypothesis
SST	Shear Stress Transport - Variante du modèle $k - \omega$
TCL	Two Component Limit (modèle)
TSDIA	Two-Scale Direct-Interaction Approximation
TTGC	Two-step Taylor-Galerkin (numerical scheme)
WALE	Wall Adapting Local Eddy-viscosity (modèle de sous maille)

Coordonnées spatiales/temporelles

Δt	Pas de temps pour l'intégration temporelle (moyenne temporelle)
Ω	Domaine d'intégration (volumique)
θ	Position azimutale
\tilde{z}	Distance axiale à la buse
d	Distance à la paroi
dt	Pas de temps pour l'intégration numérique (LES)
M_{ij}	Tenseur basé sur la normale à la paroi \underline{n} (composante (i, j))

n_i	Normale à la paroi (i -ème composante)
r	Distance radiale au point d'arrêt
t	Temps
x_i	Position (i -ème composante) dans le repère cartésien
z	Distance axiale au point d'arrêt
z_1	Distance de la première cellule à la paroi

Propriétés physiques

κ	Diffusivité thermique
λ	Conductivité thermique
μ	Viscosité dynamique
ν	Viscosité cinématique
ρ	Masse volumique
C_p	Capacité calorifique (massique) à pression constante

Grandeurs géométriques

b	Largeur de la buse du jet plan
D	Diamètre de la buse du jet rond
H	Hauteur caractéristique (canal : demi hauteur ; jet : buse-paroi)
L	Longueur caractéristique

Invariants et indicateurs

\mathcal{I}	Indicateur d'impact - Invariant d'impact renormalisé
\mathcal{I}_{M3}	Indicateur d'impact modifié pour le modèle $M3$
\mathcal{P}	Invariant d'impact
\mathcal{Q}	Invariant de couche limite
\mathcal{R}	Invariant de Truesdell - Critère Q adimensionné par S
\mathcal{S}	Senseur d'impact (proposition pour le cas du jet plan)
A_2, II_b	Second invariant du tenseur d'anisotropie - 2 expressions

Nombres sans dimensions

Nu	Nombre de Nusselt
Nu^*	Nombre de Nusselt basé sur $T_{w,q=0}$
Nu^j	Nombre de Nusselt basé sur T_{jet}^s
Pr_t	Nombre de Prandtl turbulent
Re	Nombre de Reynolds
Re_τ	Nombre de Reynolds de frottement (basé sur u_τ)
Re_b	Nombre de Reynolds basé sur U_b

Re_t Nombre de Reynolds turbulent

Opérateurs

$\langle \bullet \rangle$ Moyenne d'ensemble

\bullet^+ Grandeur adimensionnée par le frottement pariétal

\bullet^* Grandeur renormalisée pour similitude

\bullet^* Grandeur adimensionnée

δ_{ij} Symbole de Kronecker

\mathcal{F}_i^{lim} Fonction de limitation du gradient

$\bar{\bullet}$ Moyenne temporelle

$\nabla^* \bullet$ Opérateur gradient avec limitation

Pressions

P Pression moyenne

p Pression instantanée

p' Fluctuation de pression

$p'^{(l)}$ Fluctuation de pression liée à la contribution lente $S_p^{(l)}$

$p'^{(r)}$ Fluctuation de pression liée à la contribution rapide $S_p^{(r)}$

Termes du bilan de l'équation RST

ϕ_{ij} Terme de redistribution

$\phi_{ij}^{(l)}$ Redistribution - Contribution liée à $S_p^{(l)}$

$\phi_{ij}^{(r)}$ Redistribution - Contribution liée à $S_p^{(r)}$

ϕ_{ij}^* Redistribution (modèle de Suga)

ϕ_{ij}^h Contribution homogène pour la redistribution

ϕ_{ij}^w Contribution de paroi pour la redistribution

Π_{ij} Contribution globale des effets de pression

Π_{ij}^h Contribution homogène des effets de pression

Π_{ij}^w Contribution de paroi des effets de pression

ε_{ij} Terme de dissipation turbulente

$\varepsilon_{ij}^{\nu_t}$ Terme de dissipation turbulente de sous maille (LES)

ζ_{ij} Indicateur d'équilibre du bilan de la composante $\overline{u'_i u'_j}$

C_{ij} Terme de convection

D_{ij}^{ν} Terme de diffusion visqueuse

D_{ij}^p Terme de diffusion par la pression

D_{ij}^t Terme de diffusion turbulente

$D_{ij}^{\nu_t}$ Terme de diffusion visqueuse de sous maille (LES)

D_{ij}^{p*} Diffusion par la pression (modèle de Suga)

P_{ij} Terme de production

Températures

ΔT Écart à la température de référence

\mathcal{T} Température instantanée

h Coefficient d'échange thermique à la paroi

q Flux de chaleur à la paroi

T Température moyenne

T' Fluctuation de température

T_∞ Température ambiante

$T_{jet}^{t,bulk}$ Température totale du jet

T_{jet}^s Température statique du jet

T_w Température de paroi

$T_{ad}^w \equiv T_r$ Température adiabatique de paroi \equiv Température de récupération

T_{ref} Température de référence

$T_{w,q=0}$ Température d'une paroi adiabatique

Vitesses et grandeurs dérivées

τ_p Frottement pariétal

\tilde{W} Taux de rotation modifié (modèle de Spalart-Allmaras)

Ω_{ij} Tenseur des taux de rotation (composante (i, j))

S Taux de déformation

S^*, S^* Taux de déformation déduit du taux de rotation - 2 formulations

S_{ij} Tenseur des taux de déformation (composante (i, j))

u'_i Fluctuation de vitesse (i -ème composante)

u_τ Vitesse de frottement

U_b Vitesse débitante

U_{ref} Vitesse caractéristique (référence pour l'adimensionnement)

U_i Vitesse moyenne (i -ème composante)

u_i Vitesse instantanée (i -ème composante)

W Taux de rotation

W_{ij} Tenseur des taux de rotation absolu (composante (i, j))

Grandeurs turbulentes

κ_t Diffusivité thermique turbulente

ν_t Viscosité turbulente (cinématique)

ω Taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente

$\sigma_{ij}^{\nu_t}$	Tenseur des contraintes liées à la viscosité de sous maille (composante (i, j))
τ_r	Temps de retournement d'un tourbillon
$\tilde{\nu}$	Viscosité (cinématique) turbulente modifiée (modèle de Spalart-Allmaras)
ε	Dissipation d'énergie cinétique turbulente
A	"Paramètre d'aplatissement" de la turbulence de Lumley
a_{ij}, b_{ij}	Tenseur d'anisotropie (composante (i, j)) - 2 expressions
$CD_{k\omega}$	Terme de diffusion croisée (modèle BSL)
d_i, d_i^A, N_i^A	Vecteurs d'inhomogénéité de l'écoulement (i -ème composante)
F_{ijl}^p	Flux de pression pour la composante $\overline{u'_i u'_j}$ (l -ème composante)
I	Intensité turbulente (taux de turbulence)
k	Énergie cinétique turbulente
l_i	Vecteur "longueur caractéristique turbulente" basé sur \underline{d}^A et L_t (i -ème composante)
L_t	Longueur caractéristique turbulente
P_{ilm}	Contributions turbulentes pour le flux de pression (composante (i, l, m))
$S_p^{(l)}$	Contribution lente à l'équation pour la fluctuation de pression
$S_p^{(r)}$	Contribution rapide à l'équation pour la fluctuation de pression
T_t	Temps caractéristique turbulent

Autres symboles

χ_{ij}	Terme du bilan de l'équation RST (composante (i, j))
\mathcal{E}_i	Équation pour la fluctuation de vitesse (i -ème composante)
S_r	<i>Swirl rate i.e.</i> Taux de rotation d'un jet
α	Fonction de pondération elliptique
\mathcal{F}	Fonction (cas général)
\mathbf{k}_0	Nombre d'onde associé au maximum d'énergie du spectre (Passot-Pouquet)
\mathbf{k}	Nombre d'onde
τ_{conv}	Temps caractéristique des phénomènes convectifs
arg_1	Argument de F_1 (modèles BSL)
$\tilde{\varepsilon}$	Dissipation turbulente modifiée (modèle de Spalart-Allmaras)
B_{ijk}^n	n -ième tenseur de base pour la projection de $\underline{\underline{P}}$ (composante (i, j, k))
F_1	Fonction de pondération (modèles BSL)
F_2	Fonction de pondération (modèles BSL)
f_s	Facteur d'échelle du modèle pour $\overline{p^{(r)} u'_i}$
f_w	Fonction de paroi (modèles de paroi)
f_{ij}	Fonction de relaxation elliptique (composante (i, j))
f_{v1}	Fonction de paroi (modèles de Spalart-Allmaras)
Y_c	Correction de Yap (modèle)

Table des figures

1.1.	Schéma de la configuration d'impact axisymétrique	7
1.2.	Distribution radiale du nombre de Nusselt pour le cas $H/D = 2$ et $Re = 23\ 000$ selon les auteurs	10
1.3.	Profils des tensions diagonales le long de l'axe d'un jet à $H/D = 2$ et $Re = 23\ 000$ selon les auteurs	11
1.4.	Schéma des structures tourbillonnaires dans la région $r/D \in [1, 2]$	12
3.1.	Profils de vitesse et de tension de Reynolds dans un canal plan au $Re_\tau \approx 5\ 200$ obtenus par la simulation EBRSM (CEDRE) pour différentes positions longitudinales	37
3.2.	Comparaison des profils de vitesse moyenne et de tensions de Reynolds estimés par les modèles EBRSM implantés dans les codes CEDRE et Code_Saturne avec les données de référence, pour un canal plan au $Re_\tau \approx 5\ 200$	37
3.3.	Comparaison des termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds de la simulation DNS de Lee & Moser et de l'archivage des termes du modèle EBRSM réalisé dans CEDRE	39
3.4.	Comparaison des estimations des profils de vitesse moyenne et de tensions de Reynolds dans une conduite cylindrique à $Re_\tau = 550$ par le modèle EBRSM via une simulation 1D axisymétrique, périodique et une simulation 2D périodique	40
3.5.	Schématisation de la mise en données du calcul EBRSM	42
3.6.	Profils de vitesse dans le jet impactant ; de gauche à droite, $r/D = \{0.05, 0.5, 2.0\}$	43
3.7.	Tensions de Reynolds évaluées par le modèle EBRSM près de l'axe de symétrie	44
3.8.	Tensions de Reynolds évaluées par le modèle EBRSM dans la couche de mélange	44
3.9.	Tensions de Reynolds évaluées par le modèle EBRSM dans le jet radial	45
3.10.	Termes du bilan des équations de transport des tensions de Reynolds évalués à partir du modèle EBRSM dans la région d'impact ($r/D = 0.1$), calcul effectué avec le maillage n°2	46
3.11.	Distribution pariétale du nombre de Nusselt évaluée par le modèle EBRSM	47
3.12.	Principe de fonctionnement de l'évaluation du coefficient d'échange de chaleur et de la température de référence en un point de la paroi	48
3.13.	Distribution de la température de paroi pour les différentes conditions limites thermiques	49
3.14.	Régressions linéaires dans le plan $(q; T^w)$ obtenues pour 3 valeurs de r/D d'après un ensemble de simulations EBRSM du jet impactant	50
3.15.	Distributions du nombre de Nusselt estimé en utilisant $T_{ref} = T_{jet}$ pour différentes valeurs du flux de chaleur à la paroi, comparaison avec les profils estimés par régression linéaire et en utilisant $T_{ref} = T_{w,q=0}$	50
3.16.	Distributions des températures de références au niveau de la paroi obtenues par simulations EBRSM d'un jet impactant à $H/D = 2$ et $Re = 23\ 000$	51
3.17.	Schématisation du domaine et conditions limites utilisés pour la simulation LES	52
3.18.	Profils de vitesse moyenne issus du calcul LES et données d'Aillaud <i>et al.</i> [2] pour $r/D = 0.5$	54
3.19.	Profils des tensions de Reynolds issus du calcul LES et données d'Aillaud <i>et al.</i> [2] pour $r/D = 0.5$	54
3.20.	Profils de vitesse axiale et des tensions de Reynolds dans le cœur du jet à $z/D = 1.0$, obtenus par simulation LES	55
3.21.	Comparaison des profils moyens issus de la LES avec les mesures expérimentales [14, 34, 96], le long de l'axe de symétrie du jet	56
4.1.	Principe de fonctionnement de la moyenne azimutale	61
4.2.	Convergence statistique des termes du bilan dans la zone de jet radial ($r/D = 2.0$)	62

4.3. Convergence statistique des termes du bilan dans la couche de mélange ($r/D = 0.5$)	63
4.4. Convergence statistique des termes du bilan dans la région d'impact ($r/D = 0.01$)	63
4.5. Comparaison des termes du bilan d'énergie cinétique turbulente obtenus au niveau de la couche de mélange, dans la zone de jet libre, par la simulation LES et lors des expériences d'Alekseenko <i>et al.</i> [3, 4]	65
4.6. Comparaison du bilan de l'équation de transport pour $\overline{u'_z u'_z}$ obtenu par simulation LES avec les termes mesurés par Toutiaei <i>et al.</i> [94], dans la couche de mélange du jet	67
4.7. Comparaison du bilan de l'équation de transport pour $\overline{u'_r u'_r}$ obtenu par simulation LES avec les termes mesurés par Toutiaei <i>et al.</i> [94], dans la couche de mélange du jet	68
4.8. Comparaison du bilan de l'équation de transport pour $\overline{u'_\theta u'_\theta}$ obtenu par simulation LES avec les termes mesurés par Toutiaei <i>et al.</i> [94], dans la couche de mélange du jet	68
4.9. Détail des bilan estimés par la simulation LES dans le jet radial en $r/D = 2$	70
4.10. Comparaison des termes dominants dans les bilans des équations de transport pour $\overline{u'_r u'_r}$ (a) et $\overline{u'_z u'_z}$ (b) évalués dans le jet radial en $r/D = 2$	70
4.11. Termes de pressions évalués le long de l'axe de symétrie (simulation étudiée)	71
4.12. Termes de pressions évalués le long de l'axe de symétrie (données d'Hadžiabdić [43])	71
4.13. Hypothèse réalisée sur la corrélation $\overline{p_0 c_2}$ en proche paroi	73
4.14. Détail des bilan estimés par la simulation LES dans la région d'impact le long de l'axe de symétrie (en $r/D = 0.01$) pour les composantes axiales et radiales du tenseur de Reynolds	75
4.15. Bilan de l'énergie cinétique turbulente le long de l'axe de symétrie ($r/D = 0.01$) estimé par la simulation LES	76
4.16. Bilans en $r/D = 0.3$ estimés par la simulation LES	77
4.17. Schématisation des transferts énergétiques dans la région d'impact	78
4.18. Indicateur d'équilibre $\zeta_{\alpha\alpha}$ appliqué aux différents bilans	79
5.1. Évaluation des invariants \mathcal{P} , \mathcal{R} , \mathcal{Q} proposés par Manceau [67] sur les données LES du jet impactant	85
5.2. Évaluation de l'invariant \mathcal{I} selon la méthode de calcul de la normale	89
5.3. Tensions de Reynolds évaluées près de l'axe de symétrie (<i>i.e.</i> $r/D = 0.05$) par le modèle EBRSM avec et sans la correction M0	90
5.4. Tensions de Reynolds évaluées dans la couche de mélange (<i>i.e.</i> $r/D = 0.5$) par le modèle EBRSM avec et sans la correction M0	91
5.5. Tensions de Reynolds évaluées dans le jet radial (<i>i.e.</i> $r/D = 2.0$) par le modèle EBRSM avec et sans la correction M0	91
5.6. Distributions pariétales du nombre de Nusselt évaluée par le modèle EBRSM standard et la version corrigée M0	92
5.7. Tensions de Reynolds évaluées près de l'axe de symétrie (<i>i.e.</i> $r/D = 0.05$) par le modèle EBRSM avec et sans les corrections M0 et M1	93
5.8. Tensions de Reynolds évaluées dans la couche de mélange (<i>i.e.</i> $r/D = 0.5$) par le modèle EBRSM avec et sans les corrections M0 et M1	94
5.9. Tensions de Reynolds évaluées dans le jet radial (<i>i.e.</i> $r/D = 2.0$) par le modèle EBRSM avec et sans les corrections M0 et M1	94
5.10. Distributions pariétales du nombre de Nusselt évaluée par le modèle EBRSM standard et les versions corrigées M0 et M1	95
6.1. Tensions de Reynolds évaluées près de l'axe de symétrie (<i>i.e.</i> $r/D = 0.05$) par le modèle EBRSM avec prise en compte de la partie rapide de la diffusion par la pression d'après les modèles de la littérature	103

6.2.	Tensions de Reynolds évaluées dans la couche de mélange (<i>i.e.</i> $r/D = 0.5$) par le modèle EBRSM avec prise en compte de la partie rapide de la diffusion par la pression d'après les modèles de la littérature	104
6.3.	Tensions de Reynolds évaluées dans le jet radial (<i>i.e.</i> $r/D = 2.0$) par le modèle EBRSM avec prise en compte de la partie rapide de la diffusion par la pression d'après les modèles de la littérature	104
6.4.	Estimations <i>a priori</i> des différentes contributions au modèle proposé (composante D_{zz}^p)	107
6.4.	Estimations <i>a priori</i> des différentes contributions au modèle proposé (composante D_{zz}^p)	108
6.5.	Estimation <i>a priori</i> du modèle proposé (basé sur $\alpha = \beta = \gamma = \zeta = 1$) et prévision LES du terme de diffusion par la pression (composante D_{zz}^p)	108
6.6.	Tensions de Reynolds évaluées près de l'axe de symétrie (<i>i.e.</i> $r/D = 0.05$) par le modèle EBRSM avec prise en compte de la partie rapide de la diffusion par la pression d'après le modèle (6.25)	109
6.7.	Tensions de Reynolds évaluées dans la couche de mélange (<i>i.e.</i> $r/D = 0.5$) par le modèle EBRSM avec prise en compte de la partie rapide de la diffusion par la pression d'après le modèle (6.25)	110
6.8.	Tensions de Reynolds évaluées dans le jet radial (<i>i.e.</i> $r/D = 2.0$) par le modèle EBRSM avec prise en compte de la partie rapide de la diffusion par la pression d'après le modèle (6.25)	110
6.9.	Tensions de Reynolds évaluées près de l'axe de symétrie (<i>i.e.</i> $r/D = 0.05$) par le modèle EBRSM avec le terme de Craft & Launder	112
6.10.	Termes du bilan des équations de transport des tensions de Reynolds évalués dans la région d'impact ($r/D = 0.1$) à partir du modèle EBRSM avec la correction (6.28), <i>i.e.</i> la version avec pondération elliptique de la correction de Craft & Launder ; cas $c''_{w2} = 5.0$	113
6.11.	Tensions de Reynolds évaluées dans la couche de mélange (<i>i.e.</i> $r/D = 0.5$) par le modèle EBRSM avec le terme de Craft & Launder	113
6.12.	Tensions de Reynolds et rapport $k/\overline{u'_z u'_z}$ le long de l'axe de la configuration de référence d'après les données LES obtenues au chapitre 4	115
6.13.	Tensions de Reynolds évaluées près de l'axe de symétrie (<i>i.e.</i> $r/D = 0.05$) par le modèle EBRSM avec la modification proposée pour ϕ_{ij}^w	115
6.14.	Tensions de Reynolds évaluées dans la couche de mélange (<i>i.e.</i> $r/D = 0.5$) par le modèle EBRSM avec la modification proposée pour ϕ_{ij}^w	116
6.15.	Tensions de Reynolds évaluées dans le jet radial (<i>i.e.</i> $r/D = 2.0$) par le modèle EBRSM avec la modification proposée pour ϕ_{ij}^w	116
6.16.	Termes du bilan des équations de transport des tensions de Reynolds évalués dans la région d'impact ($r/D = 0.1$) à partir du modèle EBRSM avec la correction pour $\phi_{ij}^{w(r3)}$; cas $c''_{w2} = 10$	117
6.16.	Termes du bilan des équations de transport des tensions de Reynolds évalués dans la région d'impact ($r/D = 0.1$) à partir du modèle EBRSM avec la correction pour $\phi_{ij}^{w(r3)}$; cas $c''_{w2} = 10$	118
6.17.	Tensions de Reynolds évaluées près de l'axe de symétrie (<i>i.e.</i> $r/D = 0.05$) par le modèle M2 ; comparaison avec les modèles précédents	119
6.18.	Tensions de Reynolds évaluées dans la couche de mélange (<i>i.e.</i> $r/D = 0.5$) par le modèle M2 ; comparaison avec les modèles précédents	119
6.19.	Tensions de Reynolds évaluées dans le jet radial (<i>i.e.</i> $r/D = 2.0$) par le modèle M2 ; comparaison avec les modèles précédents	120
6.20.	Termes des bilans des équations de transport des tensions de Reynolds évalués à partir du modèle M2 dans la région d'impact ($r/D = 0.1$)	121
6.20.	Termes des bilans des équations de transport des tensions de Reynolds évalués à partir du modèle M2 dans la région d'impact ($r/D = 0.1$)	122

6.21. Distributions pariétales du nombre de Nusselt évaluée par le modèle EBRSM standard, les corrections M0 et M1 ainsi que le nouveau modèle M2	123
6.22. Champ de $\frac{Sk}{\varepsilon}$ calculé d'après les estimations de M1 et M2	124
6.23. Champ de $\frac{S^*k}{\varepsilon}$ calculé d'après les estimations de M1 et M2	125
6.24. Termes du bilan de l'équation de transport de la tension $\overline{u'_z u'_z}$ évalués à partir du modèle M3 dans la région d'impact ($r/D = 0.1$)	127
6.25. Tensions de Reynolds évaluées près de l'axe de symétrie (<i>i.e.</i> $r/D = 0.05$) par le modèle M3 ; comparaison avec les modèles précédents	128
6.26. Tensions de Reynolds évaluées dans la couche de mélange (<i>i.e.</i> $r/D = 0.5$) par le modèle M3 ; comparaison avec les modèles précédents	128
6.27. Tensions de Reynolds évaluées dans le jet radial (<i>i.e.</i> $r/D = 2.0$) par le modèle M3 ; comparaison avec les modèles précédents	129
6.28. Distributions pariétales du nombre de Nusselt évaluée par le modèle EBRSM standard, la corrections M1 ainsi que par les modèles M2 et M3	129
6.29. Tensions de Reynolds évaluées près de l'axe de symétrie (<i>i.e.</i> $r/D = 0.05$) par les variantes de test $T2$, $T3$ et $T0$; comparaison avec les modèles de base $M2$ et $M3$.	131
6.30. Distributions pariétales du nombre de Nusselt évaluée par les variantes de test $T2$, $T3$ et $T0$ ainsi que par les modèles de base $M2$ et $M3$	132
A.1. Termes de diffusion par la pression obtenus par simulation LES selon les deux méthodes d'estimation	142
B.1. Schéma de la cellule élémentaire 3D basée sur la cellule 2D axisymétrique	143

Table (exhaustive) des matières

Introduction	ix
I. État de l'art	1
1. Caractérisation du jet turbulent impactant sur une plaque plane	3
1.1. Notions de turbulence et de transferts de chaleur	3
1.1.1. Turbulence	3
1.1.2. Transferts de chaleur	6
1.2. Le jet impactant sur une plaque plane	6
1.2.1. Notions de base et structure de l'écoulement	7
1.2.2. Comportement aérothermique	8
Études stationnaires - Aspects thermiques	8
Études stationnaires - Aspects dynamiques	10
Études instationnaires - Phénoménologie	11
1.2.3. Termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds	12
Données dans la zone de jet libre	13
Données proche paroi	13
Données à l'impact et dans le jet de paroi	14
2. Modélisation de la turbulence	17
2.1. Fermeture au premier ordre des équations RANS	17
2.1.1. Modèle de Spalart-Allmaras	18
2.1.2. Modèles à deux équations : le $k - \varepsilon$ et le $k - \omega$	18
Le modèle $k - \varepsilon$	19
Le modèle $k - \omega$	19
2.1.3. Modèle en simple gradient pour la fermeture du flux de chaleur	20
2.1.4. L'anomalie de point d'arrêt	20
2.2. Modélisation au second ordre	21
2.2.1. Modèle pour le terme de redistribution	21
2.2.2. Modèle pour le terme de diffusion turbulente	24
2.2.3. Modèle pour le terme de dissipation	25
2.2.4. L'échelle caractéristique de la turbulence	25
2.2.5. Modèles pour la fermeture du flux de chaleur	26
2.3. Corrections de point d'arrêt	26
II. Démarche	31
3. Validation des outils	33
3.1. Mise en place du modèle EBRSM de Manceau ainsi que de l'archivage des termes du bilan dans le code CEDRE de l'ONERA	35
3.1.1. Le modèle EBRSM	35
3.1.2. Validation de la mise en place dans le code	36
3.1.3. Mise en place de l'archivage des termes du bilan	38
3.1.4. Vérification du comportement axisymétrique	38
3.1.5. Bilan de la mise en œuvre du modèle EBRSM dans le code CEDRE	40
3.2. Simulation de référence de la configuration d'étude	41
3.2.1. Mise en donnée	41
3.2.2. Prévisions du modèle	42

3.2.3.	Synthèse de la simulation EBRSM de référence	45
3.3.	Estimation de la distribution pariétale du nombre de Nusselt	47
3.3.1.	Discussion sur l'invariance du Nusselt avec la température de référence	47
3.3.2.	Méthode de calcul sélectionnée	48
3.3.3.	Application au cas de référence	49
3.3.4.	Résultats de l'analyse des méthodes d'estimation	51
3.4.	Détails de la reprise du calcul de P. Aillaud pour l'archivage des termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds	51
3.4.1.	Code de calcul, domaine et conditions limites	52
3.4.2.	Écoulement moyen dans le cœur du jet	54
3.4.3.	Résultats de l'analyse des champs moyen	55
4.	Bilan des tensions de Reynolds dans la zone d'impact du jet	57
4.1.	Méthodologie sélectionnée pour l'obtention des termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds	58
4.2.	Mise en place de l'archivage et du post-traitement des termes du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds	58
4.3.	Vérification de la convergence statistique des termes de bilan	62
4.4.	Évaluation des termes dominants l'équation de transport des tensions de Reynolds dans la région d'impact du jet	64
4.4.1.	Représentativité du bilan estimé par simulation LES	64
	Analyse du bilan dans la couche de mélange d'un jet libre	65
	Analyse du bilan en proche paroi	69
	Analyse du comportement des termes du bilan incluant la pression fluctuante au voisinage de la paroi dans la région d'impact	71
	Bilan de la vérification	74
4.4.2.	Échanges d'énergie entre les termes dominants du bilan de l'équation de transport des tensions de Reynolds dans la région d'impact	74
4.4.3.	Analyse des transferts énergétiques dans la région d'impact	78
4.4.4.	Cartographie des régions vérifiant l'équilibre $\Pi_{ij} \approx C_{ij} - P_{ij}$	79
4.5.	Analyse de la modélisation des termes dominants dans les bilans des tensions de Reynolds	80
5.	Mise en place d'une correction dynamique pour l'amélioration de la prévision des zones d'impact	83
5.1.	Sélection d'un senseur pour la description de la région d'impact	84
5.1.1.	Invariants de l'écoulement	84
5.1.2.	Calcul des invariants de l'écoulement d'après les données LES	85
5.1.3.	Choix du senseur le plus adapté basé sur l'analyse de cas modèles	86
5.2.	Mise en œuvre d'une correction d'impact dans le modèle EBRSM	87
5.2.1.	Rappels et choix du terme à corriger	87
5.2.2.	Mise en œuvre de la correction sur Π_{ij} dans le modèle EBRSM	88
	Traitement des termes de pression : la correction proposée	89
	Amélioration de la correction proposée : la correction M1	91
6.	Développement d'une modélisation pour les termes de pression dans la zone d'impact	97
6.1.	État de l'art de la modélisation de la diffusion par la pression	98
6.1.1.	État de l'art	99
6.1.2.	Analyse de la conformité des modèles proposés dans la littérature avec les contraintes liées à leur mise en œuvre dans un code de calcul	102
6.2.	Développement d'un modèle générique pour le transport turbulent de la partie rapide de la fluctuation de pression	105
6.2.1.	Dérivation du modèle générique	105

6.2.2. Analyse <i>a priori</i> du modèle proposé	107
6.2.3. Intégration dans le modèle EBRSM	108
6.3. Modification du modèle de paroi pour la redistribution dans la zone d'impact du jet	110
6.4. Effets conjoints des modèles de diffusion par la pression et de redistribution parié- tale sur la prévision aérothermique de la configuration d'impact	118
6.5. Déclinaison du modèle basée sur la régularisation du senseur d'impact	123
6.6. Discussion sur les flux de chaleur turbulents	130
Discussion et ouverture	135
A. Estimation des termes diffusifs par la simulation LES	141
B. Note sur la correction de la fonctionnalité axisymétrique	143
Bibliographie	145
Nomenclature	151
Table des figures	157
Table (exhaustive) des matières	160
Résumé	164
Abstract	164

Résumé

Le refroidissement par impact constitue une des méthodes les plus efficaces pour extraire de la chaleur d'un matériau. C'est pourquoi l'utilisation de jets impactant une surface est largement répandue dans les systèmes industriels, que ce soit dans les domaines des transports, en électronique ou bien pour la fabrication de certains matériaux. Une bonne modélisation de la turbulence et des échanges de chaleur par impact de jet est donc nécessaire afin de dimensionner au mieux les systèmes. À ce titre, la modélisation au second ordre de la turbulence (RSM) est privilégiée dans cette étude car elle permet de capter la physique complexe de la région d'impact contrairement aux modèles au premier ordre. Toutefois, les mécanismes à l'origine de l'évolution des tensions de Reynolds dans cette zone restent mal connus et les prévisions aérothermiques surestiment largement le niveau de turbulence et les échanges de chaleur pariétaux. Cette thèse vise à contribuer à l'amélioration de cette prévision. Pour cela, une simulation des grandes échelles de la turbulence est réalisée afin de mettre en lumière les termes dominant le bilan des équations de transport des tensions de Reynolds dans la région d'impact. Il est ainsi montré que le terme de diffusion par la pression est responsable des flux d'énergie cinétique turbulente, en particulier loin de la paroi. Ce résultat nouveau remet notamment en cause les hypothèses classiques de la modélisation des flux diffusifs. Un équilibre entre les termes de pression (redistribution, diffusion par la pression), la convection et la production est également mis en évidence. Une correction simple imposant cet équilibre est alors proposée pour les modèles au second ordre à pondération elliptique. D'autre part, une modélisation de la diffusion par la pression est aussi proposée. Celle-ci est associée à une modification de la redistribution pariétale afin d'absorber le flux d'énergie qui en découle. La prise en compte du terme de diffusion par la pression permet de reproduire plus fidèlement les mécanismes physiques de la région d'impact, et ainsi d'améliorer de manière significative les prévisions aérothermiques.

Abstract

Impingement cooling is one of the most efficient method for heat extraction from a material. Therefore, the use of impinging jets on a surface is widely used in industrial systems, whether in the field of transportation, electronics or material manufacturing. Thus, a correct modeling of turbulence and heat transfer is necessary in order to improve impingement system dimensioning. In this regard, second moment closure of turbulence (Reynolds-stress models) is preferred in this study since it is able to capture the complex physics of impingement contrary to first moment closures. Nevertheless, the mechanisms responsible for the evolution of the Reynolds stresses in the impingement area remain poorly understood. Thus, aerothermal forecasts significantly overestimate the turbulent kinetic energy and the heat transfer coefficient on such configurations. This work is a contribution to the improvement of these estimations. For this purpose, a large eddy simulation is performed in order to highlight the dominant contributors to the budgets of the Reynolds-stress transport equations inside the impingement region. It is shown that pressure diffusion is responsible for turbulent kinetic energy fluxes in this area, particularly away from the walls. This new finding challenges the classical assumptions of turbulent flux modeling. Moreover, a balance between the convection, production and pressure terms (redistribution, pressure diffusion) is evidenced. Thus, a simple correction that imposes this equilibrium in elliptic blending Reynolds-stress models is provided. On the other hand, a proposal for the modeling of pressure diffusion is made. It is associated with a modification of the wall model for the redistribution to absorb the extra pressure fluxes from the new model. Taking pressure diffusion into account leads to a better description of the physical mechanisms of the impingement and thus, to a significant improvement of aerothermal predictions.

