

Energie cinétique et transfert de chaleur au sein des récepteurs solaires

Dorian DUPUY*, Najla EL GHARBI, Adrien TOUTANT, Françoise BATAILLE

Laboratoire PROMES-CNRS (UPR 8521), Tecnosud-Rambla de la thermodynamique, 66100 Perpignan - France

Université de Perpignan via Domitia

*(auteur correspondant : dorian.dupuy@promes.cnrs.fr)

Résumé - On se propose dans cet article d'exprimer la demi-trace du tenseur de corrélations de vitesse pour les écoulements turbulents fortement anisotherme. Le nombre de Reynolds turbulent moyen est égal à 180. Les différents termes sont décomposés de manière à retrouver ceux présents dans le cas incompressible. Cela permet de se rapprocher, à des fins de validation, de l'écriture des termes dans le cas incompressible présente dans la littérature. L'étude allie développement analytique et simulation numérique. La simulation numérique directe est utilisée afin de tracer les profils de la production, de la dissipation, de la diffusion turbulente et de la diffusion visqueuse pour les cas isotherme et anisotherme.

Nomenclature

e	Demi-trace du tenseur des corrélations de vitesse, m^2/s^2	<i>Symboles grecs</i>	
h	Demi-hauteur du canal, m	μ	Viscosité dynamique, Pa s
\mathcal{P}	Production, m^2/s^2	ν	Viscosité cinématique, m^2/s
P	Pression dynamique, Pa	Π	Corrélation pression-divergence, m^2/s^2
Ma	Nombre de Mach	ρ	Masse volumique, kg/m^3
Re	Nombre de Reynolds	Σ_{ij}	Tenseur des contraintes de cisaillement, Pa
Re_τ	Nombre de Reynolds turbulent	ε	Dissipation, m^2/s^2
S_{ij}	Tenseur des déformations, 1/s	φ	Transfert interne à la vitesse, m^2/s^2
T	Température, K	<i>Indices et exposants</i>	
U	Vitesse, m/s	$\bar{\cdot}$	Opérateur de moyenne statistique
U_τ	Vitesse de frottement, m/s	$'$	Valeur fluctuante
\bar{U}	Vitesse moyenne, m/s	$+$	Adimensionnement
u'	Fluctuation de vitesse, m/s	c	Chaud
x	Direction longitudinale	f	Froid
y	Direction perpendiculaire aux parois	I	Incompressible
z	Direction transverse	Γ	Thermique
		ω	Relatif à la paroi

1. Introduction

Les écoulements dans les récepteurs solaires sont caractérisés par leur nature turbulente et un fort gradient thermique, en raison du chauffage asymétrique du récepteur. Dans le cadre du développement de nouveaux récepteurs solaires et afin d'améliorer leurs performances, il est important de connaître les écoulements turbulents convectifs ayant lieu en leur sein. Dans les études précédentes [1][2][3], nous avons mis en évidence que le couplage entre la vitesse et la température modifie les statistiques de la turbulence ou, en d'autres termes, que l'ensemble des champs moyen et turbulent de la vitesse et de la température sont affectés par la présence d'un fort gradient thermique.

En continuité de ces travaux, une écriture de l'équation d'évolution de la demi-trace du tenseur des corrélations de vitesse dans le domaine spatial a été réalisée. Cette quantité, définie comme la demi-somme des carrés des fluctuations de vitesse, est un paramètre fondamental des écoulements turbulents. Dans cet article, on présente l'influence du gradient de température sur les différents termes de l'équation des corrélations de vitesse. Après cette étude théorique, les résultats de simulations numériques directes seront comparés avec la littérature pour la partie isotherme et analysés pour la partie anisotherme.

2. Paramètres d'étude

2.1. Géométrie étudiée et conditions aux limites

On considère un écoulement turbulent fortement anisotherme. Le nombre de Reynolds turbulent, calculé à partir de la vitesse de frottement à la paroi, $Re_\tau = U_\tau h/\nu$, est égal à 180. La géométrie étudiée est l'une des plus simples qui soit représentative des phénomènes physiques présents dans les récepteurs solaires : le canal plan bipériodique. Elle est constituée de deux parois planes parallèles entre elles, formant un domaine parallélépipédique rectangle. Les deux parois sont séparées d'une distance $2h$ avec $h = 0,014923$ m, valeur représentative de la demi-hauteur d'un récepteur solaire [5].

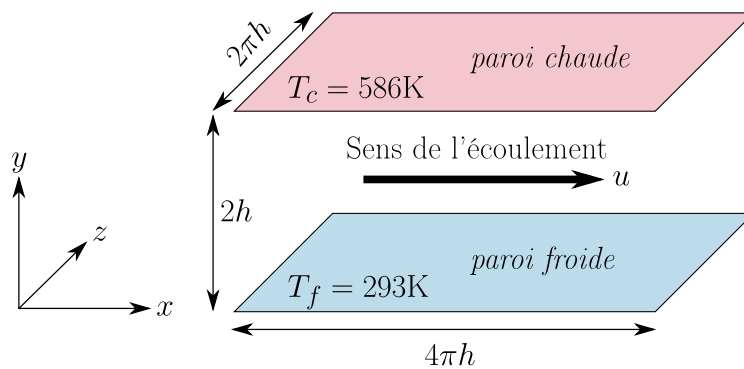


Figure 1 : Représentation de la géométrie étudiée : le canal plan bipériodique.

On note y la direction perpendiculaire aux parois, x la direction dans laquelle se fait l'écoulement et z la direction transverse. Les directions x et z sont des directions de périodicité. L'écoulement étant par ailleurs statistiquement stationnaire, toutes les grandeurs statistiques de l'écoulement ne vont varier que suivant la direction y .

Le débit est imposé dans le canal de manière à avoir un nombre de Reynolds turbulent moyen de 180. La température est imposée sur les parois à 293 K pour la paroi froide et 586 K pour la paroi chaude. On a par ailleurs sur les parois une condition de non-glissement (vitesse nulle à la paroi) et sur les quatre autres faces du domaine des conditions aux limites périodiques.

La géométrie est représentative de manière très simplifiée d'un écoulement dans un récepteur solaire. Elle reproduit la nature turbulente de l'écoulement et le fort gradient de température. Les conditions aux limites périodiques permettent de s'affranchir des dimensions du récepteur dans les directions longitudinales et transverses pour se focaliser sur la direction perpendiculaire aux parois, direction du gradient de température.

2.2. Outil de simulation

L’outil utilisé pour réaliser les simulations est TrioCFD, code de calcul de CFD (Computational Fluid Dynamics) [6]. C’est un code C++ modulaire et ouvert qui permet de réaliser des calculs massivement parallèles. Il permet des simulations numériques directes (DNS), des grandes échelles (LES) et de type *Reynolds averaged Navier-Stokes* (RANS). Il permet également la résolution par la méthode des volumes finis (VDF) ou la méthode des éléments finis (VEF)

Dans notre cas, on utilisera une discrétisation de type VDF, où tous les scalaires sont discrétisés au centre des éléments et les composantes de la vitesse au centre des faces auxquelles elles sont perpendiculaires. Un schéma Runge-Kutta du troisième ordre est utilisé pour le temps, un schéma centré d’ordre 2 pour la convection de la vitesse et un schéma QUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinetics [7]) d’ordre 3 pour la convection des grandeurs scalaires.

2.3. Caractéristiques des simulations réalisées

Le maillage choisi est régulier dans les directions transverses et longitudinales et suit une loi en tangente hyperbolique dans la direction anisotrope. Il comprend au total 5 millions de mailles. La simulation réalisée est une simulation numérique directe (DNS) anisotherme avec un ratio de température de 2 entre les deux parois. A des fins de validations par comparaison à la littérature présente en isotherme [4], on réalise également la même simulation dans le cas isotherme à 293 K en conservant le nombre de Reynolds turbulent moyen à 180.

2.4. Hypothèses et procédure

Dans les récepteurs solaires, les forts gradients de température et les faibles vitesses permettent d’utiliser l’approximation du faible nombre de Mach ($Ma < 0,3$) aussi appelée hypothèse de quasi-compressibilité. En utilisant la méthode de Paolucci [9], cette hypothèse est utilisée pour exclure les termes acoustiques. Elle est valable pour nombre de Mach inférieur à 0,3.

Le fluide considéré est l’air. La gravité est négligée. Les propriétés du fluide varient avec la température. La loi de Sutherland est utilisée pour décrire les variations de viscosité du fluide :

$$\mu = 1,461 \cdot 10^{-6} \frac{T^{1,5}}{T + 111} \quad (1)$$

Elle est valide pour l’air pour des températures comprises entre 220 K et 1900 K. La conductivité en est déduite du nombre de Prandlt Pr , constant et égal à 0,7 :

$$\lambda(T) = \frac{C_p \mu(T)}{Pr} \quad (2)$$

La capacité calorifique du fluide est constante $C_p = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$. La loi des gaz parfaits est utilisée pour les variations de masse volumique.

Ces approximations nous permettent d’écrire l’équation d’évolution de la demi-trace du tenseur des corrélations de vitesse dans le domaine spatial. Les différents termes seront décomposés de manière à retrouver les termes présents dans le cas incompressible. Ceci permettra de faire apparaître les termes spécifiques au couplage entre la vitesse et la température dans ce type d’écoulement, notamment les termes non nuls car l’hypothèse d’incompressibilité n’est plus applicable ou du fait des variations des propriétés du fluide avec la température.

3. Etude et analyse

3.1. Écriture générale

On note e la demi-trace du tenseur des corrélations instantanées des fluctuations de vitesse :

$$e = \frac{1}{2} u'_i u'_i \quad (3)$$

La demi-trace du tenseur des corrélations de vitesse \bar{e} , moyenne statistique de e , est un indicateur de l'intensité de la turbulence [8]. Elle est définie par :

$$\bar{e} = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (4)$$

Dans la littérature, cette quantité est associée à l'énergie cinétique turbulente pour les écoulements incompressibles isothermes.

L'équation d'évolution de la demi-trace du tenseur des corrélations de vitesse du mouvement d'agitation s'écrit dans le domaine spatial sous la forme générale suivante :

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = \bar{\varphi} + \bar{\mathcal{P}} + \bar{\Pi} + \bar{\varepsilon} \quad (5)$$

où :

- $\bar{\mathcal{P}}$ représente la production, interaction entre le mouvement moyen et le mouvement d'agitation,

$$\bar{\mathcal{P}} = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \quad (6)$$

- $\bar{\varepsilon}$ correspond à la dissipation, échange irréversible de la vitesse vers l'énergie interne,

$$\bar{\varepsilon} = -\frac{\overline{\Sigma_{ij} \partial u'_i}}{\rho \partial x_j} \quad (7)$$

avec Σ_{ij} est le tenseur des contraintes de cisaillement donné pour un fluide newtonien par,

$$\Sigma_{ij} = 2\mu S_{ij} - \frac{2\mu}{3} S_{kk} \delta_{ij} \quad (8)$$

et,

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (9)$$

- $\bar{\Pi}$ est la corrélation pression-dilatation, interaction réversible entre la vitesse et l'énergie interne,

$$\bar{\Pi} = \frac{\overline{P \partial u'_i}}{\rho \partial x_i} \quad (10)$$

- $\bar{\varphi}$ représente les différents termes de transfert, échange interne à la vitesse,

$$\bar{\varphi} = -\underbrace{\frac{\partial \overline{e u'_y}}{\partial y}}_{\bar{\varphi}^t} + e \underbrace{\frac{\partial u'_j}{\partial x_j}}_{\bar{\varphi}^f} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P u'_i}}{\partial x_i}}_{\bar{\varphi}^p} + \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{\Sigma_{ij} u'_i}}{\partial x_j}}_{\bar{\varphi}^\nu} - \underbrace{\overline{U_y} \frac{\partial \bar{e}}{\partial y}}_{\bar{\varphi}^a} \quad (11)$$

On note $\bar{\varphi}^t$ la diffusion turbulente, $\bar{\varphi}^f$ la corrélation demi-trace du tenseur des corrélations de vitesse-dilatation, $\bar{\varphi}^p$ la diffusion par la pression, $\bar{\varphi}^\nu$ la diffusion visqueuse et $\bar{\varphi}^a$ l'advection par le mouvement moyen.

Du point de vue de la modélisation, la connaissance des mécanismes de transfert, de production et de dissipation permet de proposer des améliorations des modèles de prédiction de la turbulence. Par la suite, on va étudier chaque terme indépendamment.

3.2. Développement

Les termes non nuls en isotherme sont décomposés de manière à retrouver les termes présents dans le cas incompressible. Pour cela, on remarque qu'en isotherme, la moyenne statistique de la vitesse \overline{U}_y dans la direction perpendiculaire aux parois est nulle. Par ailleurs, on cherche, lorsque c'est possible, à décomposer les termes en isolant la part nulle en isotherme de part les variations ou les fluctuations des propriétés du fluide, viscosité et masse volumique, liées aux variations de température. Pour cela, on dissocie la viscosité et la masse volumique en partie moyenne et fluctuations, $\nu = \bar{\nu} + \nu'$ et $\rho = \bar{\rho} + \rho'$.

La production est décomposé en une partie incompressible $\overline{\mathcal{P}}_I$ et une partie thermique $\overline{\mathcal{P}}_\Gamma$, $\overline{\mathcal{P}} = \overline{\mathcal{P}}_I + \overline{\mathcal{P}}_\Gamma$ avec,

$$\overline{\mathcal{P}}_I = - \overline{u'_x u'_y} \frac{\partial \overline{U}_x}{\partial y} \quad (12)$$

$$\overline{\mathcal{P}}_\Gamma = - \overline{u'_y u'_y} \frac{\partial \overline{U}_y}{\partial y} \quad (13)$$

De la même manière, on décompose la dissipation du mouvement d'agitation $\bar{\varepsilon}$ en une partie incompressible $\bar{\varepsilon}_I$ et une partie thermique $\bar{\varepsilon}_\Gamma$, $\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_I + \bar{\varepsilon}_\Gamma$ avec,

$$\bar{\varepsilon}_I = - \bar{\nu} \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} - \bar{\nu} \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i}} \quad (14)$$

$$\bar{\varepsilon}_\Gamma = - \nu' \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}} - \nu' \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i}} + \frac{2\nu}{3} \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \frac{\partial U_j}{\partial x_j}} \quad (15)$$

Les deux premiers termes de $\bar{\varepsilon}_\Gamma$ sont nuls en isotherme car il font apparaître des fluctuations de viscosité et le troisième car il fait intervenir la divergence de la vitesse.

La diffusion visqueuse du mouvement d'agitation est décomposée de la manière suivante,

$$\overline{\varphi^\nu} = \overline{\varphi^{\nu}_I} + \overline{\varphi^{\nu}_{\partial\bar{\nu}}} + \overline{\varphi^{\nu}_Z} + \overline{\varphi^{\nu}_{\partial\rho}} \quad (16)$$

avec,

$$\overline{\varphi^{\nu}_I} = \bar{\nu} \frac{\partial^2 \bar{\varepsilon}}{\partial y^2} + \bar{\nu} \frac{\partial}{\partial y} \overline{u'_i \frac{\partial u'_y}{\partial x_i}} \quad (17)$$

$$\overline{\varphi^{\nu}_{\partial\bar{\nu}}} = \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial y} \frac{\partial \bar{\nu}}{\partial y} + \overline{u'_i \frac{\partial u'_y}{\partial x_i} \frac{\partial \bar{\nu}}{\partial y}} \quad (18)$$

$$\overline{\varphi^{\nu}_Z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{\nu' \frac{\partial \varepsilon}{\partial y}} + \overline{\nu' u'_i \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial y}} + \overline{\nu' u'_i \frac{\partial \overline{U}_y}{\partial x_i}} - \frac{2\nu}{3} \overline{u'_y \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i}} \right) \quad (19)$$

$$\overline{\varphi^{\nu}_{\partial\rho}} = \frac{\nu}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_j} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} + \frac{\nu}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} \overline{u'_i \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial y}} + \frac{\nu}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_j} \overline{u'_i \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i}} - \frac{2\nu}{3\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \overline{u'_i \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_j}} \quad (20)$$

L'indice I correspond au terme présent dans le cas incompressible, $\partial\bar{\nu}$ dénote un terme nul en

isotherme de part l'absence de variations de la viscosité moyenne et $\partial\rho$ des variations de la masse volumique. Les deux premiers termes de φ_Z^p sont nuls en isotherme car il font apparaître des fluctuations de viscosité et le troisième car il fait intervenir la divergence de la vitesse.

Enfin, la diffusion par la pression du mouvement d'agitation est décomposé en,

$$\overline{\varphi^p} = \overline{\varphi_I^p} + \overline{\varphi_{\partial\bar{\rho}}^p} + \overline{\varphi_Z^p} + \overline{\varphi_{\partial\rho}^p} \quad (21)$$

avec,

$$\overline{\varphi_I^p} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial y} \overline{u'_y P} \quad (22) \quad \overline{\varphi_{\partial\bar{\rho}}^p} = \frac{\overline{u'_y P}}{\bar{\rho}^2} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial y} \quad (23)$$

$$\overline{\varphi_Z^p} = \frac{\partial}{\partial y} \frac{\overline{u'_y P \rho'}}{\bar{\rho}(\bar{\rho} + \rho')} \quad (24) \quad \overline{\varphi_{\partial\rho}^p} = -\frac{u'_i P}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \quad (25)$$

où le terme $\overline{\varphi_Z^p}$ est nul en isotherme car les fluctuations de masse volumique y sont inexistantes.

La décomposition de l'équation générale (5) en partie purement incompressible et partie thermique permet d'étudier séparément l'influence sur la demi-trace du tenseur des corrélations de vitesse du gradient thermique sur les termes isothermes notamment du fait de la modification des champs de vitesse et la contribution des termes spécifiques du cas anisotherme.

4. Résultats

Les résultats de la simulation numérique, d'un écoulement dans un canal plan bipériodique anisotherme, des différents termes de la demi-trace du tenseur des corrélations de vitesse sont présentés sur la figure 2. Les profils de la production, de la dissipation incompressible, de la diffusion turbulente, de la diffusion par la pression incompressible et de la diffusion visqueuse incompressible sont tracés des cotés chaud et froid et sont comparés aux profils obtenus dans le cas isotherme. Ces derniers peuvent être comparés aux résultats obtenus par Moser *et al.* [4].

Sur toutes ces figures, on utilise un adimensionnement classique basé sur les propriétés du fluide à la paroi. Ainsi, la distance à la paroi adimensionnée est,

$$y^+ = \frac{y U_\tau}{\nu_\omega} = Re_\tau \frac{y}{h} \quad (26)$$

avec,

$$U_\tau = \sqrt{\left. \frac{\overline{\mu_\omega}}{\overline{\rho_\omega}} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} \right|_\omega} \quad (27)$$

L'ensemble des termes tracés sur la figure 2 sont implicitement adimensionnés par U_τ^4/ν_ω . Les valeurs de ν_ω et U_τ sont calculées à la paroi chaude pour le profil côté chaud et à la paroi froide pour le profil côté froid.

L'analyse générale des courbes montre un accord entre nos résultats dans le cas incompressible avec ceux de Moser *et al.* [4]. Dans le cas anisotherme, le fort gradient de température génère une asymétrie entre les profils côté chaud et côté froid. L'effet du gradient de température se manifeste de manière similaire pour chaque terme. Tout d'abord, le comportement général des termes n'est jamais radicalement modifié. Ensuite, l'amplitude du terme en valeur absolue est réduite du côté chaud par rapport au cas isotherme et elle est accrue du côté froid. Enfin, la position des extremum locaux est décalée vers le centre du canal du côté froid et vers la paroi du côté chaud.

Il est important de noter que la modification de l'amplitude des termes ne peut pas s'expliquer par une augmentation du niveau de turbulence du côté froid et une diminution du côté chaud liées aux variations de viscosité avec la température. En effet, l'adimensionnement utilisé prend en compte les modifications du nombre de Reynolds local entre les deux cotés du canal. L'impact du gradient de température sur les termes s'explique donc par une interaction plus complexe entre la thermique et la dynamique de l'écoulement, génératrice de fluctuations [10].

Sur la figure 2, est également représenté le bilan des différents termes de l'équation d'évolution de la demi-trace du tenseur des corrélations de vitesse. L'écoulement étant statistiquement sta-

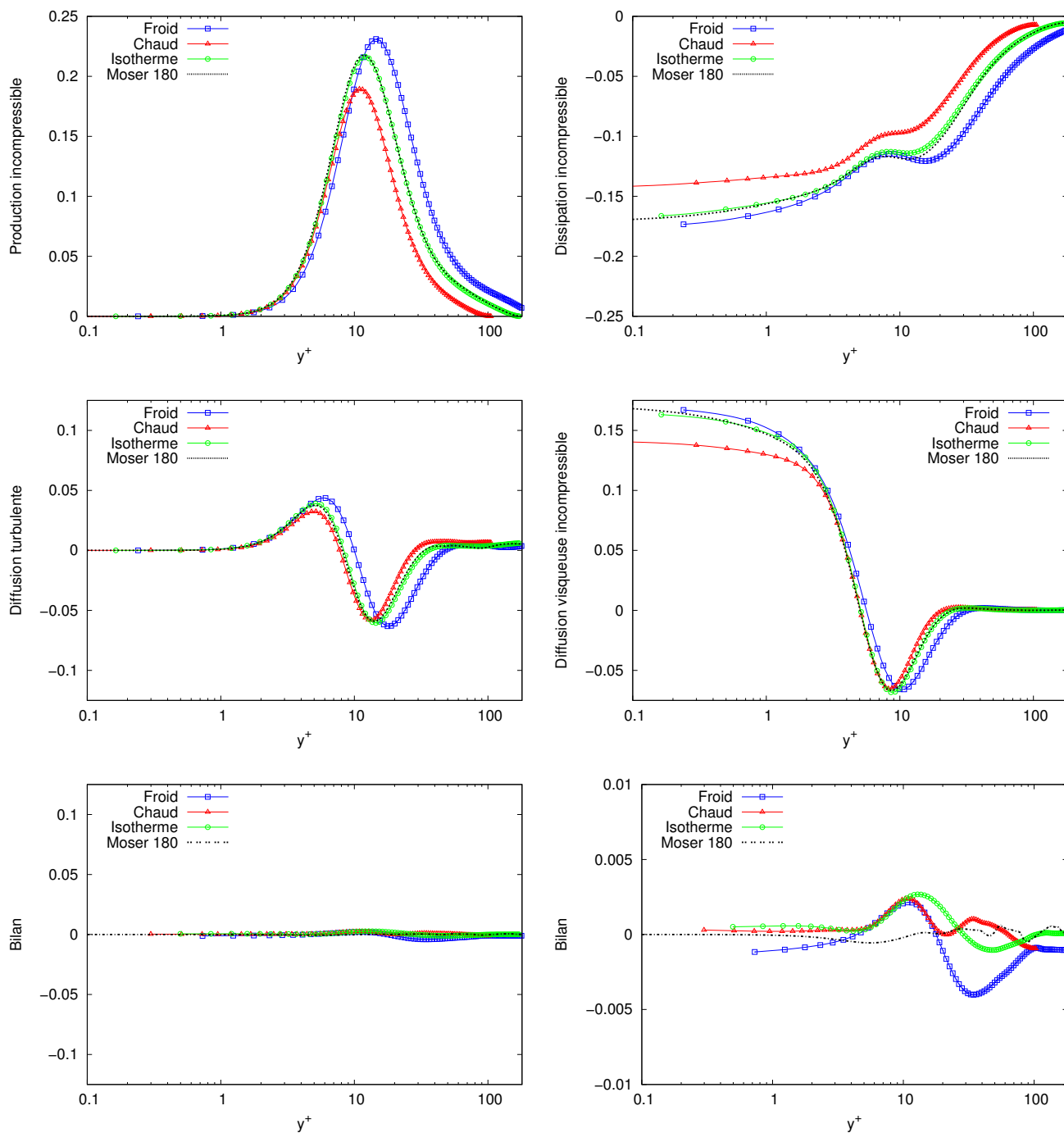


Figure 2 : Présentation des différents termes de la demi-trace du tenseur des corrélations de vitesse.

tionnaire, le bilan doit donc être nul en vertu de l'équation (5). Il est ici représenté comme indicateur de la qualité des statistiques obtenues. Les amplitudes obtenues pour le bilan sont très faibles devant l'amplitude des termes.

5. Conclusion et perspectives

Dans cet article, simulations numériques directes et développements analytiques sont utilisés pour étudier l'influence de l'interaction entre la turbulence et les gradients importants de température sur l'écoulement. En particulier, l'influence du gradient de température sur les termes de l'équation de la demi-trace du tenseur des corrélations de vitesse est analysée. Pour permettre cette analyse, une décomposition particulière des différents termes de cette équation a été développée. La modification des termes de cette équation est due à une interaction complexe entre le gradient thermique et le champ de vitesse, et non un simple effet du nombre de Reynolds. Une meilleure compréhension de cette interaction est nécessaire au développement de modèles de type $k-\varepsilon$ adaptés aux écoulements turbulents fortement anisothermes des récepteurs solaires.

Références

- [1] S. Serra, A. Toutant, F. Bataille, Y. Zhou. Turbulent kinetic energy spectrum in very anisothermal flows, *Physics letter A* (2012) 3177-3184.
- [2] A. Toutant, F. Bataille. Turbulence statistics in a fully developed channel flow submitted to a high temperature gradient, *International Journal of Thermal Sciences* (2013) 104-118.
- [3] F. Aulery, A. Toutant, F. Bataille, Y. Zhou. Energy transfer process of anisothermal wall-bounded flows, *Physics Letters A* (2015) 1520-1526.
- [4] R. D. Moser, J. Kim, N. N. Mansour. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re=590$, *Phys. Fluids* (2010) 640-655.
- [5] X. Daguene-Frick, Etudes numériques et expérimentales des écoulements turbulents dans les échangeurs à chauffage asymétrique. Application aux récepteurs solaires à haute température., Ph. D. thesis, Université de Perpignan Via Domitia (2011).
- [6] TrioCFD webpage : <http://www-trio-u.cea.fr>
- [7] B. Leonard, A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, (1979) 59-98.
- [8] P. Chassaing, Turbulence en mécanique des fluides, *Cépaduès-Edition* (2000).
- [9] S. Paolucci, On the filtering of sound from the Navier-Stokes equations, *Sandia National Laboratories report SAND82-8257* (1982).
- [10] S. Serra, Couplage écoulements pariétaux et transferts thermiques dans les récepteurs solaires par simulations numériques fines, Ph. D. thesis, Université de Perpignan Via Domitia (2009).

Remerciements

Ces travaux ont bénéficié d'un accès aux moyens de calcul du CINES au travers de l'allocation de ressources 2015-c20152a5099 attribuée par GENCI (Grand Équipement National de Calcul Intensif). Nous remercions l'équipe Trio_U du CEA pour la mise à disposition et le développement du code de calcul Trio_U.