

# Simulation des Grandes Echelles de l'interaction onde de choc / couche limite turbulente sur plaque plane

Guillaume Aubard<sup>a</sup>, Xavier Gloerfelt<sup>a</sup>, Jean-Christophe Robinet<sup>a</sup>

a. Arts et Métiers ParisTech, laboratoire DynFluid, 151 Bd de l'Hôpital, PARIS

## Résumé :

*Une interaction onde de choc / couche limite turbulente (ICCLT) de forte intensité induit un décollement de la couche limite incidente et la création d'un bulbe de recirculation fréquemment sujet à l'apparition d'instationnarités basses fréquences. L'étude propose une stratégie numérique par Simulation des Grandes Échelles (SGE) à la fois peu dissipative et de faible coût afin de pouvoir étudier la dynamique basse fréquence de cette interaction. La stratégie numérique adoptée permet de simuler de nombreuses périodes de l'oscillation basse fréquence du choc réfléchi et ainsi d'accéder à une première analyse du phénomène.*

## Abstract :

*When the pressure jump induced by a Shock Wave / Turbulent Boundary Layer Interaction (SWTBLI) is sufficiently large, the associated adverse pressure gradient leads to the separation of the incoming boundary layer. The separation bubble is frequently subjected to low-frequency unsteadiness. A numerical strategy based on Large-Eddy Simulation (LES), which is both accurate and cost-effective is proposed in the present study. Thanks to this strategy, several low-frequency cycles of the reflected shock can be computed, making a first analysis possible.*

**Mots clefs :** Interaction onde de choc / couche limite; Simulation des Grandes Echelles; Instationnarités

## 1 Introduction

De nombreuses applications industrielles telles que les entrées d'air supersoniques ou les aubes de turbomachines présentent des interactions entre des ondes de chocs et des couches limites en général turbulentes. L'impact du choc entraîne le décollement de la couche limite et la création d'un bulbe de recirculation sujet à l'apparition d'instationnarités basses fréquences ayant un impact négatif sur les performances du système concerné.

Longtemps limitées à des simulations de type Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS), les capacités informatiques actuelles rendent les études par Simulation des Grandes Echelles (SGE) accessibles sur de telles configurations. De telles simulations nécessitent de mettre au point des méthodes à la fois précises et robustes. De plus, la forte disparité d'échelles (il est nécessaire de résoudre environ deux décades de fréquences) rendent cette approche encore complexe et coûteuse. Cette étude propose une stratégie numérique présentant les qualités nécessaires à ce type simulation tout en étant d'un coût CPU faible, rendant ainsi accessible l'étude de la dynamique basse fréquence du cas d'interaction onde de choc / couche limite turbulente (ICCLT).

L'objectif est de trouver un compromis entre résolution spatiale et intégration temporelle, indispensable pour simuler de nombreuses périodes de l'oscillation basse fréquence du choc réfléchi et ainsi étudier la dynamique basse fréquence et notamment le lien entre cette dernière et la couche de mélange générée par le bulbe de recirculation.

## 2 Stratégie numérique

La nécessité de résoudre les fines échelles de la turbulence et de capturer plusieurs périodes de l'oscillation basse fréquence implique l'emploi d'algorithmes numériques de faibles coûts. Une approche par Simulation Numérique Directe (SND) reste encore trop coûteuse pour l'étude de la dynamique basse fréquence et une approche par Simulation des Grandes Echelles (SGE) des équations de Navier-Stokes compressibles a donc été retenue. L'algorithme de résolution adopté pour cette étude, couramment employé en aéroacoustique [3], l'est encore peu en régime supersonique. La stratégie par SGE combine des schémas aux différences finies centrés aux propriétés quasi-spectrales avec l'emploi d'un filtrage sélectif. Cette approche par filtrage sans ajout d'un modèle de sous-maille possède des points communs avec les tendances actuelles de la SGE. Mathew et al. [10] ont en effet montré que l'effet global d'un modèle ADM (Approximate Deconvolution Model) revient à une convolution par un filtre explicite. De plus, l'effet de régularisation engendré par le filtre sélectif est très proche de celui d'un modèle ADM, et ce malgré le choix d'une amplitude de filtrage constante. Mais les échelles résolues n'étant pas affectées par le filtre, la valeur exacte du coefficient de filtrage n'est pas cruciale [2]. Kawai et al. [7] ont également montré que les modèles de sous-maille basés sur une approximation de Boussinesq ont tendance à créer une dissipation excessive pour des nombres de Reynolds modérés. Cette stratégie se révèle ainsi peu coûteuse étant donné que des modèles plus élaborés peuvent induire un coût CPU supplémentaire de 20%.

### 2.1 Capture de choc

Les schémas centrés aux différences finies ont tendance à générer des oscillations de Gibbs en présence de discontinuités et une méthode de capture de choc est donc nécessaire pour traiter le cas d'IC-CLT. Les schémas WENO (weighted essentially nonoscillatory) d'ordres élevés sont souvent employés dans les simulations d'interaction choc-turbulence en raison de leur caractère robuste. Ces méthodes coûteuses se sont cependant révélées trop dissipatives pour la simulation par SGE ou SND [12]. Les méthodes de viscosité artificielle constituent alors, du fait de leur faible coût, une alternative attirante. Une méthodologie proche de l'algorithme Adaptative Nonlinear Artificial Dissipation (ANAD) de Kim et Lee [8], proposée récemment par Bogey et al. [4] (ANSF pour Adaptative Nonlinear Selective Filtering), a été retenue pour cette étude. Le terme de dissipation artificielle est ici remplacé par une opération de traitement du signal réalisée à chaque itération temporelle. L'amplitude du filtrage est alors déterminée à partir des variables de l'écoulement. Un avantage de cette méthode est la possibilité d'appliquer l'opération de filtrage successivement dans chaque direction. Le comportement de la méthode en maillage non-uniforme est ainsi plus satisfaisant que dans le cas de l'ANAD. Le choix a été fait pour cette étude de coupler le senseur originel de la méthode à un senseur de Ducros modifié par Bhagatwala et Lele [1] afin notamment de ne pas affecter la zone de détente en aval du choc réfléchi.

### 2.2 Condition d'entrée turbulente

Les simulations par SGE nécessitent la prescription de conditions d'entrée instationnaires tridimensionnelles efficaces, afin de générer rapidement une turbulence pariétale réaliste. Une approche classiquement employée est la méthode de rescaling/recycling de Lund et al. [9]. Cette méthode force cependant l'écoulement avec une fréquence privilégiée ce qui la rend peu adaptée pour une analyse de la dynamique basse fréquence de l'ICCLT. Le choix s'est donc porté sur une méthode de turbulence synthétique de type Synthetic Eddy Method (SEM) proposée par Jarrin et al. [6], dans laquelle des fluctuations artificielles sont superposées à un champ moyen. Le champ stochastique est obtenu par une superposition aléatoire de spots gaussiens dont les échelles spatio-temporelles dépendent de la distance à la paroi comme décrit dans Pamiès et al. [11]. Les moments d'ordre deux sont imposés à travers une décomposition de Cholesky du tenseur de Reynolds. Enfin, des fluctuations de masse volumique sont introduites à partir des fluctuations de vitesse en utilisant la Strong Reynolds Analogy (SRA) [5] (la paroi est adiabatique).

La SND de Pirozzoli et al. [14] à  $M_\infty = 2.25$  et  $Re_\theta = 4260$  est choisie pour estimer l'efficacité de la méthode. Deux grilles de calcul relativement proches (le raffinement est surtout réalisé dans la

direction normale) sont utilisées : une grille “grossière” ( $\Delta_x^+ = 39$ ,  $\Delta_{y_{min}}^+ = 2.9$ ,  $\Delta_z^+ = 18$ ), et une grille “fine” ( $\Delta_x^+ = 33$ ,  $\Delta_{y_{min}}^+ = 1.7$ ,  $\Delta_z^+ = 13$ ).

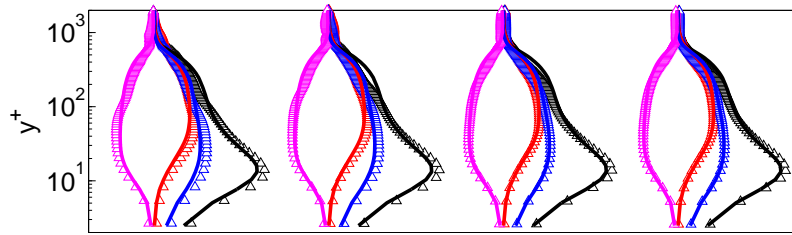


FIGURE 1 – Convergence de la méthode SEM : comparaison des profils  $rms$  générés par une condition d’entrée SEM ( $\triangle$ ) pour différentes positions longitudinales  $x/\delta_0 = 3, 5, 10, 15$  (de gauche à droite) avec des profils en régime établi (traits pleins).  $u_{rms}(\triangle)$ ,  $v_{rms}(\triangle)$ ,  $w_{rms}(\triangle)$ , et  $uv_{rms}(\triangle)$ .

La figure 1 montre l’évolution des profils de vitesse  $rms$  pour différentes positions longitudinales. La zone interne de la couche limite se réorganise très rapidement et seule la zone externe est marquée par un léger amortissement des tensions. Les profils sont néanmoins convergés en quelques épaisseurs de couche limite initiale  $\delta_0$ .

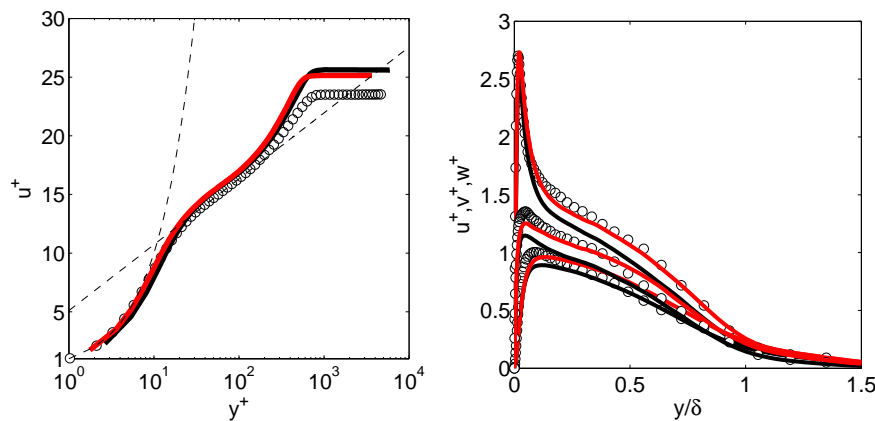


FIGURE 2 – Profils de vitesse longitudinale en coordonnées de van Driest (gauche) ; intensités turbulentes normalisées par la vitesse de frottement (droite) : (—), SGE “grossière” ; (—), SGE “fine” ; (o), SND de Pirozzoli et al. [14].

La figure 2 montre que les profils moyens de vitesse (gauche) et les profils  $rms$  (droite) dans le cas “grossier” (en noir) et “fin” (en rouge) sont en bon accord avec les profils de la SND de référence. La vitesse de frottement est sous estimée d’environ 10% ce qui est courant avec ce type de résolution pariétale. On note une légère sous estimation des profils  $rms$  dans le cas du maillage “grossier”.

### 3 Simulation de l’interaction onde de choc / couche limite turbulente sur plaque plane

La SND de Pirozzoli et al. [13] à  $M_\infty = 2.25$  et  $Re_\theta = 3725$  a été reproduite afin de valider la stratégie numérique adoptée. La résolution est très proche de celle qualifiée de “fine” dans le paragraphe précédent §2.2. Le détail du maillage est donné dans le tableau 1. Les champs moyens ont été intégrés sur 14 traversées de domaine après un transitoire de 26 traversées de domaine.

Nx	Ny	Nz	Lx	Ly	Lz	$\Delta_x^+$	$\Delta_y^+$	$\Delta_z^+$	$\Delta t U_\infty / \delta_0$
400	200	154	$20\delta_0$	$11\delta_0$	$3\delta_0$	35	1.7	14	0.0023

TABLE 1 – Caractéristiques du maillage de la SGE de l’ICCLT.

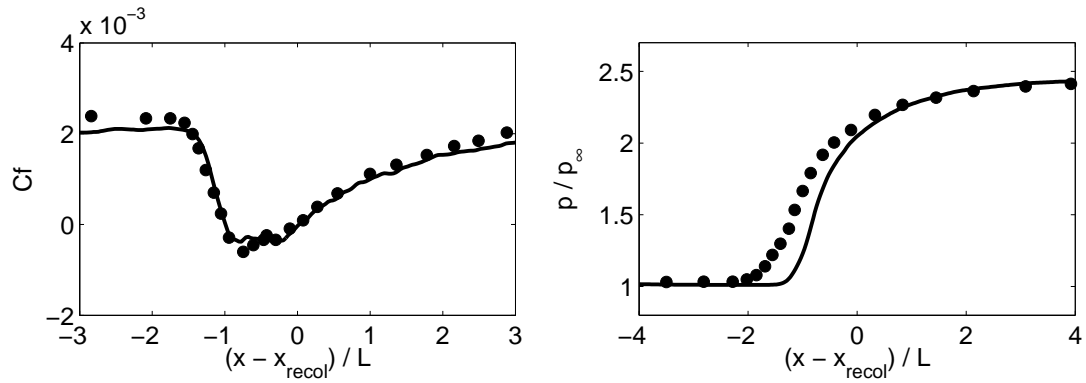


FIGURE 3 – Evolution longitudinale du coefficient de frottement (gauche) et de la pression pariétale normalisée par la pression amont (droite) : (—), SGE du cas d'ICCLT; (o), SND de Pirozzoli et al. [13].

La figure 3 montre l'évolution longitudinale du coefficient de frottement (gauche) et de la pression pariétale (droite) dans un repère centré sur le point de recollement ( $x_{recol}$ ) et normalisé par la longueur d'interaction  $L$ . Le  $Cf$  est en très bon accord avec la SND, malgré une légère sous estimation en amont de l'interaction liée à la résolution pariétale de la SGE. Bien que le saut de pression pariétal soit correctement prédit, un écart est tout de même visible au niveau des profils en amont du point de recollement. Cet écart peut en partie s'expliquer par le fort étirement du maillage dans la direction normale à la paroi dans la SND [13].

La figure 4 présente une coupe du champ moyen de vitesse (haut) et les profils de vitesse associés aux différentes positions longitudinales représentées par les segments noirs (bas). Les profils moyens sont en bon accord avec la SND malgré un écart dans la zone externe de la couche limite immédiatement en aval de l'interaction.

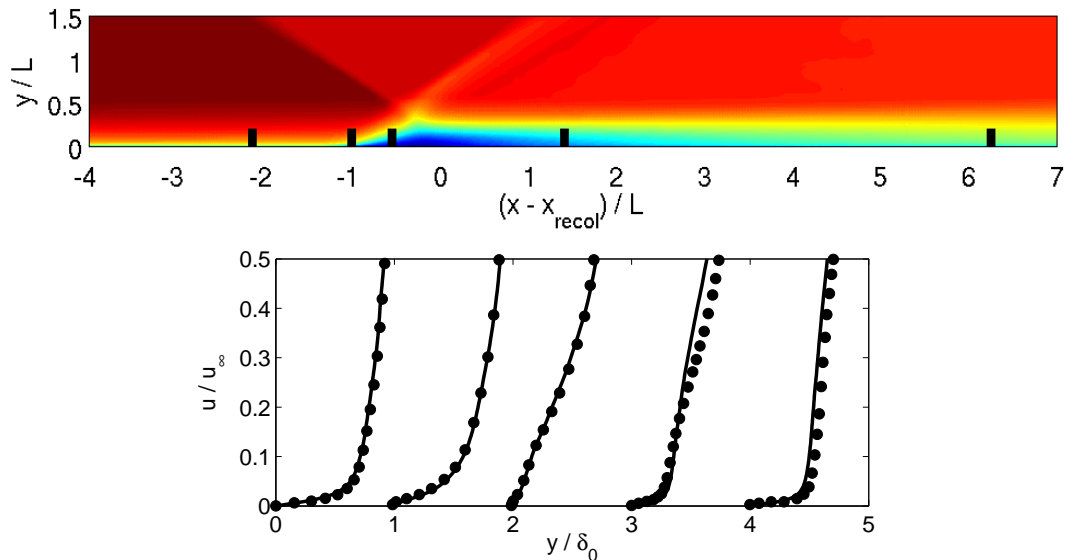


FIGURE 4 – Coupe du champ moyen de vitesse longitudinale (haut) et profils moyens de vitesse associés aux segments noirs successivement de gauche à droite (bas) : (—), SGE du cas d'ICCLT; (o), SND de Pirozzoli et al. [13].

## 4 Aspects instationnaires

Le choix de l'angle d'inclinaison du choc incident dans la configuration de Pirozzoli et al. [13] conduit à une interaction faiblement décollée en moyenne. Afin d'avoir une oscillation basse fréquence du choc réfléchi bien marquée, une nouvelle simulation est réalisée avec un angle d'inclinaison du choc incident d'un degré supérieur à la SND de Pirozzoli et al. [13]. Les caractéristiques de la grille pour la nouvelle SGE sont identiques à celles de la SGE de la section précédente. La pression pariétale est enregistrée toutes les 50 itérations temporelles pendant 600000 itérations, conduisant à une résolution fréquentielle d'environ 230 Hz.

La figure 5 (gauche) montre un spectre pré-multiplié de la pression pariétale en fonction de la position longitudinale dans un repère centré sur le point de décollement ( $x_{decol}$ ) et normalisé par la longueur d'interaction  $L$ . La figure reproduit le comportement classiquement observé dans une interaction oblique, la dynamique basse fréquence étant concentrée au niveau du point de décollement, le point de recollement étant lui caractérisé par une dynamique moyenne fréquence.

La figure 5 (droite) montre le même spectre pré-multiplié au niveau du point de décollement. Les deux lignes rouges indiquent la basse fréquence d'oscillation du choc réfléchi ainsi qu'une fréquence caractéristique des instabilités de Kelvin-Helmholtz qui se développent dans la couche de mélange le long du bulbe de recirculation.

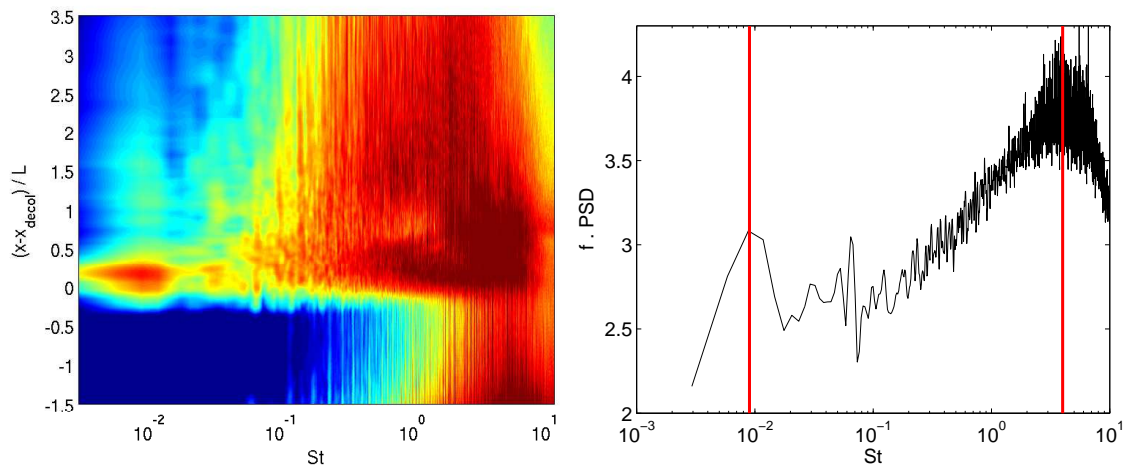


FIGURE 5 – Spectre pré-multiplié de la pression pariétale en fonction de la position longitudinale (gauche) ; spectre pré-multiplié de la pression pariétale au niveau du point de décollement (droite).

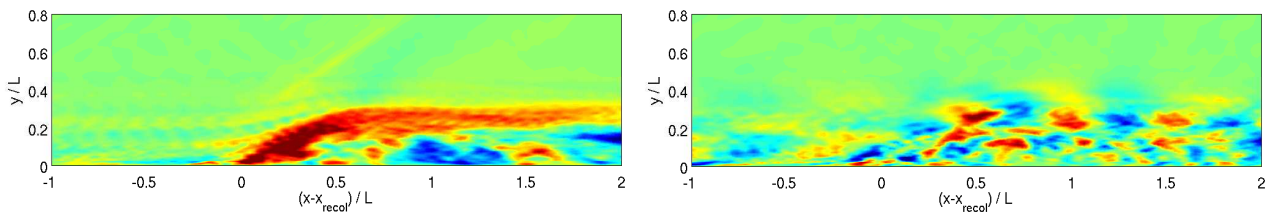


FIGURE 6 – Visualisation des structures associées aux nombres de Strouhal 0.01 (gauche) et 4 (droite).

L'enregistrement de 2875 snapshots 2D a permis de visualiser les structures associées aux deux fréquences indiquées par les lignes rouges. Celles-ci sont obtenues par transformées de Fourier temporelles convoluées par des fonctions portes permettant de sélectionner les fréquences désirées. La structure associée à un nombre de Strouhal ( $St = fL/U_\infty$ ) de 0.01 (figure 6, gauche) est nettement concentrée au niveau de la couche de mélange dans la première moitié du bulbe de recirculation, ce qui montre le lien entre la couche de mélange et la dynamique basse fréquence. La structure associée à un Strouhal de 4 (figure 6, droite) correspond bien à une structure de type Kelvin-Helmholtz, visible malgré le caractère turbulent de l'écoulement.

## 5 Conclusions

Une stratégie numérique basée sur des différences finies centrées avec un filtrage sélectif a été proposée pour simuler l'interaction onde de choc / couche limite. Le filtrage explicite induit une régularisation qui mime l'effet des échelles de sous-maille dans la SGE. Une adaptation de ce filtrage permet aussi de réduire les oscillations au niveau des ondes de chocs. Cette stratégie s'avère peu dissipative et peu coûteuse. Elle a donc permis une longue intégration temporelle pour caractériser les instationnarités basses fréquences. Une analyse de Fourier donne une première idée de la structure associée aux oscillations basses fréquences. La base de donnée générée va permettre de pousser plus loin l'analyse de la dynamique basse fréquence et son lien avec la couche de mélange associée au décollement.

*Remerciements* : Ce travail a bénéficié des ressources de calcul HPC de l'IDRIS et du CCRT pour l'allocation 2010-6125 dans le cadre de GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif).

## Références

- [1] A. Bhagatwala and S.K. Lele. A modified artificial viscosity approach for compressible turbulence simulations. *J. Comput. Phys.*, 228 :4965–4969, 2009.
- [2] C. Bogey and C. Bailly. LES of a high Reynolds, high subsonic jet : Effects of the subgrid modellings on flow and noise. *AIAA Paper 2003-3557*, 2003.
- [3] C. Bogey and C. Bailly. A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for noise computation. *J. Comput. Phys.*, 194 :194–214, 2004.
- [4] C. Bogey, N. De Cacqueray, and C. Bailly. A shock-capturing methodology based on adaptative spatial filtering for high-order non-linear computations. *J. Comput. Phys.*, 228(5) :1447–1465, 2009.
- [5] P. Bradshaw. The effect of mean compression or dilatation on the turbulence structure of supersonic boundary layers. *J. Fluid Mech.*, 63 :449–464, 1974.
- [6] N. Jarrin, S. Benhamadouche, D. Laurence, and R. Prosser. A synthetic-eddy-method for generating inflow conditions for large-eddy simulation. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27 :585–593, 2006.
- [7] S. Kawai, S. K. Shankar, and S. K. Lele. Assessment of localized artificial diffusivity schemes for large-eddy simulation of compressible turbulent flows. *J. Comput. Phys.*, 229 :1739–1762, 2010.
- [8] J.W. Kim and D.J. Lee. Adaptive nonlinear artificial dissipation model for computational aeroacoustics. *AIAA Journal*, 39(5) :810–818, 2001.
- [9] T.S. Lund, X. Wu, and K.D. Squires. Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations. *J. Comput. Phys.*, 140 :233–258, 1998.
- [10] J. Mathew, R. Lechner, H. Foyi, J. Sesterhenn, and R. Friedrich. An explicit filtering method for large eddy simulation of compressible flows. *Phys. Fluids*, 15(8) :2279–2289, 2003.
- [11] M. Pamiès, P.E. Weiss, E. Garnier, S. Deck, and P. Sagaut. Generation of synthetic turbulent inflow data for large eddy simulation of spatially evolving wall-bounded flows. *Phys. Fluids*, 21(4) :045103–045118, 2009.
- [12] S. Pirozzoli. Numerical methods for high-speed flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 43 :163–194, 2010.
- [13] S. Pirozzoli and F. Grasso. Direct numerical simulation of impinging shock wave/turbulent boundary layer interaction at M=2.25. *Phys. Fluids*, 18(6) :065113–065130, 2006.
- [14] S. Pirozzoli, F. Grasso, and T.B. Gatski. Direct numerical simulation and analysis of a spatially evolving supersonic turbulent boundary layer at M=2.25. *Phys. Fluids*, 16(3) :530–545, 2004.