



HAL
open science

Effets de température sur le développement et l'acoustique d'un jet subsonique à nombre de Reynolds élevé par simulation des grandes échelles

Romain, Biolchini, Christophe Bailly, Maxime Koenig, Jean-François, Boussuge

► To cite this version:

Romain, Biolchini, Christophe Bailly, Maxime Koenig, Jean-François, Boussuge. Effets de température sur le développement et l'acoustique d'un jet subsonique à nombre de Reynolds élevé par simulation des grandes échelles. CFM 2015 - 22ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2015, Lyon, France. hal-03446557

HAL Id: hal-03446557

<https://hal.science/hal-03446557v1>

Submitted on 24 Nov 2021

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.

Effets de température sur le développement et l'acoustique d'un jet subsonique à nombre de Reynolds élevé par simulation des grandes échelles

Romain Biolchini^a, Christophe Bailly^b, Maxime Koenig^c,
Jean-François Boussuge^d

a. SAFRAN Snecma / CERFACS

romain.biolchini@cerfacs.fr

b. LMFA

christophe.bailly@ec-lyon.fr

c. SAFRAN Snecma

maxime.koenig@snecma.fr

d. CERFACS

jean-francois.boussuge@cerfacs.fr

Résumé :

Un jet isotherme et un jet chaud sont calculés par Simulation des Grandes Echelles (SGE) compressible. Le nombre de Mach acoustique est fixé à $M_\infty = 0.9$ alors que le nombre de Reynolds, basé sur la vitesse d'éjection et le diamètre de la tuyère, est de $Re_D = 1 \times 10^6$ pour le jet isotherme et $Re_D = 4 \times 10^5$ pour le jet chaud. Ces deux simulations sont réalisées dans le but d'analyser les effets de température sur les phénomènes de génération de bruit dans un jet. La propagation acoustique en champ lointain est obtenue en utilisant la formulation intégrale de Ffowcs-Williams et Hawkings.

Abstract :

An isothermal jet and a hot jet are computed by compressible Large Eddy Simulations (LES). The acoustic Mach number is fixed at $M_\infty = 0.9$, and the Reynolds number, based on ejection velocity and nozzle diameter, is equal to $Re_D = 1 \times 10^6$ for the isothermal jet and $Re_D = 4 \times 10^5$ for the hot jet. Both simulations are performed to analyse temperature effects on noise generation mechanisms in jets. Far field acoustic propagation is provided by the use of the Ffowcs-Williams and Hawkings integral formulation.

Mots clefs : jet, effets de température, aéroacoustique, simulations des grandes échelles

1 Introduction

L'impact de la température sur le bruit de jet reste un sujet débattu au sein de la communauté scientifique. La difficulté réside principalement du fait de ne pas pouvoir isoler complètement l'effet de ce scalaire passif. En effet, les nombres caractéristiques du problème à conserver doivent être sélectionnés préalablement, $M_j = u_j/c_j$, $M_\infty = u_j/c_\infty$ ou $Re_D(T)$, car il est impossible de tous les conserver en même temps. Dans ces expressions, u_j est la vitesse d'éjection du jet, c_j la vitesse du son dans le jet et c_∞ la vitesse du son dans le milieu ambiant. Le nombre de Reynolds $Re_D = u_j D/\nu$ est construit sur le diamètre de la tuyère, D , et ν désigne la viscosité cinématique du fluide. Dans les années 1970, Tanna [1] et Fisher [2] montrent expérimentalement qu'un jet chaud est plus bruyant en dessous d'un nombre de Mach acoustique critique d'environ 0.7 et que celui-ci est moins bruyant lorsque le nombre de Mach acoustique est supérieur à cette valeur critique. Fisher précise que les fluctuations de température rajoutent une source de bruit acoustique de type dipolaire dont l'intensité varie en u_j^4 . Par conséquent, le rayonnement d'un jet chaud est la combinaison entre une source quadripolaire (omniprésente dans un jet isotherme) et une source dipolaire. Cependant dans les années 2000, Viswanathan [3] remet en cause ces observations. En effet, selon lui la contribution d'une source dipolaire lorsque le jet est chauffé est due uniquement à une influence du nombre de Reynolds.

Dans cette étude nous avons choisi de nous placer à iso Mach acoustique ($M_\infty = u_j/c_\infty$). Le jet isotherme a un nombre de Reynolds de 1×10^6 et le jet chaud de 4×10^5 afin de se placer au dessus du nombre de Reynolds critique observé par Viswanathan, qui est d'environ 4×10^5 . L'objectif de cette étude est de mettre en lumière les effets de température sur le rayonnement acoustique et le développement aérodynamique d'un jet à grand nombre de Reynolds. La simulation des grandes échelles couplée avec une analogie acoustique est devenue un outil incontournable pour estimer de manière fiable cette source de bruit. La possibilité d'accéder à toutes les grandeurs en n'importe quel point du domaine physique est cruciale pour une meilleure compréhension des mécanismes de génération de bruit, ce qui n'est pas toujours aisé en essais notamment lorsque le jet est chauffé.

2 Paramètres de la simulation

Les simulations des grandes échelles compressibles sont effectuées avec le code elsA, un solveur multi-blocs structuré volumes finis développé par l'Onera. Les schémas numériques utilisés sont optimisés pour des simulations aéroacoustiques. La discrétisation temporelle est effectuée par un schéma Runge–Kutta à 6 pas optimisé, développé par Bogey et Bailly [4]. La discrétisation spatiale est opérée par un schéma de Lele d'ordre 6 adapté en volumes finis [5], stabilisé par un filtre compact de Visbal et Gaitonde [6]. Ce filtre sert aussi à simuler l'action d'un modèle de sous-maille pour la simulation des grandes échelles. En effet, les petites échelles discrétisées sur moins de

quatre points par longueur d'onde sont dissipées par le filtre.

Les conditions aux limites non réfléchissantes de Tam et Webb 3D développées par Bogey et al. [7] associées à une zone éponge, sont utilisées aux frontières du domaine afin de limiter la réflexion d'onde en sortie et de pouvoir exploiter les résultats acoustiques.

Le maillage est multi-blocs structurés. Il compte 80 millions de cellules pour le jet chaud et 90 millions pour le cas isotherme. La différence de maillage s'explique par la volonté d'avoir le même nombre de points dans la couche limite à l'intérieur de la tuyère. Le tableau 1 récapitule les caractéristiques du maillage. La simulation aux grandes échelles n'est pas correctement résolue à la paroi, ce qui serait trop exigeant numériquement pour des écoulements à nombre de Reynolds élevé. Dans le cas d'une simulation de jet, le comportement à la paroi n'est pas prédominant dans le développement aérodynamique du jet, on cherche prioritairement à avoir le profil de la vitesse moyenne ainsi celui de l'intensité turbulente en sortie.

	jet isotherme	jet chaud
Nb de cellules	90×10^6	80×10^6
Δy^+	40	12
Nb points dans δ	~ 20	~ 20

Table 1: Caractéristiques du maillage, $\Delta y^+ = \Delta y u_\tau / \nu$, désigne le premier point du maillage à la paroi, normalisé par les variables de paroi; u_τ désigne la vitesse de frottement et δ l'épaisseur de couche limite

La zone physique s'étend jusqu'à 25D en aval du point d'éjection et 5D dans la directions radiale. Dans cette zone, la fréquence de coupure du maillage correspond à un nombre de Strouhal maximum, $St = fD/u_j$, de 2, où f désigne la fréquence.

On impose le profil des variables conservatives interpolées d'un calcul RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) à l'intérieur de la tuyère. On vient perturber le profil de vitesse, à l'intérieur de la couche limite, avec de faibles fluctuations de vitesse pour reproduire le développement d'un jet turbulent à la sortie de la tuyère. La méthode de forçage utilisée est à divergence nulle afin de créer le moins de perturbations acoustiques parasites, celle-ci est exposée dans [8] par Bogey et al.

Le calcul est initialisé durant 140 temps convectifs basés sur le diamètre et la vitesse du son à l'infini ($t^* = c_\infty t / D$), ce qui correspond à quatre traversées d'onde à la vitesse c_∞ dans le domaine. La base de données est ensuite générée sur 220 temps convectifs ce qui correspond à une résolution en Strouhal minimale de $St_{min} = 5 \times 10^{-3}$.

3 Evaluation du champ aérodynamique

La figure 1 (a) présente le profil de la vitesse axiale moyenne au centre du jet. Comme observé dans plusieurs études expérimentales [9] ou numériques [10] précédentes, on retrouve une longueur de cône potentiel plus courte lorsque le jet est chauffé. En effet, la longueur de cône potentiel L_c est de $7,17D$ pour le jet isotherme alors qu'elle est de $5,75D$ pour le jet chauffé. Cet effet n'est pas dû à une différence du nombre de Reynolds mais seulement à la différence de température. Bogey et al. [11] ont, en effet, montré que la longueur du cône potentiel diminue lorsque le nombre de Reynolds croît. Contrairement à beaucoup de travaux précédents [12][13][14], les données n'ont pas été recalées pour que cette longueur de cône potentiel corresponde à celle trouvée expérimentalement. Les caractéristiques de l'écoulement en sortie de tuyère ainsi que la méthode utilisée pour la modélisation de la turbulence permettent un développement aérodynamique identique à celui trouvé dans les études expérimentales.

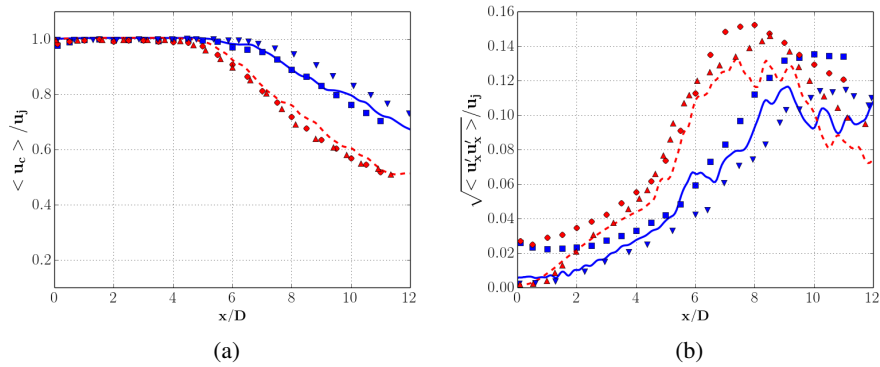


Figure 1: Profil (a) de vitesse axiale moyenne $\langle u_c \rangle / u_j$ (b) des fluctuations de vitesse axiales $\sqrt{\langle u'_x u'_x \rangle} / u_j$ le long de l'axe du jet. Simulations numériques elsA $T_j = T_a$ —, $T_j = 2T_a$ - - - ; Bogey et al. [10] $T_j = T_a$ ▼, $T_j = 2.25T_a$ ▲ ; Jordan et al. [15] $T_j = T_a$ ■, $T_j = 2T_a$ ●

Le profil des fluctuations de la vitesse axiale sur l'axe du jet est présenté en figure 1 (b). On observe que le niveau de turbulence est correctement reproduit dans les simulations avec notamment un niveau plus élevé pour le cas du jet chauffé. La principale différence avec les données expérimentales est un taux de fluctuation de vitesse nul à la sortie de la tuyère alors que les expériences obtiennent un taux de fluctuations de 3%. Dans les deux cas, le pic de production de turbulence se trouve à environ $2D$ en aval de la fin du cône potentiel. Le niveau plus élevé dans le cas du jet chauffé peut s'expliquer principalement par la longueur du cône potentiel plus courte, ce qui engendre une production de turbulence plus rapide. On remarquera aussi qu'à partir de $8D$, la convergence n'est pas encore atteinte pour les moments d'ordre 2 à cause d'un temps de simulation, à ce jour, trop court.

4 Evaluation du rayonnement acoustique

Les simulations ne sont pas encore suffisamment convergées pour traiter les résultats acoustiques. Néanmoins, au vu de la bonne estimation du développement aérodynamique du jet nous pouvons espérer avoir une bonne approximation du rayonnement acoustique. Une exploitation directe de l'acoustique en champ proche est rendue possible par la SGE. Cependant la limitation de la taille du domaine physique à 5D dans la direction radiale requiert une analogie acoustique pour la propagation en champ lointain. L'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkings sera appliquée à une surface immobile poreuse ouverte aux extrémités qui suit l'évasement du jet, afin de ne pas capter les fluctuations de pressions de nature hydrodynamique [16].

5 Conclusions

Deux simulations des grandes échelles de jet à différentes températures ont été effectuées. Les deux jets ont un nombre de Mach acoustique ($M_\infty = c_\infty/u_j$) de 0.9 mais un nombre de Reynolds différent, $Re_D = 1 \times 10^6$ pour le cas isotherme et $Re_D = 4 \times 10^5$ pour le cas chaud. L'interpolation à partir d'un calcul RANS associé à un forçage de faible intensité sur les composantes de la vitesse à l'intérieur de la tuyère permettent d'avoir un développement aérodynamique identique que celui obtenu en soufflerie. L'analyse du rayonnement acoustique n'a pas pu être effectuée car les calculs manquent de convergence, mais celle-ci sera présente dans la version finale du papier. La propagation acoustique en champ lointain s'effectuera à l'aide d'une analogie de Ffowcs-Williams et Hawkings.

Afin d'évaluer l'influence de la température, notamment sur le rayonnement acoustique, nous injecterons dans de futurs calculs des fluctuations de température dans la tuyère afin de se rapprocher le plus possible des conditions d'éjection d'un turboréacteur.

References

- [1] H.K. Tanna. An experimental study of jet noise part II: shock associated noise. *Journal of Sound and Vibration*, 50:429–444, 1977.
- [2] M.J. Fisher, P.A. Lush, and M. Harper Bourne. Jet noise. *Journal of Sound and Vibration*, 28(3):563–585, June 1973.
- [3] K. Viswanathan. Aeroacoustics of hot jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 51:39–82, October 2004.
- [4] Christophe Bogey and Christophe Bailly. A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations. *Journal of Computational Physics*, 194(1):194–214, February 2004.

-
- [5] Arnaud Fosso Pouangue, Hugues Deniau, and Nicolas Lamarque. A sixth-order compact finite-volume scheme for aeroacoustics: application to a large eddy simulation of a jet. *V European Conference on Computational Fluid Dynamics*, pages 14–17, 2010.
- [6] Miguel R. Visbal and Datta V. Gaitonde. Very High-Order Spatially Implicit Schemes for Computational Acoustics on Curvilinear Meshes. *Journal of Computational Acoustics*, 09(04):1259–1286, 2001.
- [7] Christophe Bogey and Christophe Bailly. Three-dimensional non-reflective boundary conditions for acoustics simulations: far field formulation and validation test cases. *Acta Acustica united with Acustica*, 88:463–471, 2002.
- [8] Christophe Bogey and Christophe Bailly. Effects of Inflow Conditions and Forcing on Subsonic Jet Flows and Noise. *AIAA Journal*, 43(5):1000–1007, May 2005.
- [9] J. C. Lau. Effects of exit Mach number and temperature on mean-flow and turbulence characteristics in round jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 105(-1):193, 1981.
- [10] Christophe Bogey and Olivier Marsden. Numerical investigation of temperature effects on properties of subsonic turbulent jets. *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, pages 1–19, May 2013.
- [11] Christophe Bogey and Christophe Bailly. Large eddy simulations of transitional round jets: Influence of the Reynolds number on flow development and energy dissipation. *Physics of Fluids*, 18(6):065101, 2006.
- [12] Guillaume Bodard and Christophe Bailly. Méthode hybride de prévision du bruit de jet par Simulation des Grandes Echelles. *19e Congrès Français de Mécanique*, pages 1–13, 2009.
- [13] Daniel J. Bodony and Sanjiva K. Lele. Jet noise prediction of cold and hot subsonic jets using large-eddy simulation. *AIAA paper*, (May):1–17, 2004.
- [14] Maxime Huet, François Vuillot, and G Rahier. Micro-Jets on Subsonic Jet Noise. *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (29th AIAA Aeroacoustics Conference)*, (May):5–7, 2008.
- [15] Peter Jordan, Yves Gervais, JC Valière, and H Foulon. Jet Exhaust Aerodynamics & Noise : Final results from single point measurements. Technical report, 2002.
- [16] Mikhail L. Shur, Philippe R. Spalart, and Mikhail Kh. Strelets. Noise prediction for increasingly complex jets. Part I: Methods and tests. *International journal of aeroacoustics*, 4(3), 2005.