

CFA/VISHNO 2016

Couplage CFD-CAA et propagation non linéaire

A. Langenais, J. Troyes, C. Peyret et G. Chaineray
Onera, 29 Avenue de la Division Leclerc, 92320 Châtillon, France
adrien.langenais@onera.fr



LE MANS

Pour l'étude du bruit de jet chaud supersonique, la simulation numérique requiert des outils adaptés à la complexité des phénomènes physiques en présence. Dans ce travail, une méthodologie de calcul hybride par couplage fort entre un code CFD pour la génération des sources acoustiques en champ proche et un code CAA résolvant les équations d'Euler pour la propagation acoustique non linéaire est mise en œuvre et validée sur des configurations académiques de propagation d'ondes sphériques et planes. Les cas d'une sphère pulsante et d'un guide d'onde sont simulés pour de très forts niveaux acoustiques. La qualité de la propagation est mesurée en terme de vitesse de phase, amortissement et génération d'harmoniques. Les résultats du couplage sont comparés à des calculs de référence issus de simulations LES, des calculs par méthode intégrale de Ffowcs Williams & Hawkings et des solutions analytiques. L'intérêt du couplage est démontré pour l'acoustique non linéaire et pour l'application à la simulation du bruit de jet supersonique.

Mots-clés : ACOUSTIQUE NON LINÉAIRE, COUPLAGE CFD-CAA, LES, EULER, NON-STRUCTURE.

1 Introduction

L'étude du bruit de jet est un enjeu majeur en aéronautique mais également en aérospatiale. Les jets chauds supersoniques générés par les lanceurs spatiaux au décollage et plus particulièrement par les moteurs à propergol solide (MPS) sont à l'origine de contraintes acoustiques importantes sur les structures et les charges utiles. A partir d'études expérimentales, une réduction significative des niveaux de bruit a déjà été obtenue sur le pas de tir d'Ariane 5 avec l'injection d'eau et l'allongement des carneaux [1]. La simulation numérique est cependant devenu un outil performant pour la qualification acoustique des lanceurs et des pas de tir [2].

L'énergie dégagée par les MPS est telle que les niveaux acoustiques produits sont extrêmement importants, typiquement supérieurs à 140 dB [3]. L'approximation de l'acoustique linéaire (petites perturbations autour du champ moyen) n'est alors plus valable. Il a justement été montré par de Cacqueray et Bogey [4] que la prise en compte de la propagation acoustique non linéaire avait un impact significatif sur l'estimation numérique du bruit de jet en champ lointain. De plus, au décollage, les jets considérés ici sont déviés par des déflecteurs puis guidés par des carneaux ce qui induit l'émergence de nouvelles sources acoustiques dues à ces interactions. La prise en compte de la géométrie du pas de tir semble donc nécessaire. Le calcul direct par CFD (Computational Fluid Dynamics) du champ aéroacoustique 3D proche et lointain reste souvent trop coûteux malgré l'accroissement de la puissance de calcul disponible durant ces dernières décennies. C'est pourquoi les méthodologies d'estimation du bruit de jet d'un lanceur reposent encore essentiellement sur des modèles semi-empiriques [5] et des méthodes intégrales basées sur des analogies acoustiques telles que les méthodes de Kirchhoff ou Ffowcs Williams & Hawkings (FW&H) [6]. Or ces approches se limitent généralement à l'acoustique linéaire et s'adaptent difficilement aux géométries complexes. Ce constat a ici motivé la mise en œuvre d'une méthodologie de calcul hybride par couplage fort entre un code CFD et un code CAA (Computational Aero-Acoustics). La CFD est dédiée à la génération des sources acoustiques en champ proche par simulation des grandes échelles. Le code CAA résout les équations d'Euler via une méthode de Galerkin discontinue. Les effets non linéaires sont ainsi pris en compte dans tout le domaine et l'utilisation de maillages non structurés permet de s'adapter aux géométries complexes.

Cet article s'articule comme suit. Les outils de simulation numérique sont présentés en section 2. La méthodologie de

calcul est ensuite appliquée au cas d'une sphère pulsante en section 3, puis à un guide d'onde en section 4. Les résultats sont systématiquement comparés à ceux d'approches alternatives. Les remarques finales concluent en section 5.

2 Outils numériques

La génération des sources acoustiques par CFD et la propagation acoustique par CAA sont simulées respectivement à l'aide des codes CEDRE [7] et SPACE [8] développés à l'Onera.

2.1 Domaine CFD

Le code CEDRE est une plateforme de calcul multiphysique incluant un solveur Navier-Stokes compressible basé sur la méthode des volumes finis en approche « cell-centered » sur maillages non-structurés généraux [7]. Il est déjà utilisé avec succès pour la simulation des grandes échelles de jets supersoniques et de l'acoustique en champ proche [9]. L'intégration spatiale repose sur la méthode MUSCL d'ordre 2 et un schéma de flux HLLC. Pour les applications présentes, le schéma d'intégration temporelle est de type Runge-Kutta d'ordre 2. Classiquement, un maillage avec 20 points par longueur d'onde (PPW) est considéré comme suffisant pour les applications aéroacoustiques avec CEDRE [9]. Cependant, un raffinement supérieur de 40 PPW est appliqué dans le domaine CFD compte-tenu du coût de calcul raisonnable et de la nature purement acoustique des cas simulés ici.

2.2 Domaine CAA

SPACE est un code de propagation acoustique résolvant les équations d'Euler par une méthode de Galerkin discontinue (DG) nodale sur des maillages non structurés [8]. Initialement limité à la résolution des équations d'Euler linéarisées (LEE), SPACE a été récemment étendu à la résolution des équations d'Euler non linéaires. Ce solveur a par exemple été appliqué à des géométries 3D complexes [10]. Les méthodes DG combinent certaines caractéristiques des éléments finis (solution approchée par des polynômes et discontinue aux interfaces entre éléments) et des volumes finis (échange de flux numériques aux interfaces entre éléments), permettant ainsi d'obtenir une faible dissipation et dispersion numérique sur des maillages non structurés. Elles sont également bien adaptées aux ordres spatiaux élevés. Dans cette étude, les éléments sont du premier ordre

ce qui équivaut à une discrétisation spatiale d'ordre 2 et l'intégration temporelle est de type Runge-Kutta explicite d'ordre 2. Selon Delorme *et al.* [8], le raffinement requis est alors de 14 PPW.

2.3 Procédure de couplage

La tendance à la complexification des simulations numériques qu'incite la croissance des moyens de calcul se traduit par un essor des études multiphysiques. Il est alors souvent envisagé de chaîner ou coupler des codes existants, développés initialement pour traiter des phénomènes physiques spécifiques. Cela se vérifie en aéroacoustique, dont la simulation du bruit de jet, où les calculs avec séparation des domaines aérodynamique et acoustique se multiplient. En plus de l'approche classique consistant à chaîner un calcul CFD avec une propagation acoustique en champ lointain par méthode intégrale [6, 9], on pourra citer les couplages faibles LES-Euler effectués par de Cacqueray *et al.* [11] et Harris *et al.* (appliqué au futur lanceur SLS) [12] par exemple.

Dans cette même optique, le code SPACE a été mis en œuvre par Léger et Peyret [13] dans un couplage fort entre un solveur différences finies structuré et SPACE résolvant les équations d'Euler linéarisées avec des maillages chevauchants. Labbé *et al.* [14] ont effectué un couplage faible entre un solveur LES structuré et SPACE résolvant les équations d'Euler pour simuler le bruit de jet. L'intérêt de la nouvelle méthodologie proposée dans ce travail est qu'elle combine maillages non structurés, résolution des équations d'Euler non linéaires et couplage fort ce qui la rend apte à traiter les géométries complexes, la propagation non linéaire et l'éventuelle rétroaction de l'acoustique sur la CFD.

Le couplage a lieu au niveau d'une surface d'échange entre les domaines CFD et CAA. La définition de l'algorithme de couplage est distribuée entre les deux codes et fait appel à la bibliothèque CWIPI qui assure l'interpolation et l'échange des champs à l'interface via des communications MPI [15]. La procédure consiste en l'envoi par le code CFD vers CWIPI d'une part et du code CAA vers CWIPI d'autre part des grandeurs requises par le code opposé. CWIPI procède ensuite à l'interpolation spatiale de ces grandeurs via des fonctions utilisateurs, puis alimente la CFD et la CAA respectivement aux centres et aux nœuds des cellules de l'interface. Pour les calculs présentés, les maillages CFD et CAA sont tétraédriques et conformes à l'interface ce qui limite les interpolations spatiales. De plus, les pas de temps sont fixés identiques et égaux à la fréquence de couplage. Aucune interpolation temporelle n'est alors requise et il n'y a pas d'échange aux sous-itérations du schéma temporel. La stabilité du couplage est assurée par la cohérence de la définition de la thermodynamique et des ordres spatiaux et temporels de chaque côté de l'interface.

3 Application à la sphère pulsante

La sphère pulsante est une source acoustique monopolaire générant des ondes sinusoïdales sphériques. La mise en place de ce cas académique est entre autres justifiée par les similitudes avec des situations concrètes de propagation du bruit de jet en espace libre (décroissance de l'amplitude en $1/r$) [16, 17]. La sphère pulsante est

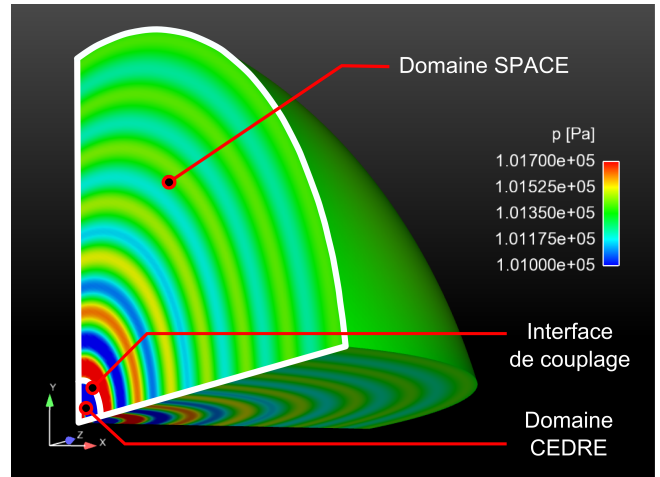


FIGURE 1 – Schématisation des domaines CEDRE (CFD) et SPACE (CAA) pour la sphère pulsante et visualisation du champ de pression à $SPL_s = 174$ dB en $t = 20T_s = 0.08$ s.

modélisée par un domaine de calcul CFD sphérique alternativement source et puits de masse volumique. Sa fréquence de pulsation est fixée à $f_s = 250$ Hz ($\lambda_s = 1.39$ m, $T_s = 4 \times 10^{-3}$ s). Le rayon de la source vaut $r_s \approx \lambda_s/20$ ce qui assure sa compacité. Afin de reproduire une propagation non linéaire, des niveaux acoustiques élevés sont générés. Le milieu de propagation est de l'air initialement au repos à $T = 300$ K et $\gamma = 1.4$ constant. Le domaine CFD de propagation en champ proche s'étend jusqu'à l'interface en $r/\lambda_s = r_{int} = 0.72$ et le domaine CAA de $r/\lambda_s = r_{int}$ à $r/\lambda_s = 7.20$ comme illustré en figure 1. Pour réduire le coût de calcul, la géométrie est limitée à un huitième de sphère avec des conditions de symétrie sur les bords. Les critères en termes de nombre de points par longueur d'onde requis étant différents pour la CFD (cf. §2.1) et la CAA (cf. §2.2), la taille des cellules est adaptée pour obtenir une fréquence de coupure théorique des maillages égale à $f_c = 600$ Hz dans les deux domaines, aboutissant à un total de 3 millions de tétraèdres.

3.1 Résultats du couplage

Deux niveaux acoustiques sources $SPL_s = 114$ dB et 174 dB sont simulés. Des capteurs numériques sont placés le long d'un rayon pour analyser la propagation. Pour ces deux SPL, la vitesse de phase des ondes vaut $c_\varphi = 347.3 \pm 0.1$ m/s qui est très proche de la vitesse du son attendue $c_0 = \sqrt{\gamma r T} = 347.2$ m/s. La décroissance de l'amplitude en $1/r$ est respectée (figure 2). En terme d'efficacité des schémas, l'amortissement mesuré du à la dissipation numérique dans le domaine CAA est proche de l'amortissement visqueux, soit de l'ordre de 10^{-3} dB par longueur d'onde [18]. À 114 dB, la propagation est purement linéaire ce qui n'est plus le cas à 174 dB où les ondes se déforment légèrement dans le sens d'un raidissement de la phase de compression. Cet effet non linéaire, du à une vitesse de propagation plus rapide de la surpression par rapport à la dépression pour les ondes de forte amplitude [19], confirme la prise en compte de la propagation non linéaire dans la méthodologie. Il a de plus été vérifié que la solution se raccordait bien à l'interface entre la CFD et la CAA. Le couplage est donc opérationnel, stable et fournit de bons résultats physiques pour l'acoustique.

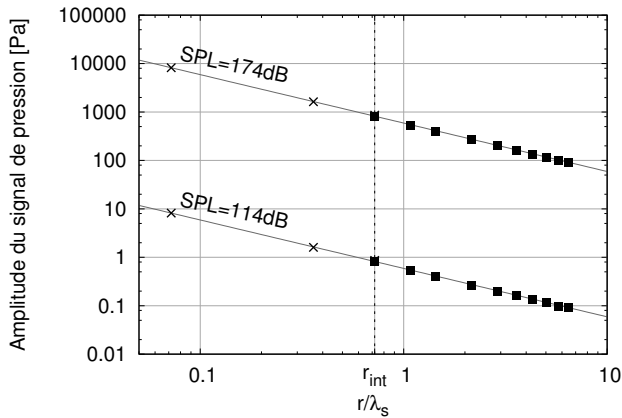


FIGURE 2 – Décroissance de l’amplitude des ondes acoustiques sphériques lors de la propagation.
 X : CFD, ■ : CAA, — : décroissance en $1/r$.

3.2 Comparaison avec la référence LES et la méthode intégrale de FW&H

Pour étudier de manière quantitative la reproduction de la propagation non linéaire par le couplage noté « couplage LES-Euler », les résultats sont comparés à ceux obtenus par deux méthodes alternatives : une méthode directe consistant à simuler tout le domaine par CFD et une méthode par chaînage d’un calcul CFD en champ proche avec la méthode intégrale de Ffowcs Williams & Hawkins en champ lointain, nommée « chaînage LES-FW&H ». L’approche directe est dénotée « référence LES » par la suite, même si en l’absence de turbulence, l’appellation « simulation des grandes échelles » (acoustiques) convient mieux. Le raffinement requis (cf. §2.1) conduit à un maillage de 70 millions de tétraèdres. La mise en données est similaire à la partie CFD du couplage, exceptées les propriétés thermodynamiques de l’air où la chaleur spécifique est cette fois-ci non constante et calculée par un polynôme du 7ème degré. Par ailleurs, la propagation par la méthode de FW&H à partir du champ CFD stocké à l’interface en $r/\lambda_s = r_{int}$ est opérée à l’aide du code Onera KIM [20].

En acoustique non linéaire, la distorsion des ondes se traduit dans l’espace spectral par un phénomène de transfert d’énergie des basses vers les hautes fréquences ou autrement dit par une génération d’harmoniques au cours de la propagation. Dans la littérature, ces non linéarités sont évaluées avec des indicateurs tels que les coefficients d’asymétrie (skewness), d’aplatissement (kurtosis), de raideur (wave steepening factor), de Morfey-Howell ou encore le nombre de Goldberg [16, 21]. Dans la mesure où la source est ici monofréquentielle et le spectre propagé purement harmonique, une méthode d’analyse spectrale simple proposée par Gallagher et McLaughlin [21] est utilisée. La grandeur notée R_h définie comme le rapport de la magnitude (en Pa) du premier harmonique (500 Hz) sur celle du fondamental (250 Hz) est calculée, permettant ainsi de quantifier la génération d’harmoniques.

Puisque la propagation est toujours linéaire pour un niveau de la source de 114 dB, le rapport R_h reste nul pour les trois méthodologies de calcul. Son évolution est tracée en figure 3 pour le cas $SPL_s = 174$ dB. Une bonne correspondance est observée entre le couplage et la référence LES jusqu’en $r/\lambda_s = 2.2$. Au-delà, la tendance est similaire mais le calcul direct est plus dissipatif que le couplage,

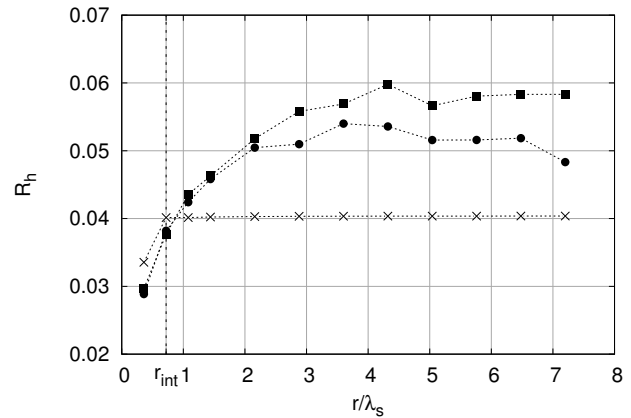


FIGURE 3 – Génération d’harmoniques à $SPL_s = 174$ dB mise en évidence par le rapport R_h dans le cas de la sphère pulsante. --●-- : référence LES, --X-- : chaînage LES-FW&H, --■-- : couplage LES-Euler.

conduisant à une stabilisation puis une décroissance plus rapide de l’intensité des harmoniques. Dans les deux cas, la génération d’harmoniques devient négligeable au-delà de $r/\lambda_s \approx 3.5$, soit $SPL \lesssim 137$ dB. A contrario, la méthode de FW&H reproduit une propagation strictement linéaire caractérisée par un R_h constant. Ce résultat est prévisible mais permet d’illustrer les limitations de cette méthodologie. Ainsi, il est admis que la surface d’intégration nécessaire aux méthodes intégrales doit englober le champ aérodynamique non linéaire [6] mais les potentiels effets de propagation acoustique non linéaires cumulatifs sont souvent considérés comme négligeables. Il est montré ici que cela a un impact direct sur le spectre calculé en champ lointain et par conséquent sur l’estimation du bruit, conclusion corroborée par les résultats de de Cacqueray et Bogey [4]. De plus, KIM requiert un stockage des champs CFD à l’interface, contrairement au couplage, qui peut poser des problèmes d’espace disque. Enfin, les conditions de symétrie ne sont pas implémentées dans KIM ce qui impose de traiter une sphère complète, plus coûteux du côté de la génération de la source par CFD.

Le couplage LES-Euler présente donc un réel intérêt par rapport aux approches alternatives en terme de précision, reproduction de la physique non linéaire, coût et souplesse de mise en œuvre.

4 Application au guide d’onde

Les non linéarités acoustiques dans le cas test de la sphère pulsante restent de faible intensité à cause de la propagation sphérique impliquant une décroissance rapide de l’amplitude des ondes. Cette limitation a justifié la mise en place d’un second cas test de guide d’onde pour étudier la propagation d’ondes planes de grande amplitude. Le guide d’onde est modélisé par un parallélepède rectangle de dimension $0.72 \times 0.72 \times 14.4 \lambda_s^3$. Des fluctuations de vitesse sinusoïdales à la fréquence $f_s = 250$ Hz sont imposées à l’extrémité en $z/\lambda_s = 0$. Le domaine CFD s’étend de $z/\lambda_s = 0$ à $z/\lambda_s = z_{int} = 0.72$ et le domaine CAA de $z/\lambda_s = z_{int}$ à $z/\lambda_s = 14.4$ comme illustré en figure 4. Des conditions de glissement sont associées aux surfaces rectangulaires latérales pour s’affranchir des effets de paroi. Les maillages sont dimensionnés pour obtenir une fréquence

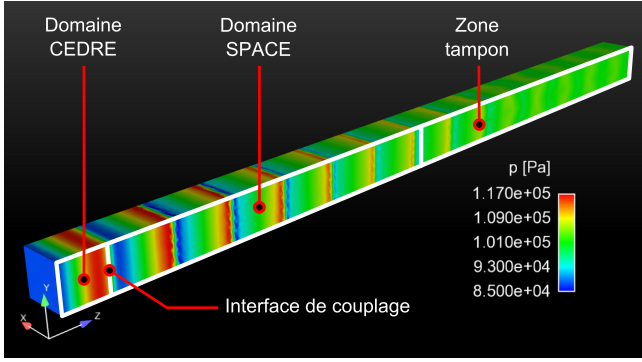


FIGURE 4 – Schématisation des domaines CEDRE (CFD) et SPACE (CAA) pour le guide d'onde et visualisation du champ de pression à $SPL_s = 174$ dB en $t = 20T_s = 0.08$ s.

de coupure théorique de $f_c = 600$ Hz jusqu'en $z/\lambda_s = 7.2$, le domaine CFD étant en réalité volontairement mieux résolu ($f_c = 850$ Hz) pour bien capter les forts effets non linéaires attendus en champ proche. Pour $z/\lambda_s > 7.2$, le maillage CAA est progressivement déaffiné pour faire office de zone tampon et une condition de non réflexion est imposée à l'extrémité en $z/\lambda_s = 14.4$. Le reste de la mise en données est celle présentée aux sections 2.1 et 2.2.

4.1 Résultats du couplage

Deux niveaux acoustiques sources $SPL_s = 114$ dB et 174 dB sont simulés. Des capteurs numériques sont placés au centre du guide le long de la direction z . Le cas $SPL_s = 114$ dB permet de confirmer les bons résultats de la section 3.1 en propagation linéaire. Pour $SPL_s = 174$ dB, le calcul est stable malgré les forts niveaux et aucune perte d'énergie acoustique significative à la traversée de la surface de couplage n'est décelée. L'intensité des effets non linéaire est telle que la distorsion des ondes conduit à la formation de chocs faibles (ondes dites en « N ») comme illustré en figure 5. Ce cas test est donc idéal pour étudier la reproduction par le couplage de la propagation non linéaire.

4.2 Comparaison avec la référence LES et la solution analytique

Les résultats sont comparés à ceux obtenus avec la solution analytique non linéaire du problème et la méthode directe LES comme dans le cas de la sphère pulsante mais avec $f_c = 850$ Hz. La solution analytique de la propagation non linéaire d'onde plane sous l'hypothèse de fluide parfait et avant la formation du choc faible est connue sous le nom de solution de Fubini [19, 22]. La solution analytique implémentée est inspirée du modèle de Blackstock [22] qui consiste à connecter la solution de Fubini, valable uniquement avant la formation du choc, à la solution de Fay dans la limite du fluide parfait pour la propagation d'une onde en « N ». Ces solutions s'expriment explicitement sous la forme d'une somme d'harmoniques. Dans la zone de formation du choc, une transition progressive est opérée entre les deux solutions. Le modèle de Blackstock est ici agrémenté de corrections sur la pression moyenne p_{moy} (l'effet non linéaire d'asymétrisation n'est pas pris en compte dans le modèle de base) et la vitesse de phase c_φ de l'onde (car $c_\varphi > c_0$). La diminution d'amplitude due à

l'amortissement visqueux de l'air [18] est également pris en compte. La solution analytique dans l'espace temporel s'écrit finalement :

$$p(z, t) = p_0 \times \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin \left[n \left(\omega_s t - \frac{\omega_s}{c_\varphi} z \right) \right] + p_{moy} \quad (1)$$

où B_n vaut :

$$B_n = \frac{2L}{nz} J_n \left(n \frac{z}{L} \right) \quad (2)$$

pour la solution de Fubini [22] et :

$$B_n = \frac{2L}{n(L+z)} \quad (3)$$

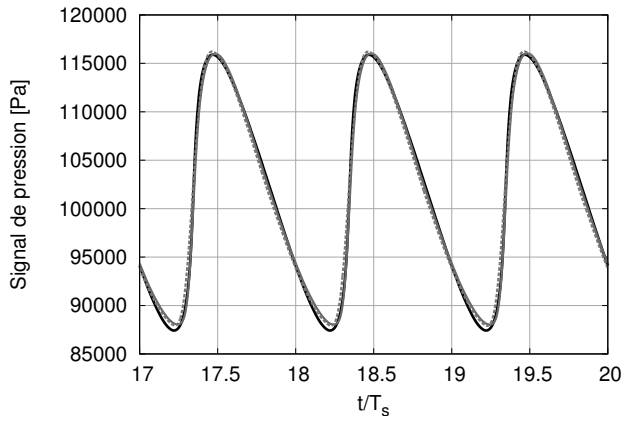
pour la solution de Fay [22]. p_0 est l'amplitude de la source, n l'ordre de l'harmonique, ω_s la pulsation de la source, J_n la fonction de Bessel du premier type d'ordre n et L la distance de formation de choc en l'absence de dissipation s'exprimant [16, 19, 22] :

$$L = \frac{\rho_0 c_0^3}{\omega_s \beta p_0} \quad (4)$$

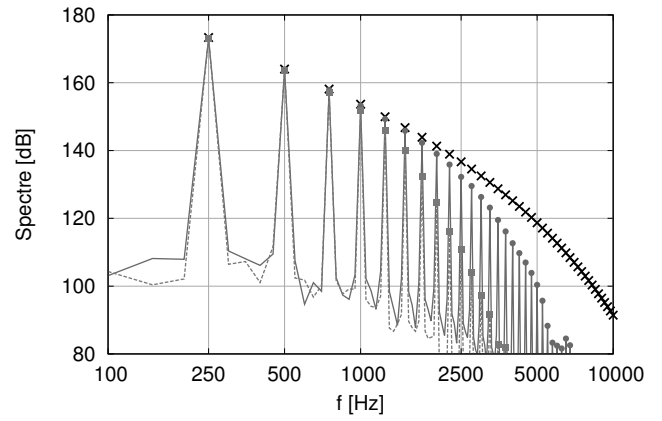
avec $\beta = (\gamma + 1)/2$ le coefficient de non linéarité pour un fluide parfait.

Les résultats du couplage sont comparés à la référence LES et à la solution analytique dans l'espace temporel en figure 5 et dans l'espace spectral en figure 6 pour quatre positions longitudinales dans le guide d'onde. La forme des signaux temporels indique que l'intensité de la distorsion jusqu'à la formation du choc est correctement reproduite par le couplage. La position du premier choc est estimée entre $1.08 < z/\lambda_s < 1.44$, ce qui est cohérent avec la valeur théorique $L/\lambda_s = z_{choc} = 1.33$ calculée avec l'équation (4). Une fois le choc formé, son amplitude décroît convenablement. On note toutefois l'apparition de légères oscillations parasites en pied et tête de choc dues à la discontinuité de pression. Elles sont plus marquées en couplage qu'en calcul direct entre autres du fait de la moindre dissipation numérique. La correspondance des spectres est bonne pour les raies du fondamental et des deux premiers harmoniques et les écarts observés dans les plus hautes fréquences sont cohérents avec les fréquences de coupure des maillages LES et CAA. Les niveaux de bruit des spectres, globalement semblables entre la référence LES et le couplage, augmentent légèrement au cours de la propagation à cause de l'excitation progressive de modes non harmoniques par les discontinuités.

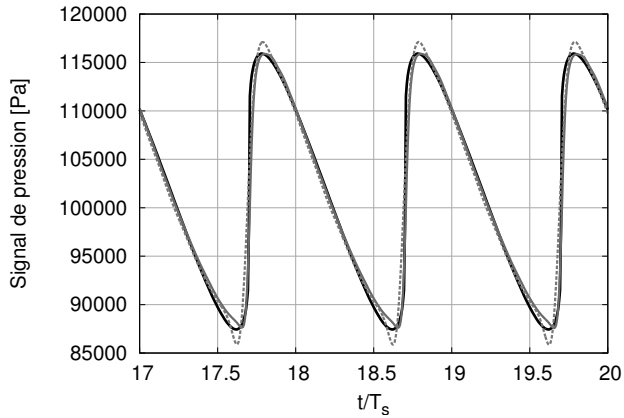
Le phénomène non linéaire de génération d'harmoniques est visible sur les spectres mais pour plus de précision, le rapport R_h est tracé en figure 7 de manière similaire au cas de la sphère pulsante. La solution analytique et la référence LES présentent une concordance quasi parfaite. Le rapport R_h se stabilise après la formation du choc à la valeur 0.5 qui est la limite théorique pour une onde en « N ». La croissance relative du premier harmonique est bien reproduite par le couplage jusqu'en $z/\lambda_s = 3.0$. Au-delà, R_h dépasse la limite théorique tout en gardant une allure cohérente. Une hypothèse avancée pour expliquer cette petite surestimation de génération d'harmoniques est la contribution des modes parasites générés dans le domaine CAA au passage des discontinuités. Malgré ce dernier point, les résultats sont suffisamment concluants pour considérer le couplage LES-Euler valide en propagation non linéaire.



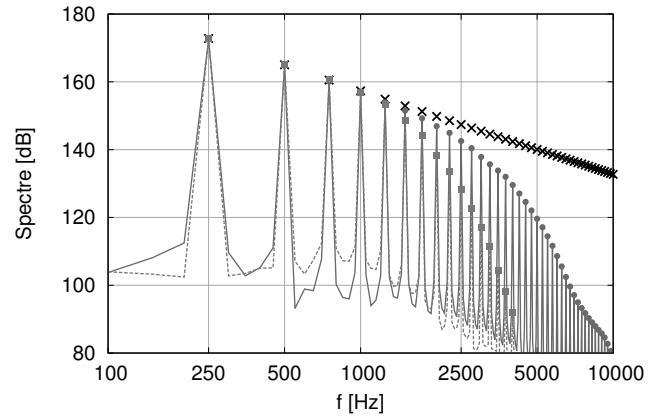
(a) $z/\lambda_s = 1.08$



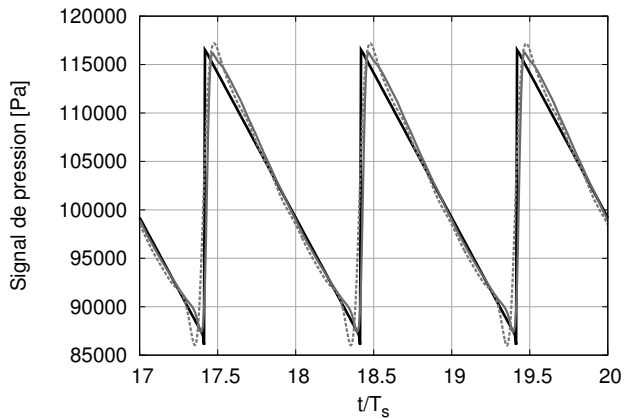
(a) $z/\lambda_s = 1.08$



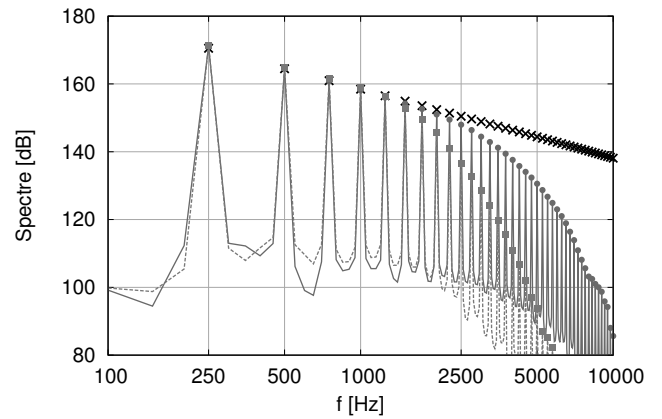
(b) $z/\lambda_s = 1.44$



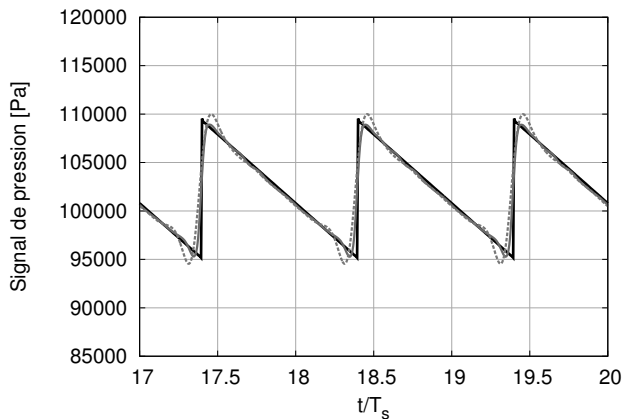
(b) $z/\lambda_s = 1.44$



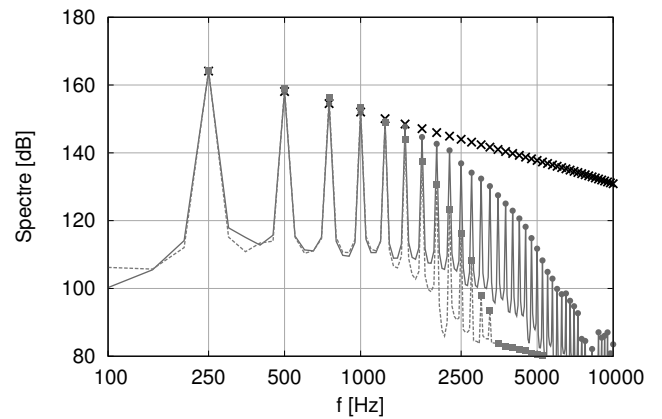
(c) $z/\lambda_s = 2.16$



(c) $z/\lambda_s = 2.16$



(d) $z/\lambda_s = 7.20$



(d) $z/\lambda_s = 7.20$

FIGURE 5 – Visualisation dans l'espace temporel de la propagation non linéaire des ondes acoustiques initialement sinusoïdales. — : solution analytique, — : référence LES, - - - : couplage LES-Euler.

FIGURE 6 – Visualisation dans l'espace spectral de la propagation non linéaire des ondes acoustiques initialement sinusoïdales. × : solution analytique, —●— : référence LES, - -■- : couplage LES-Euler.

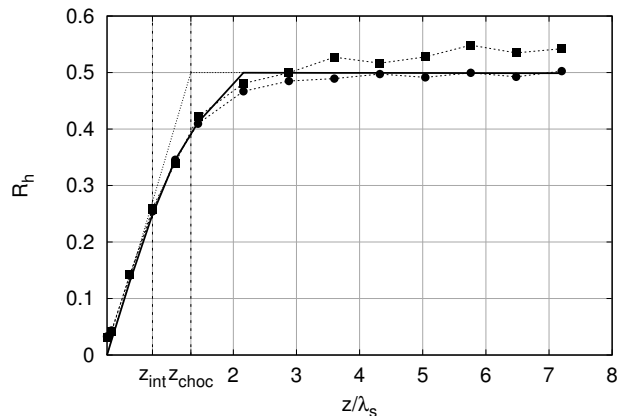


FIGURE 7 – Génération d’harmoniques à $SPL_s = 174$ dB mise en évidence par le rapport R_h pour le cas du guide d’onde. — : solution analytique, --●-- : référence LES, --■-- : couplage LES-Euler.

5 Conclusion et perspectives

Une méthodologie de calcul par couplage fort CFD-CAA est mise en œuvre dans cette étude. Sa faisabilité est établie. La qualité des résultats en propagation acoustique linéaire et surtout non linéaire est démontrée tout en mettant en perspective les limitations des approches alternatives (LES, méthodes intégrales) en terme de précision, coût et souplesse. L’approche semble donc tout indiquée pour une application au calcul du bruit de jet supersonique. Le problème des oscillations parasites observées aux abords des discontinuités restent à étudier et corriger. D’autre part, la validation du couplage fort fait actuellement l’objet de cas test complémentaires. Enfin, la montée en ordre spatial que permet la méthode Galerkin discontinue du code CAA est envisagée sur les prochaines applications pour améliorer le rapport coût/précision.

Remerciements

Ce travail a été financé par la direction scientifique de l’Onera - *The French Aerospace Lab* dans le cadre du projet de recherche interne AJIL (Acoustique des Jets Impactants Lanceurs). Sa poursuite fait actuellement l’objet de la thèse du premier auteur, cofinancée par le Centre National d’Études Spatiales, encadrée par F. Vuillot et dirigée par C. Bailly, envers lesquels il est reconnaissant pour leur soutien.

Références

- [1] D. GÉLY et al. “Reduction of Supersonic Jet Noise - Application to the Ariane 5 launch Vehicle”. *6th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. 2000-2026. Lahaina, HI, USA, 2000. doi : [10.2514/6.2000-2026](https://doi.org/10.2514/6.2000-2026).
- [2] K. FUJII, T. NONOMURA et S. TSUTSUMI. “Toward Accurate Simulation and Analysis of Strong Acoustic Wave Phenomena - A Review from the experience of our Study on Rocket Problems”. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 64 (2010), p. 1412-1432. doi : [10.1002/flid.2446](https://doi.org/10.1002/flid.2446).
- [3] K. FUKUDA et al. “Acoustic Measurement and Prediction of Solid Rockets in Static Firing Tests”. *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. 2009-3368. Miami, FL, USA, 2009. doi : [10.2514/6.2009-3368](https://doi.org/10.2514/6.2009-3368).
- [4] N. de CACQUERAY et C. BOGEY. “Noise of an Overexpanded Mach 3.3 Jet : Non-linear Propagation Effects and Correlations with Flows”. *International Journal of Aeroacoustics* 13.7 & 8 (2014), p. 607-632. doi : [10.1260/1475-472X.13.7-8.607](https://doi.org/10.1260/1475-472X.13.7-8.607).
- [5] K. M. ELDRÉD. *Acoustic Loads Generated by the Propulsion System*. SP 8072. NASA, 1971.
- [6] A. S. LYRINTZIS. “Surface Integral Methods in Computational Aeroacoustics - From the (CFD) Near-field to the (Acoustic) Far-field”. *International Journal of Aeroacoustics* 2.2 (2003), p. 95-128. doi : [10.1260/147547203322775498](https://doi.org/10.1260/147547203322775498).
- [7] A. REFLOCH et al. “CEDRE Software”. *Aerospace Lab Journal* 2.11 (2011), p. 1-10.
- [8] P. DELORME et al. “Computational Aeroacoustics Applications based on a Discontinuous Galerkin Method”. *Comptes Rendus Mécanique* 333.9 (2005), p. 676-682. doi : [10.1016/j.crme.2005.07.007](https://doi.org/10.1016/j.crme.2005.07.007).
- [9] J. TROYES et al. “Study of Impinging Supersonic Jet Noise with Aerodynamics and Acoustics Numerical Simulations”. *30th International Symposium on Space Technology and Science*. 2015-399. Kobe-Hyogo, Japan, 2015.
- [10] C. PEYRET et P. DELORME. “hp Discontinuous Galerkin Method for Computational Aeroacoustics”. *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. 2007-3475. Rome, Italy, 2007. doi : [10.2514/6.2007-3475](https://doi.org/10.2514/6.2007-3475).
- [11] N. de CACQUERAY, C. BOGEY et C. BAILLY. “Investigation of a High-Mach-Number Overexpanded Jet Using Large-Eddy Simulation”. *AIAA Journal* 49.10 (2011), p. 2171-2182. doi : [10.2514/1.J050952](https://doi.org/10.2514/1.J050952).
- [12] R. HARRIS et al. “Coupled Overset Unstructured Discontinuous Galerkin Method for Launch Environment Acoustics Prediction”. *21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. 2015-2538. Dallas, TX, USA, 2015. doi : [10.2514/6.2015-2538](https://doi.org/10.2514/6.2015-2538).
- [13] R. LÉGER et C. PEYRET. “Coupled Discontinuous Galerkin / Finite Difference Solver on Hybrid Meshes for Computational Aeroacoustics”. *AIAA Journal* 50.2 (2012), p. 338-349. doi : [10.2514/1.J051110](https://doi.org/10.2514/1.J051110).
- [14] O. LABBÉ et al. “A CFD/CAA Coupling Method applied to Jet Noise Prediction”. *Computers & Fluids* 86 (2013), p. 1-13. doi : [10.1016/j.compfluid.2013.07.013](https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2013.07.013).
- [15] M.-P. ERRERA, E. QUÉMERAIS et B. BAQUÉ. “Approche multi-physique par couplage de code. Application en aérothermique”. *1^{er} Colloque International Francophone d’Énergétique et Mécanique*. ART-2-126. Saly, Sénégal, 2010.
- [16] W. J. BAARS et al. “On Cumulative Nonlinear Acoustic Wave Distortions from High-speed Jets”. *Journal of Fluid Mechanics* 749 (2014), p. 331-366. doi : [10.1017/jfm.2014.228](https://doi.org/10.1017/jfm.2014.228).
- [17] M. AKAMINE et al. “Experimental Study on Acoustic Phenomena of Supersonic Jet Impinging on Inclined Plate”. *52nd AIAA Aerospace Sciences Meeting*. 2014-0879. National Harbor, MA, USA, 2014. doi : [10.2514/6.2014-0879](https://doi.org/10.2514/6.2014-0879).
- [18] *Acoustics - Attenuation of Sound During Propagation Outdoors - part 1 : Air Absorption*. International Organization for Standardization, 1993.
- [19] E. SALZE. “Propagation acoustique non-linéaire en milieu inhomogène avec effets de sol : expériences à l’échelle du laboratoire”. Thèse de doct. École Centrale Lyon, 2012.
- [20] J. PRIEUR et G. RAHIER. “Aeroacoustic Integral Methods, Formulation and Efficient Numerical Implementation”. *Aerospace Science and Technology* 5.7 (2001), p. 457-468. doi : [10.1016/S1270-9638\(01\)01123-3](https://doi.org/10.1016/S1270-9638(01)01123-3).
- [21] J. A. GALLAGHER et D. K. McLAUGHLIN. “Experiments on the Non Linear Characteristics of Noise Propagation from Low and Moderate Reynolds Number Supersonic Jets”. *7th AIAA Aeroacoustics Conference*. 81-2041. Palo Alto, CA, USA, 1981. doi : [10.2514/6.1981-2041](https://doi.org/10.2514/6.1981-2041).
- [22] D. T. BLACKSTOCK. “Connection between the Fay and Fubini Solutions for Plane Sound Waves of Finite Amplitude”. *Journal of the Acoustical Society of America* 39.6 (1966), p. 1019-1026. doi : [10.1121/1.1909986](https://doi.org/10.1121/1.1909986).