

10ème Congrès Français d'Acoustique

Lyon, 12-16 Avril 2010

Spectre de pression pariétale sous une couche limite turbulente et rayonnement acoustique associé

Xavier Gloerfelt¹

¹ Laboratoire DynFluid, Arts et Métiers ParisTech, F-75013 Paris, xavier.gloerfelt@paris.ensam.fr

Les spectres fréquence-nombre d'onde de la pression pariétale sous une couche limite turbulente constituent une empreinte des structures turbulentes aux différentes échelles. Ces fluctuations de pression vont donc permettre de caractériser les sources de bruit indirectes (vibrations de l'habitacle d'une voiture ou du fuselage d'un avion) ainsi que les sources directes (émission acoustique quadripolaire). Le rayonnement direct d'une couche limite turbulente est faible et peu d'informations peuvent être obtenues par l'expérience. C'est pourquoi une simulation directe du bruit d'une couche limite est réalisée par résolution des équations de Navier-Stokes compressibles pour un nombre de Mach de 0.5 et un nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement entre 300 et 2000. Grâce aux soins apportés dans les méthodes numériques et malgré la très faible efficacité du rayonnement direct d'une couche limite turbulente, celui-ci est obtenu sans modélisation. L'analyse de la pression pariétale issue du calcul permet de remonter aux événements tourbillonnaires responsables du bruit, notamment pour les petits nombres d'onde. Ces arrangements à grande échelle sont reliés aux émissions acoustiques à l'aide de différents modèles pour le spectre fréquence-nombre d'onde (Corcos, Chase) et pour le rayonnement acoustique (à partir de l'analogie de Lighthill-Powell).

1 Introduction

La pression pariétale sous une couche limite turbulente constitue une empreinte des structures tourbillonnaires qui évoluent dans la couche limite. Sa mesure avec une précision croissante, grâce à l'emploi de sondes déportées par exemple, nous renseigne donc sur la nature de l'écoulement et sur sa dynamique. Elle est également la principale entrée pour prédire l'excitation structurale qu'elle peut induire. Les vibrations engendrées sont en effet une source de bruit aérodynamique indirecte de plus en plus gênante en raison des progrès réalisés pour réduire les autres nuisances sonores. Le bruit de couche limite représente une part non négligeable du bruit aérodynamique perçu à l'intérieur des véhicules de transport terrestre ou aérien (bruit de cabine). Comme les structures élastiques possèdent une fonction de réponse plus sensible aux basses fréquences, une attention particulière a été portée dans l'abondante littérature sur la pression pariétale à la contribution des petits nombres d'onde dans une analyse spectrale. Les efforts de modélisation se sont attachés à la bonne représentation de la partie "sous-convective" du spectre [1, 2], c'est-à-dire à la plage de nombres d'onde une décade en deça du pic principal, qui représente la trace des structures turbulentes les plus énergétiques qui sont convectées à une vitesse de l'ordre de 0.7 à 0.85 la vitesse nominale à l'extérieur U_0 . En particulier, les nombres d'onde inférieur à $\kappa_0 = \omega/c_0$, le nombre d'onde acoustique, sont qualifiés de supersoniques et ceux sont eux qui génèrent le rayonnement direct de la couche limite, en l'absence de tout corps diffractant. Cette deuxième source directe est fortement transmise à l'intérieur de l'habitacle. Une des princi-

pales inconnues concerne la part de ce rayonnement direct ainsi que l'énergie qu'elle représente et qui risque de se convertir efficacement en vibrations. Les nombreuses études montrent sans aucun doute que le niveau du "pic" acoustique est plusieurs décades en dessous du niveau atteint par le pic convectif sur une échelle logarithmique (en deça certainement de 40 dB). Cependant, de part sa faible amplitude, cette source est très difficilement mesurable. On ne peut l'isoler du bruit de la soufflerie et les quelques tentatives sur des corps plongés, en translation verticale, demeurent peu convaincantes [3] le bruit dû à la transition laminaire-turbulent constituant une source plus efficace qui peut masquer le sujet d'étude. L'expertise actuelle repose donc essentiellement sur l'analyse théorique. Une contribution majeure est fournie par Powell [4] qui montre que le terme surfacique dipolaire de l'analogie de Curle [5] dégénère en présence d'un demi-plan infini vers une distribution de quadripôles. L'introduction de sources images fournit une fonction de Green exacte qui transforme l'intégrale surfacique sur la pression en une intégrale volumique sur les sources images quadripolaires, seule subsiste l'intégrale dipolaire correspondant aux tensions visqueuses tangente à la paroi. Sa nature dipolaire diminue les effets d'annulation en champ proche. C'est pourquoi certains auteurs ont postulé qu'il s'agissait de la source dominante [6, 7]. Une controverse s'en est suivie car certains auteurs comme Howe [8] ont noté que le caractère dissipatif de ces tensions tangentielles peut contrebalancer leur capacité à rayonner et seraient plutôt de nature à altérer les ondes proches de la paroi, donc devraient être incluses dans l'opérateur de propagation. A ce niveau, il est utile d'introduire un paramètre im-

portant du bruit de couche limite qui est la vitesse externe, représentée par le nombre de Mach $M=U_0/c_0$. Les premières études étaient plutôt motivées par les applications sous-marines, comme la perturbation des sonars, et donc se sont focalisées sur la plage $M \ll 1$, typiquement 0.01. L'intérêt plus récent pour le bruit intérieur dans les transports terrestres ($M \simeq 0.1$) et aériens ($M \simeq 0.8$) élargit considérablement le champ d'investigation. Si des études numériques récentes, basées sur l'application de l'analogie acoustique à partir de simulations numériques directes incompressibles [9, 10] montrent indubitablement que le rayonnement dipolaire des tensions visqueuses peut constituer une source prépondérante à très faible vitesse, la question reste ouverte concernant les écoulements plus rapides ($0.1 < M < 0.8$). Dans cette gamme de vitesses, le rayonnement quadripolaire, bien que peu efficace, devrait l'emporter et même s'il représente un faible pourcentage de l'énergie totale, il peut représenter une part importante des nuisances sonores en raison de la fonction de transfert élevée de la paroi pour ces petits nombres d'onde.

L'objectif de cette étude est de contribuer à la connaissance des caractéristiques de la pression pariétale sous une couche limite turbulente aux bas nombres d'onde en réalisant une expérience numérique qui permette d'accéder de façon non ambiguë au rayonnement direct des nombres d'onde supersoniques. On peut ainsi remonter directement ou indirectement au niveau du pic acoustique, afin de confirmer ou d'infirmer la présence d'une "tâche" acoustique dans les spectres fréquence-nombre d'onde pour une couche limite pleinement turbulente sans gradient de pression. Pour cela, les équations de Navier-Stokes compressibles sont résolues directement et fournissent toutes les grandeurs nécessaires à l'analyse. La principale difficulté est de parvenir à minimiser les sources parasites liées à l'introduction de la turbulence dans le domaine de calcul ou à leur sortie à la fin de ce domaine. Même si ces deux points restent encore imparfaits, le présent calcul permet de capter le rayonnement direct d'une couche limite turbulente à $M=0.5$.

2 Simulation du développement spatial d'une couche limite turbulente

Le calcul direct du bruit d'origine aérodynamique est effectué par Simulation des Grandes Echelles (SGE) des équations de Navier-Stokes compressibles. Les échelles non résolues sont modélisées par l'effet de régularisation d'un filtre sélectif. L'algorithme de résolution est décrit dans [11, 12]. Il s'appuie sur des schémas d'ordre élevé et des conditions aux limites autorisant la sortie des fluctuations aérodynamiques ou acoustiques sans réflexion notable. Une zone éponge importante combinant un filtrage laplacien et un étirement du maillage est ajoutée en sortie pour dissiper les structures turbulentes avant qu'elles ne frappent la condition de sortie en produisant des ondes parasites. Un autre point délicat est de déclencher rapidement une turbulence développée, la simulation complète de la transition à partir d'un

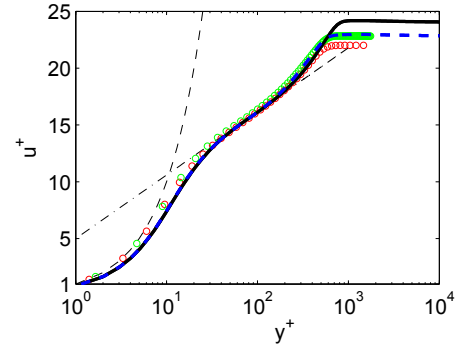


FIG. 1: Profil de la vitesse longitudinale en coordonnées de paroi à deux positions $x_1/\delta_{\text{ref}}=73$ ($Re_\theta=2229$) (—) et $x_1/\delta_{\text{ref}}=41.5$ ($Re_\theta=1551$) (---). On superpose quelques données de référence : DNS de Spalart à $Re_\theta=1410$ ($\circ$), DNS de Jimenez à $Re_\theta=1551$ ($\circ$).

écoulement laminaire nécessiterait une longueur de domaine prohibitive. Une solution consiste à superposer des fluctuations turbulentes synthétiques sur un profil moyen de couche limite turbulente. Ce type de technique produit un rayonnement parasite suffisamment fort pour masquer les ondes acoustiques émanant directement de la couche limite. On a donc préféré disposer une petite marche en amont afin de mimer la transition forcée par des bandes rugueuses expérimentalement. Cet artifice possède l'avantage d'être stationnaire donc de ne pas introduire de source fluctuante. La génération rapide de turbulence lorsque la partie interne de la couche limite recolle après la marche induit cependant un faible bruit haute fréquence, similaire au bruit d'une rugosité. Ce bruit se superpose aux ondes générées par la turbulence pariétale mais sont facilement identifiables donc permettent d'apprécier le rayonnement direct.

Le maillage utilisé est uniforme suivant l'envergure et des conditions aux limites périodiques sont appliquées dans cette direction. Les mailles sont également uniformes dans la direction de l'écoulement sauf sur les 100 derniers points où un étirement de 2% constitue une des composantes de la zone éponge. Dans la direction normale à la paroi, un étirement de 2.5% permet d'éloigner la limite supérieure afin d'accéder au champ rayonné. La vitesse de frottement u_τ est estimée lorsque l'écoulement est pleinement turbulent et permet d'exprimer les variables en coordonnées de paroi, $\bar{u}^+ = \bar{u}/u_\tau$ ou $x_i^+ = u_\tau x_i/\nu$. En utilisant la valeur $u_\tau = 7.38$ m/s au milieu du domaine, en $x_1/\delta_0=143.5$, (position qui fournira également l'épaisseur de couche limite de référence δ_{ref}), on obtient $\Delta x_1^+=37$, $\Delta x_2^+=0.98$ et $\Delta x_3^+=14.7$. Le domaine d'intérêt excluant la zone éponge a pour dimensions $287\delta_0 \times 400\delta_0 \times 12.2\delta_0$, où δ_0 est l'épaisseur initiale imposée en entrée de domaine. Le nombre total de points est $1372 \times 300 \times 131 \sim 54 \times 10^6$. Le pas de temps utilisé, $\Delta t \simeq 5.8 \times 10^{-9}$ s, correspond à un nombre de Courant-Friedrichs-Lewy $CFL = c_\infty \Delta t / \Delta x_2$ de 1 et les calculs sont exécutés sur NEC SX-8 sur 8 processeurs. Le calcul est initialisé avec une couche limite laminaire de Blasius avec $\delta_0 = 3.18 \times 10^{-4}$ m, soit $Re_\theta^0 = 480$. L'air extérieur est caractérisé par un nombre de Mach $M=0.5$, une pression $p_\infty=101300$ Pa et une température $T_\infty=298.15$ K.

Le résultat de la SGE du développement spatial de

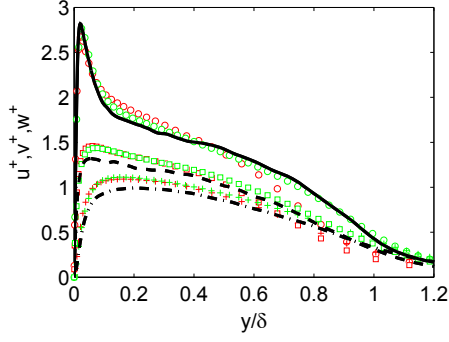


FIG. 2: Intensités turbulentes en $x_1/\delta_{\text{ref}}=73$.

u_{rms}/u_τ (— simulation ; $\circ$ Spalart ; $\circ$ Jimenez),
 v_{rms}/u_τ (— · — simulation ; $+$ Spalart ; $+$ Jimenez),
 w_{rms}/u_τ (— — — simulation ; $\square$ Spalart ; $\square$ Jimenez).

la couche limite turbulente est validé sur les figures 1 et 2. Les profils de la vitesse longitudinale en coordonnées de paroi de la figure 1 mettent en évidence les lois visqueuse et logarithmique en très bon accord avec les DNS de Spalart (1988) et Jimenez *et al.* (2009). La moyenne quadratique des trois composantes de vitesse définissent les intensités turbulentes qui sont également en très bon accord avec les données de référence. On peut noter une légère sous-estimation de v_{rms} et w_{rms} , souvent associée au maillage plus grossier utilisé dans les SGE.

3 Champ acoustique rayonné directement

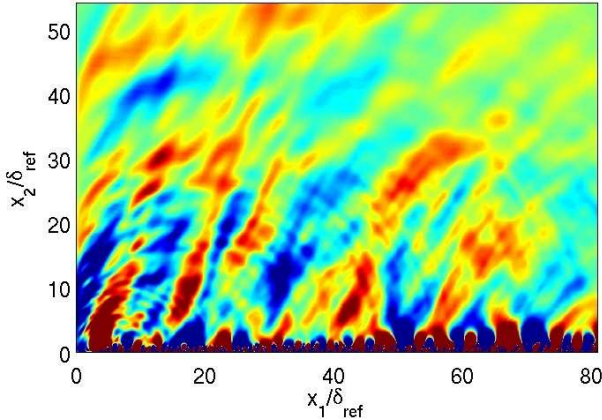


FIG. 3: Vue instantanée de la pression fluctuante p' dans le plan médian ($x_1, x_2, x_3 = 0$). Echelle de couleurs entre -5 Pa (bleu) et +5 Pa (rouge).

Un aperçu instantané du champ acoustique direct est donné sur la figure 3, où les fluctuations de pression p' sont représentées dans le plan médian ($x_1, x_2, x_3 = 0$). Des fronts d'onde de faible amplitude émanent des lobes de pression hydrodynamique avec une directivité prononcée vers l'amont, quelque peu renforcée par l'effet Doppler à Mach 0.5. Une animation permet de vérifier que ces ondes ne proviennent pas de la sortie (qui est placée trois fois plus loin que la limite présentée sur la figure 3). Elles sont fortement corrélées avec les lobes intenses en champ proche dont la grande longueur d'onde suggère qu'ils sont associés à une organisation à grande échelle des structures turbulentes, vraisemblablement aux

paquets de tourbillons en tête d'épingle séparés par des échancrures marquées de la frontière externe de la couche limite. On remarque également sur la figure 3 des fronts d'onde quasi circulaires d'encore plus faible intensité qui ont pour origine la marche placée en amont pour forcer une transition rapide vers un état turbulent. Cette marche se comporte comme une rugosité isolée, possédant un effet diffractant, similaire à ce qui est observé pour une couche limite sur une plaque rugueuse [13]. Ce rayonnement, certes physique, n'était pas souhaité et il pollue la source de bruit quadripolaire due à la turbulence pariétale. Cependant, il se produit à une fréquence relativement fixée et beaucoup plus élevée que le rayonnement naturel, et il est donc possible d'en faire abstraction lors de l'analyse.

4 Partie acoustique du spectre de pression pariétale

4.1 Résolution spectrale

Compte tenu de son faible épaissement, l'écoulement de couche limite est considéré comme homogène spatialement et il est de plus considéré comme statistiquement stationnaire. Ces hypothèses permettent d'analyser la pression pariétale dans l'espace fréquence-nombre d'onde. Les spectres fréquence-nombre d'onde sont obtenus en appliquant une triple transformée de Fourier aux données de pression pariétale enregistrées, profitant ainsi de la rapidité de calcul des FFT. Les corrélations ou les spectres croisés en sont déduits en utilisant le nombre de transformées inverses nécessaire. Quand un état statistiquement stationnaire est atteint, la pression pariétale est stockée durant 585 000 itérations tous les 30 pas de temps du solver SGE ($\Delta t u_\tau / \delta_{\text{ref}} \simeq 1.1 \times 10^{-3}$). Le temps total d'enregistrement correspond à $L_t u_\tau / \delta_{\text{ref}} = 22.08$. Les 19 500 échantillons sont divisés en 11 segments de 3250 enregistrements se recouvrant à moitié pour converger l'estimateur de moyenne. La résolution fréquentielle est $\Delta\omega = 1.71 u_\tau / \delta_{\text{ref}} = 0.013 U_\infty / \delta_{\text{ref}}^*$, et la fréquence maximale est $\omega_{\text{max}} = 5549 u_\tau / \delta_{\text{ref}} = 41 U_\infty / \delta_{\text{ref}}^*$. La fréquence de coupure induite par la résolution spatiale est cependant beaucoup plus basse. Si l'on considère que l'algorithme de résolution est capable de résoudre des structures discrétisées par 4 points, le nombre d'onde de coupure est $k_{\text{cut-off}} = 2\pi/4\Delta x = 23.6/\delta_{\text{ref}} = 4.1/\delta_{\text{ref}}^*$. En utilisant une hypothèse de Taylor avec $U_c=0.6$, on peut alors estimer une fréquence de coupure de l'ordre de $\omega_{\text{cut-off}} = 335 u_\tau / \delta_{\text{ref}} = 2.5 U_\infty / \delta_{\text{ref}}^*$. La résolution pour les nombres d'onde est $\Delta k_1 = 2\pi/L_{x_1} = 0.085/\delta_{\text{ref}} = 0.015/\delta_{\text{ref}}^*$ dans la direction longitudinale et couvre la plage $0 \leq k_1 \delta_{\text{ref}} \leq 94.6$ ($0 \leq k_1 \delta_{\text{ref}}^* \leq 16.5$). Dans la direction de l'envergure, on a $\Delta k_3 = 2\pi/L_{x_3} = 1.82/\delta_{\text{ref}} = 0.32/\delta_{\text{ref}}^*$, et $0 \leq k_3 \delta_{\text{ref}} \leq 236.6$ ($0 \leq k_3 \delta_{\text{ref}}^* \leq 41.4$).

4.2 Spectre en un point

Le spectre de pression pariétale en un point est tracé pour des positions successives dans la couche limite sur la figure 4. Les échelles internes visqueuses

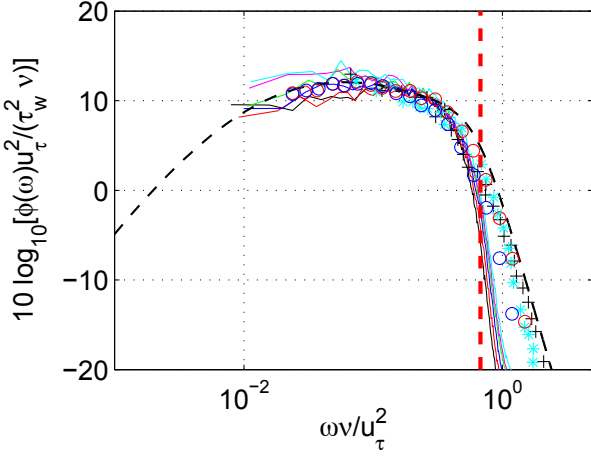


FIG. 4: Densité spectrale de puissance de la pression pariétale pour des abscisses successives $x_1/\delta_{\text{ref}}^*$: — 75.9; — 151.8; — 227.8; — 303.7; — 379.6; — 455.6. Adimensionnement par les échelles internes : τ_w comme échelle de pression et ν/u_τ^2 comme échelle de temps. Données expérimentales de référence : + + Gravante *et al.* ($Re_\theta=2953$); ** Farabee and Casarella ($Re_\theta=2945$); o Schewe ($d=2$ mm, $Re_\theta=1400$); o Schewe ($d=4$ mm, $Re_\theta=1400$). (— — —) modèle de Goody pour $R_T=20$; (— — —) fréquence de coupure de la SGE.

sont utilisées pour adimensionner les variables et permettent de superposer les spectres pour les hautes fréquences. L'utilisation des échelles externes δ et U_∞ permet au contraire de superposer les spectres en basses fréquences [12]. Plusieurs données expérimentales (Gravante *et al.* 1988, Schewe 1983 et Farabee and Casarella 1991) se superposent dans la plage intermédiaire de fréquences $0.1 \leq \omega \nu / u_\tau^2 \leq 0.6$. Pour les fréquences très élevées, la décroissance attendue en ω^{-5} est visible expérimentalement mais la simulation SGE fournit une décroissance plus rapide car ces fréquences sont au delà de la fréquence de coupure déduite de la résolution spatiale (ligne verticale) et correspondent donc à des structures non résolues par le maillage. Si on intègre le spectre, on accède à la pression quadratique moyenne $p_{\text{rms}}/\tau_w \simeq 2.4$ (en prenant une valeur médiane pour la contrainte pariétale). Ce résultat est en bon accord avec les valeurs de 2.35 de la DNS de Spalart (1998) ou 2.5 dans les expériences de Schewe (1983) pour des nombres de Reynolds similaires ($Re_\theta \simeq 1400$, $Re_\tau \simeq 500$). L'essentiel de l'énergie est donc bien capturé par la SGE et la coupure trop rapide supprime seulement des hautes fréquences peu énergétiques qui ne remettent pas en cause la présente analyse.

On utilise le modèle semi-empirique de Goody [14] pour représenter le spectre en un point. Il s'agit d'une extension du modèle de Chase-Howe model [2, 15] qui prend en compte l'influence du nombre de Reynolds (sous la forme du paramètre $R_T = (\delta/U_\infty)/(\nu/u_\tau^2) \propto u_\tau \delta / \nu$). Il s'écrit :

$$\frac{\phi_{pp}(\omega)U_\infty}{\tau_w^2 \delta} = \frac{C_2(\omega \delta / U_\infty)^2}{[(\omega \delta / U_\infty)^{0.75} + C_1]^{3.7} + [C_3 R_T^{-0.57}(\omega \delta / U_\infty)]^7} \quad (1)$$

avec $C_1 = 0.5$, $C_2 = 3$ et $C_3 = 1.1$. Ce modèle est représenté sur la figure 4 par la ligne pointillée pour $R_T = 20$, soit $Re_\theta=1500$. Il se superpose de façon sa-

tisfaisante avec la SGE ou les mesures. De plus, il est capable de représenter les très hautes ou très basses fréquences difficiles à simuler.

4.3 Etude de la cohérence

Les spectres croisés sont calculés pour différentes distances de séparation ξ_1 suivant la direction longitudinale ou ξ_3 suivant l'envergure. Il s'agit de fonctions complexes composées du co-spectre et du quad-spectre :

$$S_{pp}(\xi_1, \xi_3, \omega) = C(\xi_1, \xi_3, \omega) - iQ(\xi_1, \xi_3, \omega)$$

La cohérence γ est définie comme $\sqrt{|S_{pp}(\xi_1, \xi_3, \omega)|}$. On introduit également l'angle de phase : $\alpha(\xi_1, \xi_3, \omega) = \tan^{-1}(Q(\xi_1, \xi_3, \omega)/C(\xi_1, \xi_3, \omega))$. On trace les cohérences longitudinale et transversale sur la figure 5 en fonction de cet angle de phase. On constate une bonne superposition des cohérences obtenues pour différentes séparations, sauf peut-être pour les basses fréquences. On peut ainsi approximer la décroissance de ces cohérences par une fonction exponentielle, qui est la base de la modélisation de Corcos [16] :

$$S_{pp}(\xi, \omega) = \phi_{pp}(\omega) e^{-\frac{\omega|\xi_1|}{\alpha_1 U_c}} e^{-\frac{\omega|\xi_3|}{\alpha_3 U_c}} e^{i\omega\xi_1/U_c} \quad (2)$$

On trouve $1/\alpha_1=0.12$ et $1/\alpha_3=0.72$, en très bon accord avec les valeurs 0.11 et 0.714 obtenus par Corcos à partir de plusieurs bases de données expérimentales.

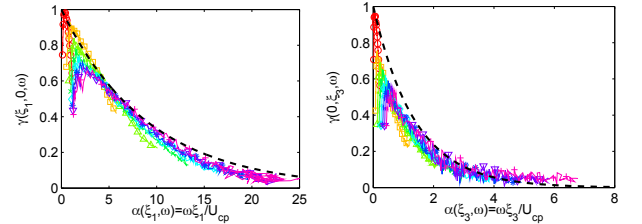


FIG. 5: Fonctions de cohérence pour différentes séparations longitudinales (à gauche) et transversales (à droite) en fonction de l'angle de phase. (— — —) fonction de cohérence modélisée (2) suivant ξ_1 ($\alpha_1 = 1/0.12$) ou ξ_3 ($\alpha_3 = 1/0.72$).

4.4 Vitesse de convection

L'étude des corrélations spatio-temporelles [12] permet de calculer la vitesse de convection moyenne en notant le temps τ qui sépare les pics de corrélations pour des écarts ξ_1 successifs, soit $\bar{U}_c(\xi_1) = \xi_1/\tau$. On peut aussi évaluer une vitesse instantanée $U_c(\xi_1) = d\xi_1/d\tau$ en calculant la pente de la ligne qui suit les maxima de corrélations [12]. Ces vitesses sont qualifiées de large-bande car elles sont globales et ne distinguent pas les fréquences. Elles sont tracées sur la figure 6. La vitesse large-bande moyenne varie entre $0.6U_\infty$ et $0.84U_\infty$, ce qui est en bon accord avec les mesures de Willmarth and Woolridge (1962) qui donnent 0.53 pour les petits ξ_1 et 0.83 pour les grands ξ_1 , ou Bull (1967) qui notent des valeurs de 0.53 et 0.825.

Les spectres croisés permettent de définir une vitesse de phase dépendant de la fréquence $U_{cp} = \omega \xi_1 / \alpha$, qui est représentée sur la figure 7. Cette vitesse correspond aux mesures de corrélations en bande fine effectuées

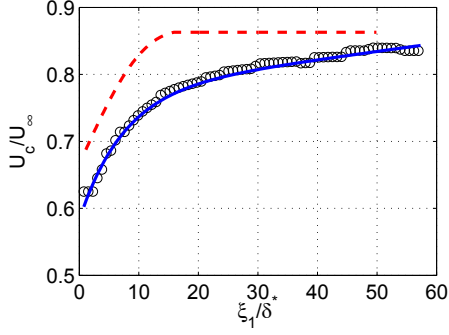


FIG. 6: Vitesses de convection large-bande moyenne $\bar{U}_c(\xi_1) = \xi_1/\tau$ (ooo, — fit) et instantanée $U_c(\xi_1) = d\xi_1/d\tau$ (---) en fonction de la séparation longitudinale.

par Blake [17], qui permettent d'associer une vitesse de convection à des structures de taille différentes, correspondant à des fréquences différentes. On peut ainsi estimer le temps de vie moyen des structures turbulentes qui composent la turbulence pariétale. La tendance observée sur la figure 7 est similaire aux observations expérimentales de Blake. Pour les petites distances de séparation, une vitesse de 0.55 indique que les structures les moins corrélées, certainement les petites échelles, sont convectées plus lentement ; ce qui est cohérent avec le fait qu'elles se situent près de la paroi. L'augmentation de cette vitesse est rapide et atteint un plateau à $0.75U_\infty$.

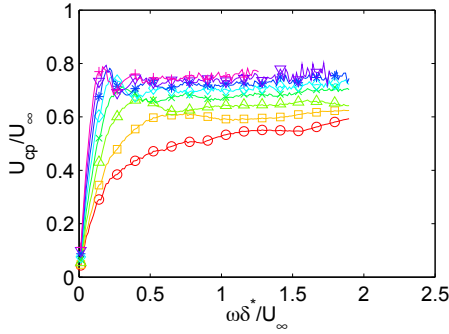


FIG. 7: Vitesse de phase en fonction de la fréquence pour différentes séparations longitudinales.

4.5 Spectres fréquence-nombre d'onde et comparaison avec des modèles

Le spectre fréquence-nombre d'onde est représenté sur la figure 8. Il indique un pic principal qui caractérise le caractère convectif de la pression hydrodynamique. La ligne pointillée noire indique la vitesse de convection moyenne. Les lobes convectifs sont asymétriques et s'élargissent, indiquant une diminution de la longueur de corrélation pour les hautes fréquences. Aucune trace n'est visible le long des lignes pointillées rouge qui représentent les nombres d'onde acoustiques convectés, certainement en raison du niveau très faible du bruit rayonné directement par la turbulence pariétale.

Le spectre fréquence-nombre d'onde obtenu est comparé à des modèles classiques afin notamment d'étudier le comportement pour les bas nombres d'onde. Ainsi,

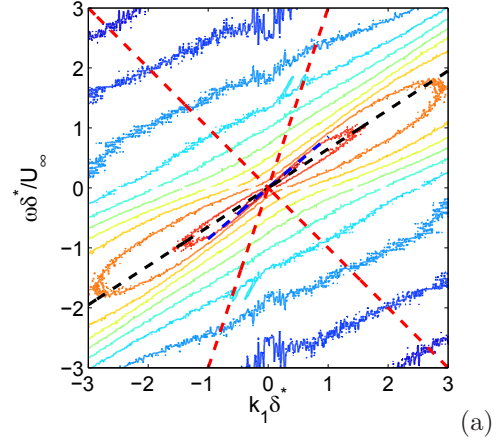


FIG. 8: Contours du logarithme du spectre fréquence-nombre d'onde $\Phi_{pp}(k_1, 0, \omega)$ (19 contours entre -10 and -1 tous les 0.5). La ligne pointillée noire représente la relation $k_c = \omega/U_c$ avec $U_c = 0.6U_\infty$, et la ligne pointillée bleue $U_c = 0.85U_\infty$. Les lignes rouges indiquent les nombres d'onde acoustiques convectés $\kappa_0 = \omega/(U_\infty \pm c_\infty)$.

Corcos [16] a modélisé les fonctions de cohérence par des exponentielles décroissantes (2) qui permettent d'exprimer le spectre comme :

$$\Phi_{pp}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{\phi_{pp}(\omega)}{\pi^2} \frac{\alpha_1 k_c}{k_c^2 + \alpha_1^2 (k_1 - k_c)^2} \frac{\alpha_3 k_c}{k_c^2 + \alpha_3^2 k_3^2}$$

où $k_c = \omega/U_c$ est le nombre d'onde convectif. On considère généralement que le modèle de Corcos décrit de façon satisfaisante le spectre près du pic convectif. Un autre modèle plus avancé a été proposé par Chase [18] afin de décrire également la région sous-convective :

$$\frac{\Phi_{pp}(\mathbf{k}, \omega)}{\rho_0^2 u_\tau^3 \delta^3} = \frac{1}{[(k_+ \delta)^2 + 1/b^2]^{\frac{5}{2}}} \left(C_M (k_1 \delta)^2 + C_T (k \delta)^2 \frac{(k_+ \delta)^2 + 1/b^2}{(k \delta)^2 + 1/b^2} \right)$$

avec $k_+^2 = (\omega - U_c k_1)^2 / (h u_\tau)^2 + k^2$, $C_M = 0.1553$, $C_T = 0.0047$, $b = 0.75$ et $h = 3$. Ce modèle est basé sur le problème de Poisson associé à la pression hydrodynamique en distinguant les interactions cisaillement moyen-turbulence (indice M) et les interactions turbulence-turbulence (indice T). Afin d'étendre le modèle aux nombres d'onde supersoniques, Chase [2, 15] a extrapolé l'expression précédente au domaine acoustique en s'appuyant sur l'analyse de l'analogie de Lighthill-Powell [4, 15] :

$$\frac{\Phi_{pp}(\mathbf{k}, \omega)}{\rho_0^2 u_\tau^3 \delta^3} = \frac{1}{[(k_+ \delta)^2 + 1/b^2]^{\frac{5}{2}}} \left[\frac{C_M (k_1 \delta)^2 k^2}{|k^2 - \kappa_0^2| + \epsilon^2 \kappa_0^2} + C_T (k \delta)^2 \times \frac{(k_+ \delta)^2 + 1/b^2}{(k \delta)^2 + 1/b^2} \left(c_1 + \frac{c_2 |k^2 - \kappa_0^2|}{k^2} + \frac{c_3 k^2}{|k^2 - \kappa_0^2| + \epsilon^2 \kappa_0^2} \right) \right]$$

avec $\kappa_0 = \omega/c_0$ le nombre d'onde acoustique, $c_1 = \frac{2}{3}$, $c_2 = c_3 = \frac{1}{6}$ et l'amplitude du pic acoustique est paramétrée par $\epsilon \simeq 0.2$. Les comparaisons sur la figure 9 indiquent que tous les modèles sous-estiment la largeur du pic convectif et ne représente pas correctement la vitesse de convection pour les hautes fréquences (qui est plus faible d'après la figure 7). Aux bas nombres d'onde, le modèle de Corcos tend à surestimer les niveaux alors

que les modèles de Chase sont plus proches de ceux obtenus par SGE. Les spectres calculés sont beaucoup plus faibles aux très hautes fréquences sans doute en raison de la coupure spectrale prématurée de la SGE.

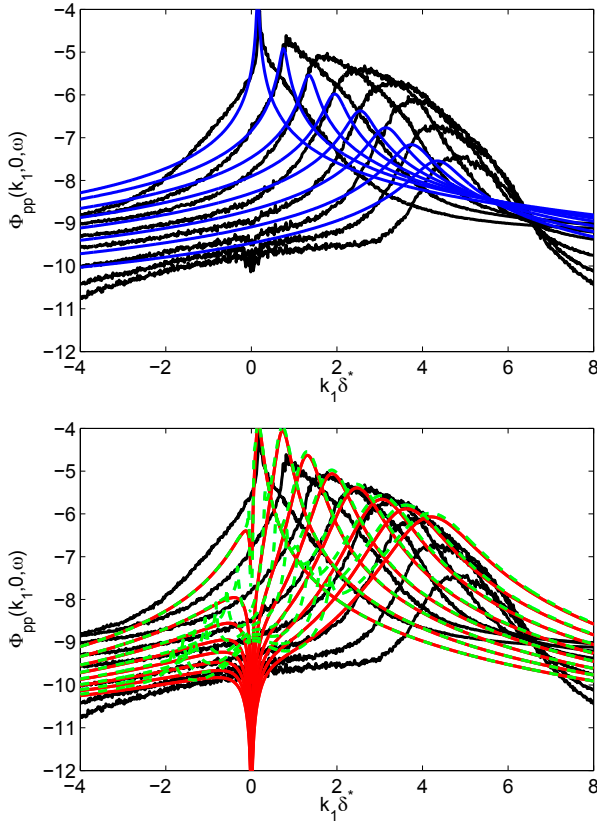


FIG. 9: Spectres fréquence-nombre d'onde pour fréquences successives $\omega \delta^+ / U_\infty = 0.127, 0.636, 1.145, 1.654, 2.164, 2.673, 3.182$ et 3.691 (—). En haut, comparaison avec le modèle de Corcos pour les mêmes fréquences avec $\phi_{pp}(\omega)$ donné par le modèle de Goody (1) (—). En bas, comparaison avec le modèle de Chase standard (—) et étendu au domaine acoustique (— —).

5 Conclusion

Une analyse dans l'espace fréquence-nombre d'onde incluant le domaine acoustique a été rendue possible en réalisant une SGE du développement spatial d'une couche limite turbulente. Le niveau de bruit rayonné directement est très faible et le pic acoustique correspondant sur les spectres ne peut être identifié car il est noyé dans le pic convectif adjacent pour ce nombre de Mach relativement élevé $M=0.5$.

Remerciements

Ce travail a bénéficié des ressources de calcul HPC de l'IDRIS et du CCRT pour l'allocation 2009-41736 dans le cadre de GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif).

Références

[1] Ffowcs Williams, J., "Boundary-layer pressures and the Corcos model : a development to incorpo-

rate low-wavenumber constraints," *J. Fluid Mech.*, Vol. 125, 1982, pp. 9–25.

[2] Chase, D., "The character of the turbulent wall pressure spectrum at subconvective wavenumbers and a suggested comprehensive model," *J. Sound Vib.*, Vol. 112, No. 1, 1987, pp. 125–147.

[3] Greshilov, E. and Mironov, M., "Experimental evaluation of sound generated by turbulent flow in a hydrodynamic duct," *Sov. Phys. Acoust.*, Vol. 29, 1983, pp. 275.

[4] Powell, A., "Aerodynamic noise and the plane boundary," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 32, No. 8, 1960, pp. 982–990.

[5] Curle, N., "The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound," *Proc. of the Royal Society of London*, Vol. A 231, 1955, pp. 505–514.

[6] Vecchio, E. and Wiley, C., "Noise radiated from a turbulent boundary layer," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 53, No. 2, 1973, pp. 596–601.

[7] Landahl, M., "Wave mechanics of boundary layer turbulence and noise," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 57, No. 4, 1975, pp. 824–831.

[8] Howe, M., "The rôle of surface shear stress fluctuations in the generation of boundary layer noise," *J. Sound Vib.*, Vol. 65, No. 2, 1979, pp. 159–164.

[9] Hu, Z., Morfey, C., and Sandham, N., "Sound radiation in turbulent channel flows," *J. Fluid Mech.*, Vol. 475, 2003, pp. 269.

[10] Hu, Z., Morfey, C., and Sandham, N., "Sound radiation from a turbulent boundary layer," *Phys. Fluids*, Vol. 18, 2006, pp. 098101.

[11] Berland, J. and Gloerfelt, X., "Investigation of noise radiation from a turbulent boundary layer," *14th AIAA/CEAS AeroAcoustics Conference*, 5-7 May, Vancouver, Canada, AIAA Paper 2008-2802, 2008.

[12] Gloerfelt, X. and Berland, J., "Direct computation of turbulent boundary layer noise," *15th AIAA/CEAS AeroAcoustics Conference*, 11-13 May, Miami, Florida, AIAA Paper 2009-3401, 2009.

[13] Howe, M., "Surface pressures and sound produced by turbulent flow over smooth and rough walls," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 90, No. 2, 1991, pp. 1041.

[14] Goody, M., "Empirical spectral model of surface pressure fluctuations," *AIAA Journal*, Vol. 42, No. 9, 2004, pp. 1788–1794.

[15] Howe, M., *Acoustics of fluid-structures interactions*, Cambridge University Press, 1998.

[16] Corcos, G., "Resolution of pressure in turbulence," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 35, 1963, pp. 192–199.

[17] Blake, W., "Turbulent boundary-layer wall-pressure fluctuations on smooth and rough walls," *J. Fluid Mech.*, Vol. 44, 1970, pp. 637–660.

[18] Chase, D., "Modeling the wavevector-frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure," *J. Sound Vib.*, Vol. 70, 1980, pp. 29–67.