Bruit généré par un écoulement dans un diaphragme placé dans une conduite circulaire

P. Blanc, E. Landel, J. Guibergia

► To cite this version:

P. Blanc, E. Landel, J. Guibergia. Bruit généré par un écoulement dans un diaphragme placé dans une conduite circulaire. *Journal de Physique IV Proceedings*, 1994, 04 (C5), pp.C5-963-C5-967. 10.1051/jp4:19945211 . jpa-00252896

HAL Id: jpa-00252896

<https://hal.science/jpa-00252896>

Submitted on 1 Jan 1994

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.

Bruit généré par un écoulement dans un diaphragme placé dans une conduite circulaire

P. BLANC, E. LANDEL et J.P. GUIBERGIA*

Principia R.D., La Seyne-sur-Mer, Zone Portuaire de Brégaillon, 83507 La Seyne-sur-Mer cedex, France

** Institut de Mécanique des Fluides de Marseille, 1 rue Honnorat, 13003 Marseille, France*

résumé :

The aim of this study is to realize a numerical model, able to predict the level of the noise radiated by a turbulent zone created by a singularity set in a circular duct. In spite of good results, the direct methods which solve the instantaneous equations of fluid mechanic cannot be used in industrial environment. Our method, based on the classical results of fluid mechanics obtained with average data and coupled with the theory of Lighthill gives good results, in this first study, on the circular diaphragm.

1. INTRODUCTION.

Dans les circuits hydrauliques, il existe un certain nombre de singularités qui se comportent comme des sources de bruit. L'origine de cette génération admet des causes multiples qui sont plus ou moins complexes. Parmi elles, la création d'onde acoustique à partir de la turbulence représente un des processus de génération du bruit. Jusqu'alors, le bruit produit par la turbulence est essentiellement quantifié par des moyens expérimentaux. Il est clair que le recours à des moyens numériques est extrêmement intéressant, car il est alors possible de prédire les caractéristiques acoustiques de certaines singularités hydrauliques.

Ce calcul peut de plus compléter une analyse globale de la réponse acoustique des circuits (logiciel LACTUS) et nous donne les moyens de prédire mais également d'optimiser les caractéristiques acoustiques des circuits hydrauliques.

2. PRESSION ACOUSTIQUE RAYONNEE PAR UNE ZONE TURBULENTE.

Comme l'a montré Lighthill (par exemple [1]), à faible nombre de Mach, sans injection de masse et pour des nombres de Reynolds assez grands ($\approx 10^6$), les fluctuations de masse volumique autour d'un état au repos sont solutions de l'équation inhomogène suivante :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_0^2 \right) \Delta \rho' &= \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} && \text{: Equation des ondes de Lighthill} \\ \rho' &= \rho - \rho_0 && \text{: Fluctuation de masse volumique} \\ T_{ij} &= \rho(u_i u_j) && \text{: Tenseur de Lighthill} \end{aligned}$$

En utilisant l'approximation acoustique ($p_a = \rho' c_0^2$), cette équation valable dans tout l'espace peut dans le domaine fréquentiel s'écrire :

$$\Delta \tilde{p}_a + k_0^2 \tilde{p}_a = - \frac{\partial^2 (\tilde{T}_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} \quad (1)$$

$$\tilde{f}(X, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(X, t) \exp(-i\omega t) dt \quad \text{Transformée de Fourier fréquentielle}$$

$$k_0 = \frac{\omega}{c_0}$$

Nombre d'onde acoustique

Dans le cas d'un milieu confiné, cette équation doit être complétée par les conditions aux limites traduisant l'influence des parois qui s'écrivent dans le cas général : $\frac{\tilde{u}_n}{\tilde{p}} = \frac{Z}{\rho_0 c_0}$, avec Z l'impédance de la paroi.

On peut représenter la solution de cette équation, compte tenu des conditions aux limites, sous la forme suivante :

$$\tilde{p}_a(X, \omega) = \iiint_{D_v} \frac{\partial^2 (\tilde{T}_{ij}(X', \omega))}{\partial x_i \partial x_j} G(X, X', \omega) dv(X') \quad (2)$$

$X = (x_1, x_2, x_3)$ Coordonnées

$G(X, X', \omega)$ Fonction de Green qui vérifie les conditions aux limites du problème

D_v Volume dans lequel le tenseur de Lighthill n'est pas nul

A travers ce résultat on pressent toute la difficulté du problème du calcul du rayonnement acoustique du fait de sa dépendance d'un terme non-linéaire qui est lié au produit des fluctuations du vecteur vitesse et de son évolution spatio-temporelle.

3. DENSITE SPECTRALE DE PUISSANCE RAYONNEE PAR UNE ZONE TURBULENTE DANS UNE CONDUITE CIRCULAIRE.

Dans le cas d'une conduite circulaire rigide, pour des fréquences inférieures à la fréquence de coupure, on montre [2] que la pression acoustique peut être exprimée en coordonnées cylindriques par la relation :

$$\tilde{p}_a(z, \omega) = \frac{-ik_0}{2\pi b^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^b \tilde{T}_{zz}(r, \theta, z_0, \omega) \exp(ik_0|z - z_0|) dz_0 r dr d\theta \quad (3)$$

Pour obtenir ce résultat, on a supposé que seules les fluctuations de la vitesse longitudinale ont une contribution non négligeable dans le calcul du rayonnement acoustique [3],[4].

L'évaluation de la puissance acoustique rayonnée dans l'espace physique (temporel), peut être réalisée en calculant dans l'espace de Fourier la densité spectrale de puissance $\Phi_{pp} = \tilde{p}_a \tilde{p}_a^*$.

En reprenant l'expression de la pression acoustique ci-dessus, on montre que la densité spectrale de puissance en champ lointain repose sur la détermination du spectre spatio-temporel du tenseur de Lighthill qui est défini comme :

$$\begin{aligned} \hat{\Phi}_{zz}(z, K, \omega) &= \frac{1}{(2\pi)} \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\Phi}_{zz}(z_1, z, \omega) \exp(-iKz_1) dz_1 \\ \bar{\Phi}_{zz}(z_1, z, \omega) &= \iint_s \tilde{T}_{zz}(X_1) ds_1 \iint_s \tilde{T}_{zz}^*(X) ds \end{aligned} \quad (4)$$

On a en effet établi [2] que :

$$\Phi_{pp}(\omega) = \frac{k_0^2 (2\pi)^3}{(2\pi b^2)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\Phi}_{zz}(z, k_0, \omega) dz \quad (5)$$

Où $\hat{\Phi}_{zz}$ est la transformée de Fourier spatiale de l'intégrale sur une section de la densité spectrale du tenseur de Lighthill calculée au nombre d'onde acoustique k_0 .

En utilisant un code de simulation directe de la turbulence il est possible d'obtenir explicitement la densité spectrale du tenseur de Lighthill et donc la puissance acoustique. Or ce type de calcul reste difficile de mise en oeuvre dans un contexte industriel, si bien que cette approche a été écartée pour des raisons pratiques uniquement.

Une autre approche consiste alors à utiliser des résultats généraux provenant d'essais, pour construire des spectres enveloppes qui sont seulement fonctions des grandeurs moyennées.

Le but de cette démarche est de déterminer, en utilisant la valeur moyenne des fluctuations de vitesses longitudinales et certains résultats expérimentaux, le spectre spatio-temporel de l'énergie cinétique turbulente.

On fait l'hypothèse que le spectre spatio-temporel du tenseur de Lighthill peut se décomposer de la façon suivante [1],[5], en séparant les interactions temporelles et spatiales.

$$\hat{\Phi}_{zz}(z, k_0, \omega) = \rho_0^2 U_m^2 \overline{u_z^2}(z) \Phi(n_s) \left(\frac{D}{\pi}\right)^2 (\alpha_z U_c) \quad (6)$$

u_z^2 Moyenne des fluctuations des vitesses longitudinales, estimée par des modèles de turbulence à une ou deux équations qui négligent les intercorrélations.

D Diamètre conduite.

U_c Vitesse de convection.

α_z Coefficient empirique égal à 0.3.

n_s Nombre de Strouhal égal à $\frac{\omega z}{2\pi U_m}$.

$\Phi(n_s)$ Spectre qui représente l'évolution du spectre de l'énergie cinétique turbulente adimensionné en fonction du nombre de Strouhal.

Le modèle numérique utilisé pour le calcul de la moyenne des fluctuations de vitesses longitudinales est un modèle $K-\epsilon$. Pour la modélisation du spectre $\Phi(n_s)$, nous avons retenu les résultats obtenus par N.A. Silveira établi dans le cas d'une marche [6], et ceux de A.M. Karchmer [7] dans le cas d'un jet. Ces spectres, qui décroissent exponentiellement traduisant la cascade énergétique de Kolmogorov, ont les caractéristiques suivantes (cf figure 1) :

Figure 1 - Evolution du spectre $\Phi(n_s)$

4. RESULTATS ET CONCLUSION.

Pour vérifier la décroissance du spectre Φ en fonction du nombre de Strouhal, des mesures en champ proche sur les pressions fluctuantes ont été réalisées. La décroissance obtenue sur les calculs des auto-spectres, quelle que soit la vitesse d'écoulement, coïncide avec les résultats de A.Silveira (cf figure 2).

La comparaison entre puissance acoustique rayonné mesurée et celle calculée numériquement est satisfaisante. Comme le montrent les résultats ci-après (cf figure 3), le calcul de la puissance acoustique utilisant le modèle de N.A. Silveira est en bon accord avec les résultats mesurés pour les vitesses de 1.0, 2.0, et 2.5 m/s.

Figure 2 - Evolution des auto-spectres dans la zone de recirculation
Comparaisons des résultats expérimentaux avec les deux
modèles de Karchmer et de Silveira
(Trois vitesses d'écoulement [1.,2.,2.5 m/s])

Figure 3 - Puissance acoustique adimensionnée
Comparaison des résultats expérimentaux
avec le modèle de N.A. Silveira
(Trois vitesses d'écoulement [1.,2.,2.5 m/s])

Remerciements

Nous tenons à remercier vivement les responsables de la DRET pour le soutien qu'ils ont apporté à ces travaux.

5. REFERENCES.

- [1] **BLAKE W.K.**, Mechanics of flow-induced sound and vibration, vol I, Academic press, 1986.
- [2] **BLANC P. et LANDEL E.**, Génération du bruit par la turbulence - Rapport d'avancement de thèse P.BLANC, PRINCIPIA R.D., RET.41.104.01, 1992.
- [3] **DOWLING A.P.**, Advanced program for industry, University of Cambridge, 1990.
- [4] **FFOWCS WILLIAMS J.E.**, J. Fluid Mech., Vol. 125, pp 9-25, 1982.
- [5] **RIBNER H.S.**, Quadrupole correlations governing the pattern of jet noise, J. Fluid Mech., Vol. 38, part 1, pp 1-24, 1969.
- [6] **SILVEIRA N.A.**, Simulation numérique des grandes échelles d'un écoulement turbulent décollé en aval d'une marche, Thèse présentée en 1991 à l'Institut National Polytechnique de Grenoble.
- [7] **KARCHMER A.M., DORSCH R.G. and FRIEDMAN R.**, Acoustic tests of 15.2 centimeter diameter potentiel convergent nozzle, Lewis Research Center, NASA 1974.