

# Influence de la largeur transversale d'une cavité sur le bruit rayonné par un écoulement affleurant

Gloerfelt Xavier, Christophe Bogey & Christophe Bailly

LMFA, UMR CNRS 5509 & Ecole Centrale de Lyon  
36, av. Guy de Collongue - 69134 Ecully  
<http://www.lmfa.ec-lyon.fr/autres/CAA/caaweb.html>  
[xavier.gloerfelt@ec-lyon.fr](mailto:xavier.gloerfelt@ec-lyon.fr)

## Résumé :

*Le bruit rayonné par un écoulement affleurant une cavité rectangulaire est calculé directement par résolution des équations de Navier-Stokes 3-D compressibles, qui fournissent à la fois les champs aérodynamique et acoustique. Afin de quantifier l'importance des effets tridimensionnels, la simulation est réalisée pour deux largeurs transversales de la cavité. On constate un changement de mode pour les oscillations qui se développent dans la couche cisailée ainsi qu'une réduction des niveaux acoustiques pour la cavité la plus étroite.*

## Abstract :

*The noise radiated by a laminar flow past a rectangular cavity is computed directly by solving the 3-D compressible Navier-Stokes equations, providing the aerodynamic and the acoustic fields in the same calculation. To address the effects of the flow threedimensionalities, the simulation is performed for two cavity widths in the spanwise direction. A change in the dominant mode of the shear layer oscillations is noticed. The acoustic levels are reduced for the narrower cavity.*

## Mots-clefs :

**aéroacoustique ; bruit de cavité ; simulation**

## 1 Introduction

Un écoulement au dessus d'une cavité provoque des oscillations autoentretenues de la couche cisailée qui se développe entre les deux coins de la cavité, ainsi qu'un intense rayonnement acoustique. Ce phénomène est gênant pour de nombreuses applications aéronautiques (train d'atterrissage des avions) ou terrestres (toit ouvrant d'une voiture par exemple). Pour modéliser simplement ce phénomène, on considère généralement un écoulement bidimensionnel. Cependant, bien que peu documentés, les phénomènes 3-D peuvent avoir une influence considérable sur les niveaux sonores rayonnés ou sur la sélection de la fréquence dominante.

Pour reproduire numériquement le couplage à l'origine des oscillations et ainsi déterminer le rayonnement acoustique induit, un calcul direct du bruit par résolution des équations de Navier-Stokes compressibles est réalisé. Les simulations en 2-D par Colonius *et al.* (1999), Shieh et Morris (2000) ou Gloerfelt *et al.* (2000) ont permis de retrouver les principales caractéristiques de ce type d'écoulement mais ne parviennent pas à représenter l'écoulement de recirculation à l'intérieur de la cavité. Des tourbillons contrarotatifs ne peuvent pas se mélanger en 2-D et la recirculation peut alors dominer de façon peu physique l'écoulement. Ainsi, seules les simulations 3-D permettent de reproduire une recirculation réaliste.

On se propose dans cette étude d'évaluer l'influence de la troisième direction en simulant une cavité étroite (rapport longueur sur largeur  $L/W > 1$ ) et une cavité large ( $L/W < 1$ ).

## 2 Paramètres des simulations

Les cavités étudiées possèdent un rapport longueur sur profondeur  $L/D = 1$ . Deux largeurs transversales sont simulées :  $L/W = 1.28$  (simulation 3Dr1N) et  $L/W = 0.5$  (simulation 3Dr1W). Les autres paramètres de calcul sont donnés dans le tableau 1. Pour les deux simulations, l'écoulement incident est une couche limite laminaire avec un nombre de Mach  $M = U_\infty/c_\infty = 0.6$ . Le nombre de Reynolds basé sur la profondeur  $D$  est  $Re_D = 28700$ . Les équations de Navier-Stokes compressibles filtrées sont résolues sur une grille cartésienne raffinée près des parois, où l'on applique une condition d'adhérence. Des conditions limites anéchoïques sont utilisées aux autres frontières du domaine de calcul (voir Gloerfelt *et al.* (2002)).

Simulation	Géométrie		Nombre de points		$Re_{\delta_{\theta R}}$
	L/D	L/W	cavité	en dehors	
3Dr1N	1	1.28	41 ; 33 ; 41	121 ; 132 ; 71	270
3Dr1W	1	0.5	41 ; 33 ; 81	121 ; 132 ; 109	270

TAB. 1 – Paramètres des simulations. L'épaisseur de quantité de mouvement  $\delta_{\theta R}$  est évaluée au coin amont de la cavité.

## 3 Fréquences des oscillations autoentretenues

Pour les 2 largeurs considérées, les spectres des fluctuations de vitesse dans la couche cisailée entre les deux coins de la cavité indiquent la coexistence de plusieurs composantes tonales. Les nombres de Strouhal  $St = fL/U_\infty$  des cinq pics fréquentiels principaux sont donnés dans le tableau 2. Ils sont comparés aux valeurs fournies par la formule semi-empirique de Rossiter (1964), qui prédit les fréquences adimensionnelles admissibles pour le phénomène de *feedback* aéroacoustique. Les spectres pour la cavité étroite indiquent la coexistence de trois fréquences principales  $f_1$ ,  $f_3$  et  $f_4$ , alors que ceux pour la cavité large sont dominés par la seule fréquence,  $f_3$ .

	$St_1$	$St_2$	$St_3$	$St_4$	$St_5$
3Dr1N	<b>0.32</b>	0.66	<b>0.93</b>	<b>1.25</b>	1.55
3Dr1W	0.34	0.52	<b>0.85</b>	1.19	1.71
Rossiter	0.32	0.74	0.95	1.17	1.59
	( $n = 1$ )	( $n = 2$ )	( $n = 2.5$ )	( $n = 3$ )	( $n = 4$ )

TAB. 2 – Nombres de Strouhal des cinq pics principaux des spectres de vitesse (les fréquences dominantes sont en gras).

## 4 Topologie de l'écoulement

Les vues 3-D de la figure 1 permettent de visualiser la structure de la couche cisailée et l'évolution des tourbillons pendant un cycle correspondant aux périodes  $1/f_4$  pour la cavité étroite et  $1/f_3$  pour la cavité large. Pour la simulation 3Dr1N, des rouleaux de Kelvin-Helmholtz, relativement bidimensionnels, sont visibles. Ils prennent une allure arquée en raison

de la présence des parois latérales et deviennent de plus en plus tridimensionnels en s’approchant de l’angle aval. Lors de l’impact, par exemple sur les figures 1(b) et (c), des structures longitudinales apparaissent. Elles sont associées à une instabilité secondaire dans la troisième direction. Ces observations sont conformes aux vues expérimentales de Rockwell et Knisely (1980). Sur les figures 1(b) et (c), on dénombre 3 rouleaux tourbillonnaires indiquant bien le mode 3 des oscillations de cavité.

Pour la simulation 3Dr1W, avec une largeur accrue dans la troisième direction, on aperçoit les prémices d’un appariement entre deux rouleaux. Le tourbillon situé au milieu de la cavité sur la figure 1(e) ralentit avant l’angle aval et il est rattrapé par le tourbillon suivant (figure 1(f)-(g)). Il s’ensuit un début d’appariement où les deux rouleaux forment une tresse, rappelant l’appariement hélicoïdal décrit par Chandrusuda *et al.* (1978). La nouvelle structure impacte alors le coin aval sur la figure 1(h). Les structures secondaires longitudinales sont plus nombreuses que pour la cavité étroite. Dans la première moitié de la couche cisailée, elles proviennent de l’interaction avec la recirculation dans la cavité, qui induit un étirement des rouleaux dans le sens de l’écoulement. La complexité des interactions entre les structures primaires de Kelvin-Helmholtz et secondaires longitudinales est décrite notamment par Comte *et al.* (1998) dans le cas du développement spatial d’une couche de mélange tridimensionnelle.

## 5 Intensités turbulentes

Les profils des intensités turbulentes pour les deux simulations sont très similaires. Les profils de la figure 2 indiquent des niveaux légèrement supérieurs pour la cavité la plus large. Les composantes  $u_{rms}$  et  $v_{rms}$  possèdent des maxima d’environ  $0.2U_\infty$ , en bon accord avec les mesures expérimentales (voir tableau 3). Le niveau plus faible de  $w_{rms}$  ( $0.09U_\infty$ ), notée par exemple par Oster et Wygnanski (1982) pour une couche de mélange excitée montre le caractère bidimensionnel de l’écoulement.

	$u_{rms}$	$v_{rms}$	$w_{rms}$
Simulation 3Dr1N	0.20	0.18	0.09
Simulation 3Dr1W	0.22	0.22	0.09
Forestier (2001)	0.23	0.23	-

TAB. 3 – Valeurs maximales des fluctuations de vitesse  $rms$  et estimation des taux de croissance de la couche cisailée.

## 6 Résultats acoustiques

Les évolutions temporelles et les spectres des fluctuations de pression en champ lointain sont tracés sur la figure 3. Le niveau global intégré (OASPL) est de 153 dB pour la cavité large 3Dr1W et de 141 dB pour la cavité étroite 3Dr1N. Les 3 pics aux fréquences  $f_1$ ,  $f_3$  et  $f_4$  prédominent pour la cavité étroite alors que le spectre pour la cavité large possède une composante  $f_3$  largement dominante et accompagnée de plusieurs harmoniques, indiquant une propagation acoustique non-linéaire due aux forts niveaux de pression. La tendance observée est conforme aux mesures de Mendoza et Ahuja (1995), et indique que la cohérence dans la troisième direction des oscillations autoentretenuës est plus faible pour une cavité étroite ( $L/W > 1$ ) que pour une cavité large ( $L/W < 1$ ). La perte de cohérence peut être liée à la recirculation, qui provoque des modulations de la trajectoire des tourbillons et donne donc un

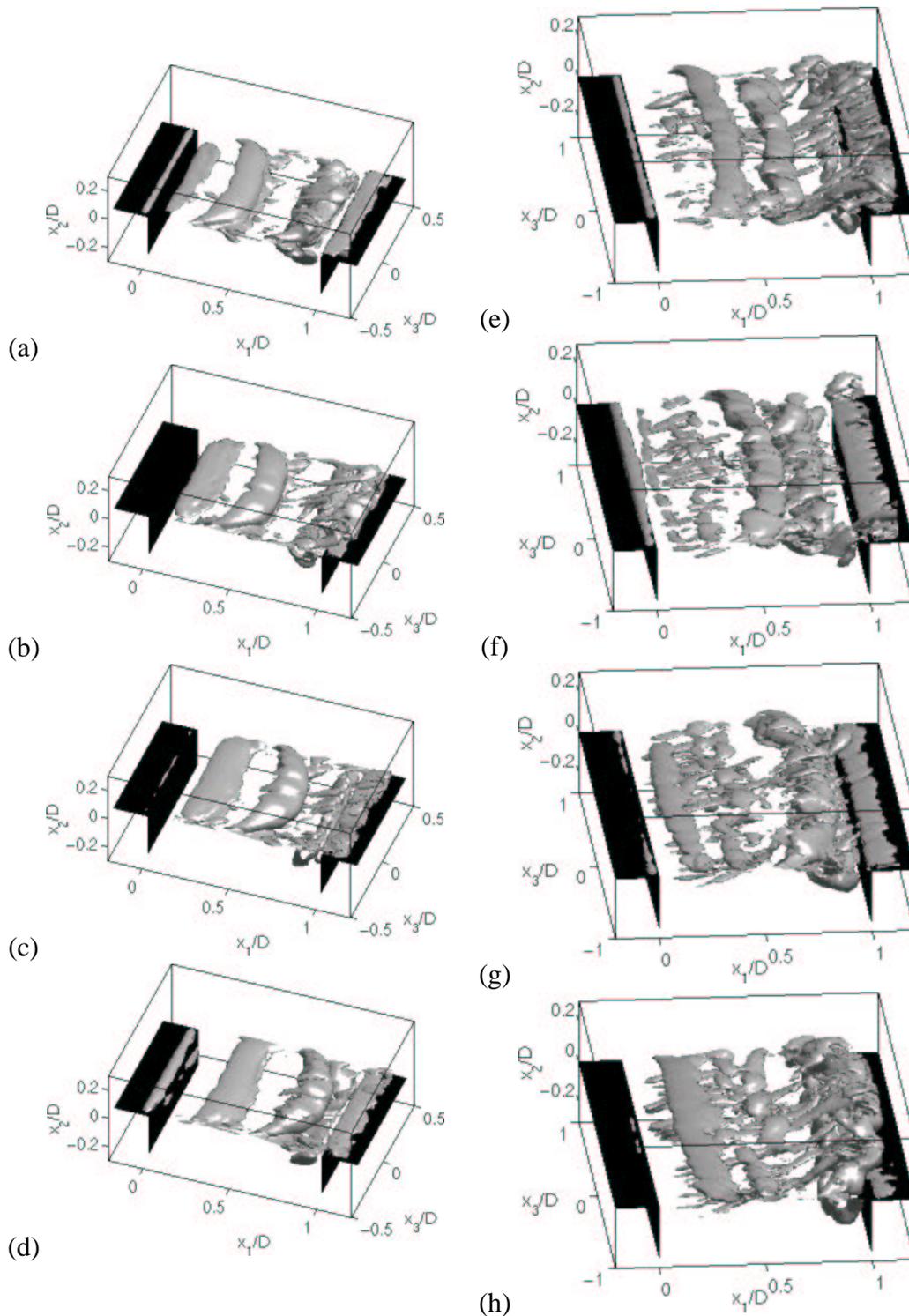


FIG. 1 – Vues du critère  $Q = (\Omega_{ij}^2 - S_{ij}^2)/2$ , représentant les structures tourbillonnaires dans la couche cisillée pour 4 instants successifs pendant un cycle des oscillations. (a)-(d) : simulation 3Dr1N avec  $T = 1/f_4$  (mode  $n = 3$ ) ; (e)-(h) : simulation 3Dr1W avec  $T = 1/f_3$  (mode  $n = 2.5$ ).

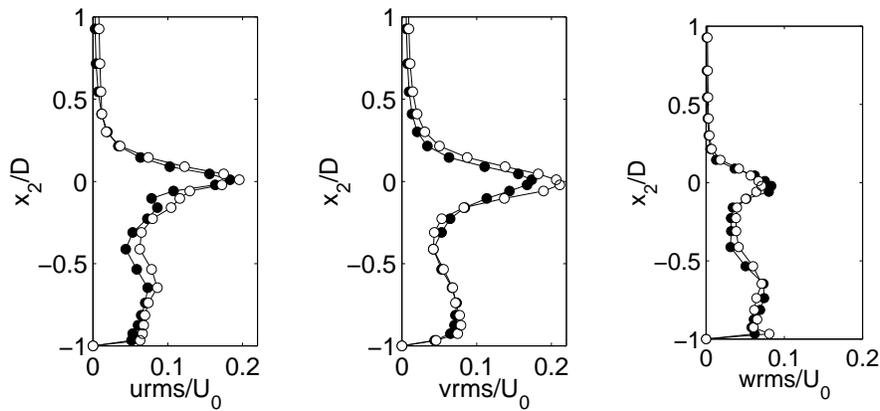


FIG. 2 – Profils des intensités des fluctuations turbulentes en  $x_1 = 2L/3$  pour les simulations 3Dr1N (—●) et 3Dr1W (—○).

caractère plus aléatoire (*jittering*) aux impacts des tourbillons sur le coin aval de la cavité pour la simulation 3Dr1N. La cavité large 3Dr1W possède une période d'oscillation plus régulière, stabilisée par un début d'appariement juste avant l'impact. Le champ de pression rayonné est tracé sur la figure 4. La fréquence des ondes acoustiques correspond à la fréquence d'impact des tourbillons,  $f_4$  pour la simulation 3Dr1N et  $f_3$  pour 3Dr1W. Le pic fréquentiel  $f_1$  traduit la forte modulation de la position d'impact.

Simulation 3Dr1N :



Simulation 3Dr1W :

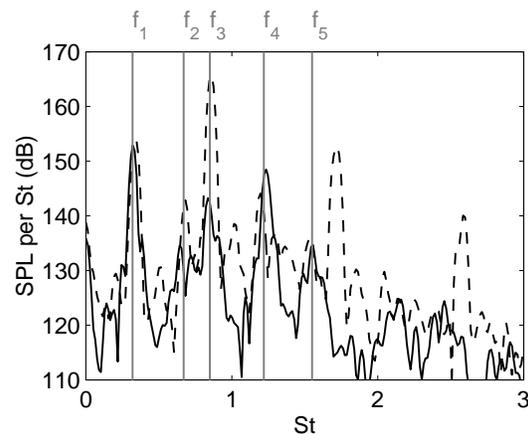
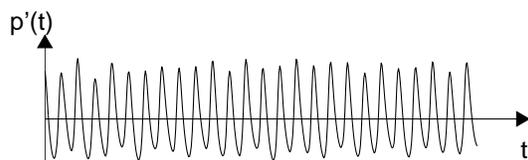


FIG. 3 – A gauche, évolutions temporelles de la pression fluctuante pour les deux simulations. A droite, spectres de pression au point défini par  $x_1/D = -0.97$  et  $x_2/D = 1.46$  en fonction du nombre de Strouhal : (—), simulation 3Dr1N ; (---), simulation 3Dr1W.

## 7 Conclusion

Pour une cavité quasi bidimensionnelle ( $L/W < 1$ ), la cohérence des oscillations est plus forte que pour une cavité tridimensionnelle ( $L/W > 1$ ), pour laquelle l'interaction tourbillons-coin aval est soumise à des modulations. Le contenu spectral est donc plus riche pour la cavité étroite mais le rayonnement acoustique est moins intense car la résonance aéroacoustique est moins bien établie.

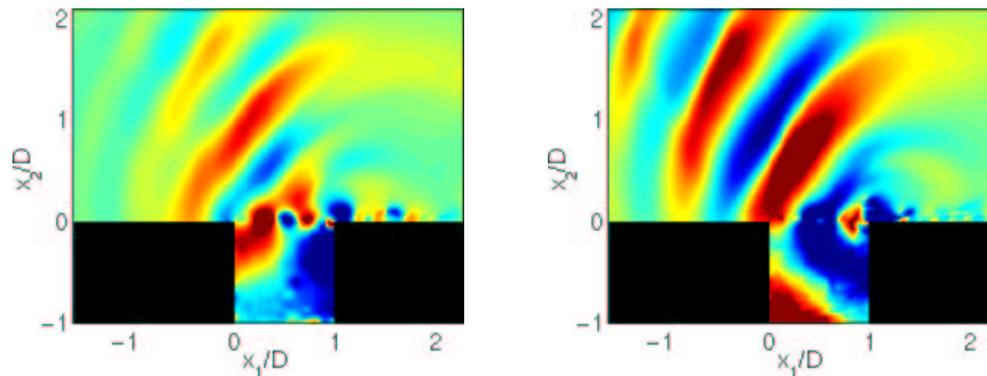


FIG. 4 – Champs de pression pour les simulations 3Dr1N (à gauche), et 3Dr1W (à droite). L'échelle de couleur va de -2000 à 2000 Pa pour la pression.

## Remerciements

Les calculs ont été effectués sur un Nec SX-5 de l'Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique (IDRIS-CNRS).

## Références

- CHANDRSUDA, C., MEHTA, R.D., WEIR, A.D. & BRADSHAW, P., 1978, Effect of free-stream turbulence on large structure in turbulent mixing layers, *J. Fluid Mech.*, **85**(4), p. 693–704.
- COLONIUS, T., BASU, A.J. & ROWLEY, C.W., 1999, Numerical investigation of the flow past a cavity, *AIAA Paper 99-1912*.
- COMTE, P., SILVESTRINI, J.H. & BÉGOU, P., 1998, Streamwise vortices in Large-Eddy simulations of mixing layers, *Eur. J. Mech. B/Fluids*, **17**(4), p. 615–637.
- FORESTIER, N., 2001, *Etude expérimentale d'une couche cisailée au-dessus d'une cavité en régime transonique*, thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon. No NT 2001-1.
- GLOERFELT, X., BAILLY, C. & JUVÉ, D., 2000, Calcul direct du rayonnement acoustique d'un écoulement affleurant une cavité, *C. R. Acad. Sci., t. 328, Série IIb*, p. 625–631.
- GLOERFELT, X., BOGEY, C., BAILLY, C. & JUVÉ, D., 2002, Aerodynamic noise induced by laminar and turbulent boundary layers over rectangular cavities, *AIAA Paper 2002-2349*.
- MENDOZA, J. & AHUJA, K.K., 1995, The effects of width on cavity noise, *AIAA Paper 95-054*.
- OSTER, D. & WYGNANSKI, I., 1982, The forced mixing layer between parallel streams, *J. Fluid Mech.*, **123**, p. 91–130.
- ROCKWELL, D. & KNISELY, C., 1980, Observations of the three-dimensional nature of instable flow past a cavity, *Phys. Fluids*, **23**(3), p. 425–431.
- ROSSITER, J.E., 1964, Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds, *Aeronautical Research Council Reports and Memoranda*, Technical Report 3438.
- SHIEH, C.M. & MORRIS, P.J., 2000, Parallel computational aeroacoustic simulation of turbulent subsonic cavity flow, *AIAA Paper 2000-1914*.