



HAL
open science

L'interférométrie acoustique : des filets d'ultrasons pour chasser les tourbillons

Christophe Baudet, Yves Gagne, Olivier Michel, Rodrigo H. Hernández Pellicer, Patrick Flandrin, Emmanuel Lévêque

► **To cite this version:**

Christophe Baudet, Yves Gagne, Olivier Michel, Rodrigo H. Hernández Pellicer, Patrick Flandrin, et al.. L'interférométrie acoustique : des filets d'ultrasons pour chasser les tourbillons. Images de La Physique 2000 - Revue du Département SPM-Editions CNRS, 2000. hal-00183639

HAL Id: hal-00183639

<https://hal.science/hal-00183639>

Submitted on 13 Feb 2020

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.

L'interférométrie acoustique : des filets d'ultrasons pour chasser les tourbillons

Les visualisations expérimentales et les simulations numériques d'écoulements turbulents mettent en évidence la présence de fortes concentrations de vorticité localisées spatialement et temporellement, appelées structures cohérentes. En offrant une méthode efficace de détection et de caractérisation spatio-temporelle du champ de vorticité, l'interférométrie acoustique pourrait permettre de préciser le rôle joué par ces structures dans le caractère intermittent des écoulements turbulents.

LA TURBULENCE : UN PROBLÈME OUVERT

La turbulence hydrodynamique est un phénomène complexe, qui intervient dans de nombreux systèmes physiques, des réacteurs chimiques à l'évolution des étoiles en passant par la circulation atmosphérique. Le comportement turbulent d'un écoulement apparaît lorsque l'on augmente la puissance mécanique injectée. À faibles vitesses, on observe un régime qualifié de laminaire dans lequel la vitesse ne varie de façon appréciable que dans la direction perpendiculaire aux lignes de courant : l'énergie mécanique est dissipée par le frottement visqueux associé au mouvement relatif des couches de fluides. Les écoulements laminaires ne présentent, en général, qu'une seule échelle de taille directement reliée aux dimensions du dispositif d'injection. À mesure que la puissance injectée augmente, la géométrie de l'écoulement acquiert une complexité croissante. La dissipation visqueuse à l'échelle (dite intégrale et notée L) du dispositif d'injection ne suffisant plus à dissiper la puissance injectée, des structures spatiales, d'autant plus petites que l'énergie injectée est importante, se forment

sous l'effet d'instabilités successives. Ces structures localisées dans l'espace et dans le temps correspondent à des zones dans lesquelles les éléments de fluide sont animés localement d'un mouvement de rotation rapide (tourbillons).

Pour de très grands nombres de Reynolds ($Re = \frac{UL}{\nu} > 10^5$, où U est la vitesse typique de l'écoulement à l'échelle intégrale L et ν la viscosité cinématique du fluide), on atteint un régime de turbulence dite développée correspondant à une séparation d'échelle des processus d'injection d'énergie et des processus de dissipation visqueuse. Un tel écoulement turbulent est un milieu fortement désordonné, caractérisé par un grand nombre de degrés de liberté, associé à la variation sur une large gamme de la taille des tourbillons : de l'échelle intégrale L à la plus petite échelle η , appelée échelle de Kolmogorov, où l'énergie est dissipée en chaleur par les effets visqueux. Le mécanisme par lequel de l'énergie injectée à grande échelle est transférée par des processus non linéaires vers les petites échelles porte le nom de cascade turbulente.

Expérimentalement et numériquement, on observe de très fortes fluctuations temporelles du taux de transfert de l'énergie ε à travers les échelles : on dit que l'écoulement présente un comportement intermittent.

L'origine et la modélisation statistique de l'intermittence des écoulements sont l'objet de nombreux débats depuis le milieu du xx^e siècle. Outre son intérêt sur le plan théorique, l'enjeu d'une description universelle, indépendante de la nature de l'écoulement à grande échelle est, entre autres, de permettre une simulation numérique efficace des écoulements turbulents.

LES TOURBILLONS : DES ATOMES POUR LA TURBULENCE

Le champ de vorticité $\vec{\Omega}(\vec{r}, t)$ d'un écoulement est défini comme le rotationnel du champ de vitesse :

$$\vec{\Omega}(\vec{r}, t) = \vec{\nabla} \wedge \vec{V}(\vec{r}, t).$$

La norme de $\vec{\Omega}(\vec{r}, t)$ et sa direction mesurent respectivement la vitesse angulaire et l'axe instantané de rotation du fluide au point considéré. Dans le cas d'écoulements incompressibles, on montre que le champ de vitesse $\vec{V}(\vec{r}, t)$ est solution de l'équation $\Delta \vec{V} = -\vec{\nabla} \wedge \vec{\Omega}$, formellement analogue à l'équation $\Delta \vec{B} = -\mu_0 \vec{\nabla} \wedge \vec{j}$ qui relie le champ magnétique \vec{B} à la densité volumique \vec{j} de courant en électromagnétisme. Cette dernière remarque conduit à attribuer aux vortex le statut de sources du champ de vitesse. Les visualisations expérimentales et les simulations numériques d'écoulements turbulents (figure 1) indiquent clairement une forte localisation spatiale de la vorticité sous

Encadré 1

DIFFUSION ACOUSTIQUE ET VORTICITÉ

On montre que le champ de vitesse $\vec{V}(\vec{r}, t)$ de tout écoulement peut être décomposé de façon univoque en trois composantes : $\vec{v} = \vec{u}_p + \vec{u}_s + \vec{u}_{vort}$ vérifiant

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_p = 0, & \vec{\nabla} \wedge \vec{u}_p = \vec{0} \text{ écoulement potentiel} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_s \neq 0, & \vec{\nabla} \wedge \vec{u}_s = \vec{0} \text{ onde acoustique} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_{vort} = 0, & \vec{\nabla} \wedge \vec{u}_{vort} = \vec{\Omega}(\vec{r}, t) \text{ vorticité} \end{cases}$$

L'équation de propagation du son est obtenue en combinant les équations de Navier-Stokes, de conservation de la masse et l'équation d'état du fluide :

$$\begin{cases} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \underbrace{(\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V}}_{\text{Non linéaire}} = -\frac{\vec{\nabla} p}{\rho} + \nu \Delta \vec{V} & \text{Navier-Stokes} \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 & \text{Conservation de la masse} \\ f(\rho, p, T) = 0 & \text{équation d'état du fluide} \end{cases}$$

Dans un fluide au repos, et pour des ondes acoustiques de faible amplitude, on aboutit, en négligeant le terme non linéaire $(\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V}$ (régime linéaire), à l'équation de propagation acoustique : $\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_s}{\partial t^2} - \Delta p_s = 0$, où c est la vitesse du son.

Le mécanisme de diffusion d'une onde acoustique par la vorticité d'un écoulement, turbulent ou non, est étroitement lié au caractère non linéaire de l'équation de Navier-Stokes. En effet, si l'on conserve le terme non linéaire on obtient une équation de propagation acoustique, modifiée par la présence d'un terme source $S(\vec{r}, t)$:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_s}{\partial t^2} - \Delta p_s = S(\vec{r}, t)$$

$$= \begin{cases} \rho \vec{\nabla} \cdot [\vec{u}_{vort} \wedge \vec{\Omega}(\vec{r}, t)] + & \implies \text{Bruit aérodynamique} \\ \rho \vec{\nabla} \cdot [\vec{\Omega}(\vec{r}, t) \wedge \vec{u}_s] + \rho \Delta \cdot [\vec{u}_{vort} \cdot \vec{u}_s] & \implies \text{Diffusion acoustique} \end{cases}$$

Ce terme source comporte deux composantes, la première quadratique en vorticité décrit la production de bruit par les écoulements, tandis que la seconde rend compte du couplage non linéaire entre l'onde acoustique $\vec{u}_s(\vec{r}, t)$ et le champ de

vorticité $\vec{\Omega}(\vec{r}, t)$ à l'origine de la diffusion acoustique. Dans la mesure où le champ acoustique (l'inconnue du problème) apparaît dans le terme source, l'équation de propagation ne peut être résolue qu'au moyen d'une approximation.

L'approximation de Born consiste à remplacer dans le terme source le champ acoustique total par le champ de l'onde acoustique incidente $P_i(\omega_0)$. Cette approximation est justifiée pour des écoulements à faible nombre de Mach M ($M = \frac{V}{c}$)

et pour des ondes acoustiques de faible intensité ($u_s \ll V, V$ est la vitesse typique de l'écoulement cible).

Moyennant ces hypothèses peu restrictives, on démontre alors que l'amplitude de diffusion p_d est reliée linéairement à la transformée de Fourier spatiale du champ de vorticité :

$$\frac{p_d(\omega)}{p_i(\omega_0)} = \pi^2 i \frac{-\cos(\theta_d)}{1 - \cos(\theta_d)} \frac{v e^{i\omega D/c}}{c^2 D} (k_i \wedge k_d)$$

$$\cdot \hat{\Omega}_\perp(\vec{q}_d, \omega - \omega_0)$$

où $\hat{\Omega}_\perp(\vec{q}_d, \omega)$ est la transformée de Fourier spatiale et temporelle de la composante $\Omega_\perp(\vec{r}, t)$ du champ de vorticité perpendiculaire au plan défini par les directions k_i et k_d de l'onde incidente et de l'onde diffusée :

$$\hat{\Omega}(\vec{q}, \omega) = \iiint \Omega(\vec{r}, t) e^{i(\vec{q}\vec{r} - \omega t)} d^3\vec{r} dt$$

et $\vec{q}_d = (\vec{k}_d - \vec{k}_i) \cong 2 \frac{\omega_0}{c} \sin\left(\frac{\theta_d}{2}\right) \frac{\vec{k}_d - \vec{k}_i}{|\vec{k}_d - \vec{k}_i|}$ est le moment

de transfert (voir figure).

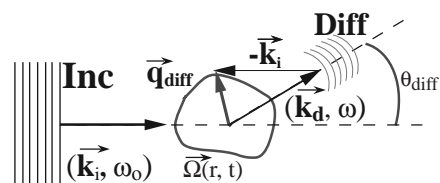




Figure 1 - Mise en évidence de structures cohérentes obtenues par seuillage de l'intensité du champ de vorticité dans une simulation numérique directe de l'équation de Navier-Stokes.

forme de tubes (ou filaments), dont le diamètre typique est de l'ordre de quelques dizaines de microns, avec une dimension longitudinale de l'ordre de l'échelle intégrale L . Il est donc légitime d'espérer que la décomposition du champ de vitesse turbulent en une superposition de tourbillons de différentes tailles puisse conduire à une description compacte et simplifiée de la turbulence. De plus, la plupart des mécanismes de transfert d'énergie connus impliquent directement la vorticité. Par exemple, lorsqu'un tube de vorticité est étiré par un gradient de vitesse axial, on montre que, du fait de la conservation du moment cinétique, le diamètre du tube doit diminuer tandis que l'intensité du champ de vorticité augmente. Dans cet exemple, la réduction du diamètre du tube se traduit par un transfert d'énergie vers les petites échelles, conforme à ce que l'on observe en turbulence développée. Comme le suggérait L. Landau dès 1941, l'intermittence pourrait alors être une simple conséquence du caractère lacunaire et fortement non stationnaire du champ de vorticité. Pour tester ces idées, un enjeu expérimental actuel est de détecter les structures de vorticité et leur évolution temporelle au sein d'un écoulement turbulent.

DIFFUSION ACOUSTIQUE ET STRUCTURES COHÉRENTES

La détection systématique de vortex, de petites dimensions et de courte durée de vie, pose un problème aux expérimentateurs. Pour mesurer une composante de la vitesse locale du fluide, on utilise habituellement une sonde à fil chaud de très petites dimensions (quelques micromètres). Ces sondes locales sont peu adaptées à la détection systématique et au suivi temporel des filaments fins de vorticité. Une autre de leurs limitations réside dans l'impossibilité de séparer les comportements spatiaux des comportements temporels du champ de vorticité. En effet, lorsqu'un signal de durée finie est observé, ce temps caractéristique peut être imputé soit au passage d'un objet de petite dimension au voisinage de la sonde, soit à la durée de vie finie de cet objet. Pour remédier à ces défauts nous avons développé une technique acoustique de détection des vortex.

Le mécanisme de diffusion du son par la vorticité est connu depuis les années 1940. Sous des hypothèses peu restrictives, on peut établir une relation linéaire entre l'amplitude du signal de pression diffusé et la transformée de Fourier spatiale et temporelle d'une composante du champ de vorticité. Si \vec{k}_i (resp. \vec{k}_d) sont les vecteurs d'onde incident (resp. diffusé), imposés par la position relative des transducteurs acoustiques (émetteur E_1 et récepteur R_1 , voir figure 2), l'amplitude instantanée $p_d(t)$ de l'onde de pression diffusée est le produit de l'amplitude incidente $p_i(t) = p_0 e^{-i\omega_0 t}$ par la transformée de Fourier spatiale de la composante de la vorticité perpendiculaire au plan de diffusion,

$$\Omega_{\perp}(\vec{q}_d t) = \int \Omega_{\perp}(\vec{r}, t) e^{i\vec{q}_d \vec{r}} d^3 \vec{r},$$

où $\vec{q}_d = \vec{k}_d - \vec{k}_i$ est le vecteur d'onde de diffusion. Dans le domaine spectral, cette relation est équivalente à :

(établie dans l'encadré 1), le choix d'une fréquence ω_0 et d'un angle de diffusion θ_d fixant de façon unique le vecteur \vec{q}_d . La diffusion acoustique présente l'intérêt d'être peu perturbative (compte tenu des faibles intensités acoustiques utilisées pour sonder l'écoulement) et directement sensible à une composante bien définie du champ de vorticité. En pratique, on accède à une mesure continue dans le temps de $\Omega_{\perp}(\vec{q}_d, t)$ par une simple opération de démodulation du signal de pression recueilli sur le détecteur (multiplication par $e^{i\omega_0 t}$).

Les figures 3a et 3b représentent un exemple de l'évolution temporelle de la partie réelle du signal de diffusion et de son spectre (obtenus après démodulation) dans le cas d'un jet d'air turbulent dont le nombre de Reynolds est de l'ordre de $2 \cdot 10^5$. Le vecteur d'onde spatial \vec{q}_d correspond à une échelle spatiale du domaine inertiel (échelles intermédiaires entre l'échelle d'injection L et l'échelle de dissipation η), dans lequel le transport d'énergie est dominé par les processus non linéaires. Le signal temporel présente une oscillation marquée qui se traduit par un pic de Ω_{\perp} à fréquence non nulle. C'est une

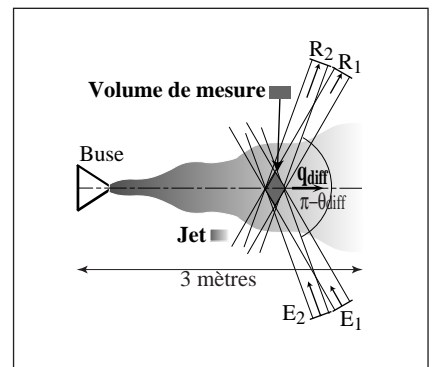


Figure 2 - Dispositif expérimental d'analyse par diffusion acoustique d'un jet d'air turbulent. Le diamètre de la buse est de 5 cm, et le volume de mesure est placé à environ 2,5 m de la buse. Les transducteurs acoustiques (deux paires Émetteur / Récepteur) sont circulaires (diamètre 15 cm).

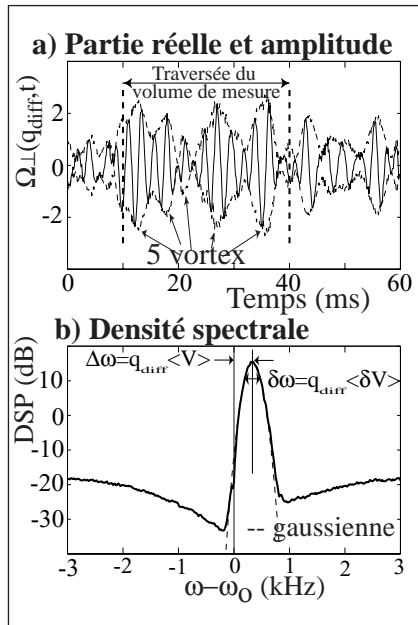


Figure 3 - Signaux de diffusion d'un jet d'air axisymétrique turbulent ($Re=200000$).

a) Évolution temporelle du signal de pression diffusée après démodulation. En trait continu, partie réelle (en phase avec l'onde incidente), en trait pointillé, amplitude instantanée.

b) Spectre du signal complexe de pression diffusée après démodulation mettant en évidence l'effet Doppler et la statistique gaussienne du champ de vitesse entraînant le champ de vorticité. Le temps de traversée moyen de la zone de mesure, déterminé à partir de la vitesse moyenne et de la dimension du volume de mesure (un cube 15 cm d'arête) est délimité par les deux traits pointillés.

manifestation de l'effet Doppler associé au fait que les vortex diffuseurs sont entraînés à la vitesse locale de l'écoulement. En effet, pour une vorticité constante animée d'une translation uniforme à la vitesse \vec{V} , on a :

$$\Omega(\vec{r}, t) = \Omega(\vec{r} - \vec{V}t, 0)$$

$$\begin{aligned} \text{d'où : } \Omega(\vec{q}_d, t) \\ = \Omega(\vec{q}_d, 0) e^{i\vec{q}_d \cdot \vec{V}t} \end{aligned}$$

Le signal démodulé a donc une pulsation $\Delta\omega = \vec{q}_d \cdot \vec{V}$.

L'amplitude de cette oscillation, qui mesure la valeur instantanée de la composante de vecteur d'onde \vec{q}_d de la vorticité, n'est pas constante

pendant le temps moyen de traversée de la zone de mesure, ce qui traduit le caractère intermittent du champ de vorticité (figure 3a). Dans le domaine fréquentiel, le spectre du signal diffusé (moyenné sur un temps long) présente une largeur finie $\delta\omega$ résultant de la conjugaison de deux effets (figure 3b), les fluctuations de vitesse de l'écoulement moyen d'une part, et la dynamique temporelle des vortex (durée de vie finie) d'autre part. En raison du long temps d'intégration, les fluctuations du champ de vitesse sont élevées, et la première contribution masque presque totalement la seconde : la forme gaussienne (ajustement gaussien en trait pointillé sur la figure 3), la position et la largeur du spectre mesuré sont quantitativement en accord (vitesses moyenne et quadratique) avec la forme gaussienne de la distribution des vitesses instantanées déterminée, de façon indépendante, par anémométrie à fil chaud.

Soulignons que si la position et la largeur du pic nous renseignent sur les fluctuations de vitesse, sa hauteur (ou, plus exactement, son aire totale) mesure la vorticité au vecteur d'onde \vec{q}_d . En réalisant alors des mesures pour différentes fréquences ω_0 de l'onde acoustique incidente (  angle de diffusion constant), correspondant à autant de vecteurs d'onde spatiaux \vec{q}_d , nous avons pu montrer que le spectre spatial de l'enstrophie (intensité du champ de vorticité) : $\langle \tilde{\Omega}_\perp^2(q_d) \rangle_t$, est caractérisé, dans la zone inertielle, par un comportement en loi de puissance avec un exposant $+1/3$, en accord avec la théorie proposée par Kolmogorov en 1941. Dans la zone dissipative (petites échelles) nous observons par ailleurs une décroissance gaussienne du spectre de l'enstrophie aux petites échelles, compatible avec le caractère diffusif de la vorticité (d  aux effets visqueux).

ANALYSE TEMPS-FRÉQUENCE ET SPECTROSCOPIE RÉSOLUE EN TEMPS

Les techniques de diffusion présentent l'avantage de réaliser naturellement la sélection d'une échelle spatiale bien définie à travers le choix d'un vecteur d'onde de diffusion. Il existe cependant une contrepartie à ce processus de sélection. Une mesure par diffusion d'onde met en jeu un volume de mesure étendu, défini par l'intersection des pinceaux acoustiques émis et détectés. Dans notre expérience, la dimension linéaire de la zone de mesure est typiquement de 15 cm, de l'ordre de l'échelle intégrale de l'écoulement. En effet, l'obtention d'une résolution en vecteur d'onde significative nécessite une étendue spatiale des faisceaux acoustiques suffisante pour limiter les effets de diffraction. La probabilité pour que plusieurs vortex de même échelle spatiale soient présents au même instant dans le volume de mesure n'est alors plus négligeable. Dans la perspective d'une étude détaillée de la dynamique de structures isolées (durée de vie, taux de formation, comptage), une telle situation s'avère nécessairement préjudiciable. Il existe une solution à ce problème : compte tenu du caractère aléatoire du champ de vitesse turbulent, si deux vortex peuvent être présents au même instant dans le volume de mesure, la probabilité pour qu'ils soient entraînés à la même vitesse est nécessairement faible. Il suffit donc, pour les séparer, de mesurer simultanément l'évolution de l'amplitude instantanée du signal de diffusion et de sa fréquence.

En offrant un outil de représentation de l'énergie du signal de diffusion, conjointe en temps et en fréquence, les distributions temps-fréquence (encadré 2 et figure 4) permettent de répondre à cette double nécessité de déterminer simultanément la date d'apparition et la fréquence d'un  v nement. Ces représentations réalisent une décomposition d'un signal sous la forme

Encadré 2

DISTRIBUTIONS TEMPS-FRÉQUENCE

Le recours à l'analyse de Fourier permet d'identifier les contributions fréquentielles présentes dans un signal. La transformation de Fourier possède par nature la limitation de considérer de façon exclusive les variables de temps et de fréquence, ce qui la destine prioritairement aux situations stationnaires. Dans les cas non stationnaires (événements transitoires), l'intuition suggère cependant que le contenu spectral est susceptible d'évoluer au cours du temps, motivant la recherche de représentations bidimensionnelles (conjointes en temps et en fréquence, à l'image de la notation musicale), qui puissent concilier une description mathématique précise et une interprétation physique adaptée. Ce problème, qui ne peut avoir de solution unique du fait des relations de non-commutation entre les opérateurs temps et fréquence, a été l'objet de recherches intenses ces vingt dernières années. Le paysage des outils disponibles s'articule aujourd'hui autour de deux grandes classes d'approches cherchant à généraliser et rendre dépendant du temps, soit le spectre (linéaire) de Fourier, soit la densité spectrale (quadratique) associée. Dans le premier cas, l'idée est de décomposer un signal sur des familles d'objets qui soient moins localisés en fréquence, mais mieux localisés en temps, que des ondes monochromatiques. L'arbitraire offert par le choix de tels objets et la façon d'engendrer une famille à partir de l'un d'entre eux conduit aux déclinaisons de type transformée de Fourier à court terme, transformée en ondelettes... La deuxième classe d'approches généralise en fait la dualité qui existe entre densité spectrale et fonction de corrélation (théorème de Wiener-Kinchine). Conservant l'esprit de cette dualité, on conçoit que rendre une densité spectrale dépendante du temps est équivalent à s'intéresser à des fonctions de corrélation dépendant du temps et de la fréquence. De telles fonctions, qui mesurent le degré de ressemblance d'un signal $x(t)$ avec ses translatées en temps et en fréquence, sont bien connues en théorie du signal (où elles jouent un rôle central pour l'estimation simultanée d'un retard et d'un décalage Doppler). C'est le cas de la distribution de Wigner-Ville :

$$W_x(t, \nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t + \tau/2)x^*(t - \tau/2)e^{-i2\pi\nu\tau} d\tau$$

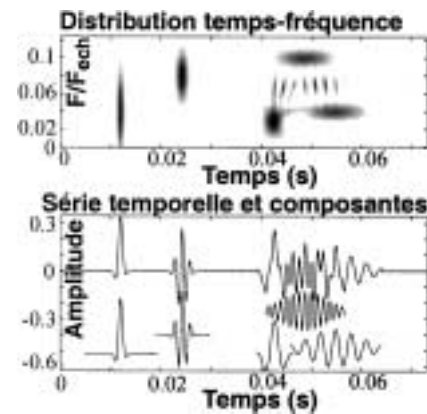


Figure - La partie supérieure montre la représentation temps-fréquence à interférences réduites des signaux constitués par superposition de paquets d'ondes gaussiens, et représentés dans la partie inférieure. Les paquets d'ondes utilisés dans cette simulation ont les mêmes durée et fréquence que les structures cohérentes de vorticités observées dans notre expérience. La distribution en temps et fréquence des signaux originaux est correctement restituée, les « franges » visibles entre 0,04 et 0,06s résultant des faibles interférences résiduelles.

dont le rôle clé tient, en particulier, au fait qu'elle assure une localisation parfaite dans le plan temps-fréquence de l'énergie des signaux $x(t)$ présentant des lois d'évolution fréquentielle linéaires. Son caractère fortement non linéaire en limite cependant la lisibilité, toute paire de composantes d'un signal créant un terme supplémentaire, dit d'interférences. A partir de la transformée de Wigner-Ville, il est possible de définir une classe plus large de solutions (appelée classe de Cohen) constituée de la totalité des représentations quadratiques covariantes par translations en temps et en fréquence. Le cadre élargi de la classe de Cohen permet de régler le compromis entre localisation et lisibilité par un choix adéquat d'une fonction de pondération (ou d'apodisation) bidimensionnelle (temps et fréquence). Les « distributions à interférences réduites » illustrées par la figure ci-dessus en sont un exemple.

d'une superposition de paquets d'énergie de durée δt et de largeur spectrale $\delta \nu$ finies, dont la surface élémentaire $\delta t \cdot \delta \nu$ est de l'ordre de l'unité : la présence simultanée dans le volume de mesure d'un ou plusieurs vortex, de durée de vie limitée et animés de différentes vitesses d'entraînement, doit se traduire par autant de

« paquets d'énergie » localisés en temps et en fréquence. La figure 4 est un exemple de l'analyse temps-fréquence obtenue dans le cas du jet d'air turbulent (seules 60 ms de l'enregistrement de 16 s ont été représentées). La fréquence de l'onde acoustique incidente est de 30 kHz, et l'angle de diffusion de 60° , ce qui cor-

respond à la sélection d'un vecteur d'onde spatial \vec{q}_d de la zone inertielle. Cette représentation met clairement en évidence la coexistence de paquets d'énergie, bien localisés en temps et en fréquence, caractérisés par différentes vitesses d'entraînement (voir les 3 vortex repérés par 3 flèches rouges sur la figure 4

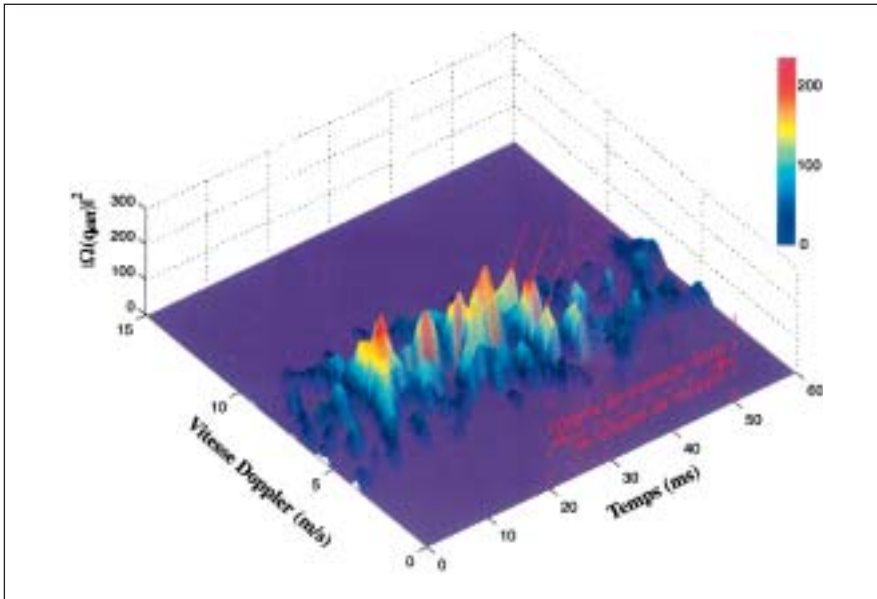


Figure 4 - Analyse temps-fréquence. Distribution temps-fréquence du signal de pression diffusé pour un vecteur d'onde spatial \vec{q}_d caractéristique de la zone inertielle. L'axe des fréquences est directement converti en vitesse Doppler au moyen de la relation : $\omega - \omega_0 = \vec{q}_d \vec{V}$.

vers $t = 35$ ms). Il est à noter que la durée de vie des structures cohérentes ainsi détectées est significativement plus courte que le temps de traversée moyen du volume de mesure qui est de l'ordre de 30 ms (15 cm à une vitesse moyenne de l'ordre de 5 m/s). Cette dernière remarque nous a amené à attribuer le nom de « spectroscopie acoustique résolue en temps » à cette technique expérimentale.

INTERFÉROMÉTRIE ACOUSTIQUE ET CASCADE TURBULENTE

Dans le but de préciser le rôle joué par les structures cohérentes de vortécité dans la cascade turbulente, nous avons adjoint une seconde voie de mesure, caractérisée par un autre angle de diffusion (E_2 et R_2 sur la figure 2) telle que les deux volumes de mesure, définis indépendamment par chacune des paires émetteur/récepteur E_1/R_1 et E_2/R_2 , soient approximativement confondus. Il est alors possible, en ajustant précisément l'angle et la fréquence de l'onde acoustique de chaque voie, d'analyser simultanément et de façon indépendante la vor-

ticité de l'écoulement, à deux échelles spatiales définies de vecteurs d'onde

$$\vec{q}_{d,1} = \frac{\omega_{0,1}}{c} \sin\left(\frac{\theta_{d,1}}{2}\right)$$

et $\vec{q}_{d,2} = \frac{\omega_{0,2}}{c} \sin\left(\frac{\theta_{d,2}}{2}\right)$.

La fréquence (par exemple $\omega_{0,1}$) de l'une des voies d'acquisition étant fixée, on introduit de manière contrôlée une séparation

$$\delta\vec{q} = \vec{q}_{d,2} - \vec{q}_{d,1}$$

entre les vecteurs d'ondes analysés, en modifiant la fréquence $\omega_{0,2}$ de la deuxième voie. En outre, les angles de diffusion étant différents, la condition $\delta q = 0$ est réalisée pour deux fréquences $\omega_{0,1}$ et $\omega_{0,2}$ suffisamment différentes pour que, sur chaque voie de sortie, les deux signaux de diffusion puissent être séparés par une simple opération de filtrage. Par la suite, nous nous limiterons au cas où les deux vecteurs d'onde ont la même direction (celle de l'axe du jet). Lorsque $\delta q < 0$, la voie 2 analyse donc des structures de vecteur d'onde plus petit que celles de la voie 1 (donc des structures de plus grande échelle) et réciproquement dans le cas où $\delta q > 0$.

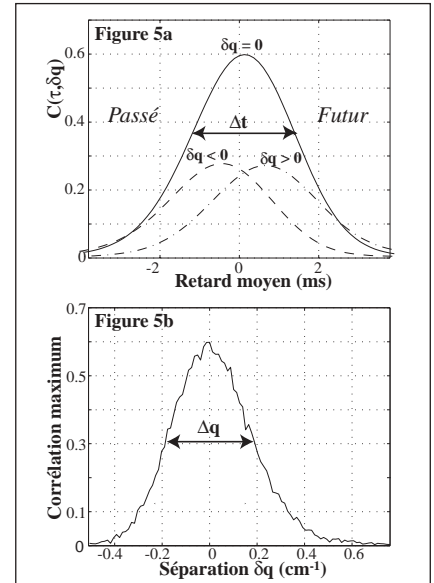


Figure 5 - Corrélation spatio-temporelle et interférométrie acoustique. Structures cohérentes et cascade d'énergie.

a) Évolution de $C(\tau, \delta q)$ en fonction de τ pour trois valeurs représentatives de δq (négative, nulle et positive).

b) Évolution du maximum de corrélation en fonction de δq .

L'interférométrie acoustique nous permet ainsi d'accéder à des informations précieuses sur la façon dont l'information, portée par une structure cohérente d'échelle spatiale déterminée, est transférée en cascade vers des échelles spatiales différentes au cours du temps. Pour cela, nous analysons l'évolution de la corrélation temporelle entre les signaux de diffusion détectés au même instant sur chacune des voies de mesure en fonction du décalage δq introduit. Pour chaque valeur de δq , à partir des distributions temps-fréquence de chaque voie de mesure, nous avons calculé la fonction de corrélation spatio-temporelle $C(\tau, \delta q)$ définie par :

$$C(\tau, \delta\vec{q}) = \langle \vec{\Omega}(\vec{q}, t) \vec{\Omega}^*(\vec{q} + \delta\vec{q}, t + \tau) \rangle_t$$

La figure 5a représente le résultat obtenu pour trois valeurs différentes de δq (négative, nulle et positive). Lorsque la séparation δq est nulle, la fonction $C(\tau, \delta\vec{q})$ passe par un maximum élevé pour un retard τ nul

et présente une forme symétrique dont la largeur caractéristique mesure la durée de vie moyenne Δt des vortex. Ce maximum élevé traduit le fait que les deux voies de mesure indépendantes observent le même phénomène, ce qui valide expérimentalement le principe de sélection d'une échelle spatiale de l'écoulement bien définie par le choix du vecteur d'un vecteur d'onde spatial. Lorsque $|\delta q|$ augmente, on observe une décroissance lente de la fonction de corrélation (figure 5b).

La diminution progressive de la fonction de corrélation est associée à la cohérence spatiale des structures de vorticités que nous détectons : dans l'espace de Fourier, ces structures prennent la forme de paquets d'ondes de largeur Δq bien définie en moyenne (la largeur typique de la courbe de la figure 5b) qui conduit à une estimation de la longueur de cohérence voisine de 10 cm à l'échelle considérée. En outre, lorsque $|\delta q|$ augmente, on observe simultanément une évolution du retard τ , pour lequel le maximum de la fonction de corrélation est atteint : négatif pour $\delta q < 0$ il devient positif pour $\delta q > 0$ (figure 5a). L'évolution monotone du retard τ avec δq est cohérente avec un mécanisme de cascade d'énergie, continu dans le temps, par lequel, *en moyenne*, l'énergie associée au temps t aux tourbillons d'échelle spatiale de vecteur d'onde q , est transférée au bout d'un temps τ à une échelle plus petite (de vecteur d'onde $q + \delta q$ plus grand). On met ainsi directement en évidence la brisure de symétrie par renversement du temps associée au caractère dissipatif de la turbulence.

VERS UNE HOLOGRAPHIE ACOUSTIQUE DE LA TURBULENCE

Notre approche expérimentale permet donc de définir un critère objectif de détection et d'analyse des structures cohérentes de la turbulence fondé sur l'observation simultanée d'une bande de vecteurs d'onde spatiaux présentant des évolutions temporelle (formation, disparition) et fréquentielle (effet Doppler : entraînement des diverses composantes spectrales du paquet d'onde à la même vitesse) statistiquement corrélées. Dans cette approche, la notion de cohérence de phase, habituellement peu utilisée en turbulence, joue un rôle essentiel. Notre technique de « spectroscopie acoustique résolue en échelles », en réalisant une comparaison simultanée de deux modes de Fourier spatiaux, nous a permis de montrer, qu'en moyenne, l'énergie turbulente cascade bien des grandes échelles vers les petites.

Pour suivre au cours du temps l'évolution spatiale des structures cohérentes, nous tentons actuellement de généraliser la technique interférométrique (deux voies de mesure synchrones) à une véritable holographie acoustique du champ de vorticités, fondée sur l'analyse synchrone d'un nombre suffisant de vecteurs d'onde spatiaux. Une opération de transformée de Fourier spatiale inverse sur ces modes de Fourier discrets devrait nous permettre de réaliser une imagerie spatio-temporelle de l'évolution des structures cohérentes. Le principe d'une telle holographie acoustique dans l'espace de Fourier est à rapprocher de la technique d'analyse spatiale du champ de vorticités, fon-

dée sur le retournement temporel d'ondes acoustiques enregistrées sur des réseaux de capteurs (holographie spatiale), récemment développée par Mathias Fink et ses collaborateurs au Laboratoire ondes et acoustique de l'École supérieure de physique et chimie industrielle.

POUR EN SAVOIR PLUS

Sur la turbulence :

Castaing (B.), Gagne (Y.) & Hopfinger (E.), Une entropie pour la turbulence, *Images de la Physique* 1991.

Frisch (U.), Turbulence: the legacy of A.N. Kolmogorov, *Cambridge University Press*, 1995.

Lesieur (M.), *Turbulence in Fluids*, 3rd Edition, Kluwer Academic Publishers, 1997.

Sur l'analyse temps-fréquence :

Flandrin (P.), Time-Frequency /Time-Scale Analysis, *Academic Press*, 1999.

Sur le diagnostic acoustique de la turbulence :

Lund (F.) & Rojas (C.), Ultrasound as a Probe of Turbulence, *Physica D*, **37**, p. 508-514, 1989.

Baudet (C.), Michel (O.) & Williams (W. J.), Detection of Coherent Vorticity Structures using Time-Scale Resolved Acoustic Spectroscopy, *Physica D*, **128**, 1, 1999.

Roux (P.), De Rosny (J.), Tanter (T.) & Fink (M.), The Aharonov-Bohm Effect Revisited by an Acoustic Time-Reversal Mirror, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 3170, 1997.

Article proposé par :

Christophe Baudet, tél. 04 76 82 51 61, Christophe.Baudet@hmg.inpg.fr

Ont collaboré à ces recherches :

Olivier Michel, Rodrigo Hernandez, P. Flandrin & Emmanuel Lévêque

Laboratoire de physique de l'École normale supérieure de Lyon, CNRS UMR 5672 46, allée d'Italie, 69364 Lyon cedex 07.

et Yves Gagne, Laboratoire des écoulements géophysiques et industriels, CNRS UMR 5519 IMPG UJF, 1025 rue de la piscine, BP 53, 38041 Grenoble cedex.