

# SEPTIEME COLLOQUE SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

NICE du 28 MAI au 2 JUIN 1979

LA DEDOPPLERISATION : UN MOYEN D'AMELIORER L'IMAGERIE DES SOURCES  
ACOUSTIQUES ANIMEES D'UN MOUVEMENT CONNU.

Max ERNOULT

Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA)  
92320 Châtillon (FRANCE)

## RESUME

En utilisant les propriétés de l'opérateur de propagation des ondes en champ lointain et la connaissance du mouvement d'un repère lié à une source acoustique, il est possible de traiter les signaux reçus par des microphones fixes pour supprimer l'effet Doppler : c'est la dédopplérisation.

On améliore ainsi :

- la résolution en fréquence du diagramme de rayonnement ;
- la résolution en position et en fréquence de l'image de la source.

Une vérification expérimentale a été faite pour une source ponctuelle se déplaçant à 40 m/s, puis la méthode a été appliquée à une source non ponctuelle : bruit de jet d'un réacteur monté sur l'Aérotrain Expérimental O2.

## SUMMARY

DEDOPPLERISATION : A WAY FOR A MOVING ACOUSTIC SOURCE IMAGING IMPROVEMENT WHEN ITS MOTION IS KNOWN.

By use of the properties of wave propagation equation for the far field and of the knowledge of the motion of the acoustical source, it is possible to process the signal received by fixed microphones and to correct them for Doppler effect : it is the so-called "dedopplérisation".

We also improve :

- the frequency resolution of the radiation diagram,
- the frequency and space resolution of the image of the source.

An experimental checking has been carried out for a point source moved at 40 m/s. The same method es then applied to the noise emitted by the turbojet engine which drives the "Aerotraine O2".

## I - INTRODUCTION

Pour réduire le bruit des avions, un important programme de recherche a été développé pour comprendre les mécanismes de la génération du bruit acoustique et pour prévoir, dès la conception de l'avion, sa nuisance acoustique. La compréhension des phénomènes physiques nécessite des mesures à l'intérieur des sources et dans le champ proche.

A côté de ces études, les mesures en champ lointain permettent de calculer la nuisance acoustique et d'obtenir des représentations schématisées des sources. De ces mesures, on obtient en particulier le diagramme de rayonnement de la source, et, en utilisant les propriétés de l'opérateur de propagation, des sources virtuelles que l'on situe au niveau du bruiteur [1, 6].

Ces mesures se sont d'abord faites dans des conditions statiques (source fixe, air en repos), mais, actuellement, il n'est pas possible d'en déduire les propriétés, en champ lointain, de la même source en mouvement.

Pour étudier expérimentalement l'effet vol, on peut :

- mettre en mouvement la source : avion, véhicule terrestre (Aérotrain Bertin) ou aile tournante (Spinning Rig de Rolls Royce) ;
- mettre l'air en mouvement (souffleries anéchoïques).

Dans le premier cas, le bruit reçu par un microphone fixe est un processus aléatoire non stationnaire et on dispose d'un temps limité pour faire les mesures ; pour augmenter ce temps, on peut songer à éloigner le microphone de la trajectoire de la source, mais cette possibilité est limitée par la propagation en atmosphère réelle [7].

Nous proposons, pour diminuer la non-stationnarité, de supprimer l'effet Doppler et de corriger le terme en  $1/r$  en utilisant la connaissance du mouvement du véhicule : c'est la dédopplérisation

On améliore ainsi :

- la résolution en fréquence du diagramme de rayonnement,
- la résolution en position et en fréquence de l'image de la source.



LA DEDOPPLERISATION : UN MOYEN D'AMELIORER L'IMAGERIE DES SOURCES  
ACOUSTIQUES ANIMEES D'UN MOUVEMENT CONNU.

Une vérification expérimentale a été faite pour une source ponctuelle se déplaçant à 40 m/s (fig.1) puis la méthode a été appliquée à une source non ponctuelle : bruit de jet d'un réacteur monté sur l'Aérotrain Expérimental O2 (fig. 2).



Fig. 1 - Source acoustique ponctuelle.

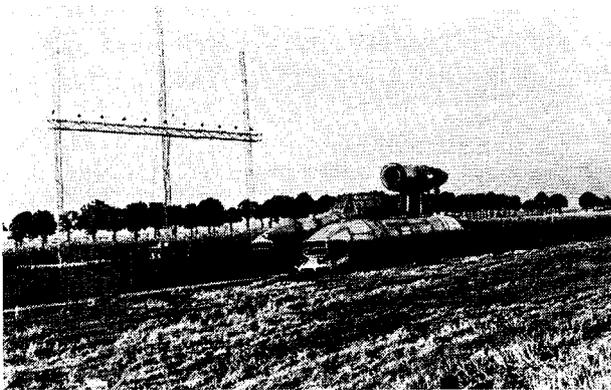


Fig. 2 -

2 - DEDOPPLERISATION DU SIGNAL

2.1 - PRINCIPE :

Considérons (fig. 3) un repère  $(o(t), \vec{x}, \vec{y})$  animé d'un mouvement rectiligne uniforme par rapport à un repère fixe  $(o_0, \vec{x}_0, \vec{y}_0)$ ; on impose

$$\vec{O}_0 O(t) = V \vec{x}_0 \quad (2.1)$$

Soit  $M$  un microphone fixe de coordonnées  $(x, h)$  dans  $(o_0, \vec{x}_0, \vec{y}_0)$ .

Soit une source ponctuelle  $S$  liée à  $(o(t), \vec{x}, \vec{y})$  de coordonnées  $(x_0, 0)$ .

Soit  $t'$  l'instant d'émission du bruit reçu en  $M$  à l'instant  $t$ .

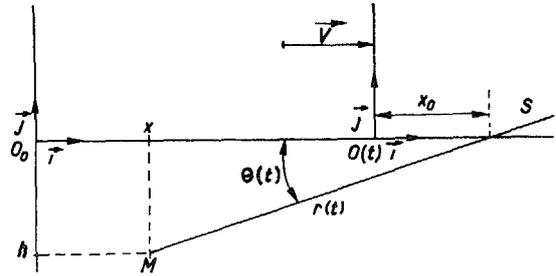


Fig. 3 - Définition des repères.

Soit  $t_r$  l'instant de réception en  $M$  du bruit émis à l'instant  $t'$ .

Posons :

$$r(t) = \|S(t)M\| \quad (2.2)$$

$$\theta(t) = |(-\vec{v}, S(t)M)|, \quad 0 < \theta(t) < \pi$$

$$\text{On a alors } t - t' = \frac{r(t')}{c}, \quad t_r = t + \frac{r(t)}{c} \quad (2.4)$$

où  $c$  est la vitesse du son et où  $t'$  et  $t_r$  sont des fonctions de  $t$ .

Supposons que le bruit reçu par le microphone  $M$  soit de la forme

$$y(t) = \frac{1}{r(t)} X(t', \theta(t')) \quad (2.5)$$

où, pour  $\theta$  constant,  $X(t, \theta)$  est un bruit stationnaire : la densité spectrale  $S_x(\beta, \theta)$  de  $X(t, \theta)$  est le diagramme de rayonnement de la source.

La densité spectrale instantanée de  $y(t)$  définie par :

$$S_y(\beta, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E \left\{ y(t + \frac{\tau}{2}) y(t - \frac{\tau}{2}) \right\} e^{-2\pi j \beta \tau} d\tau$$

est donnée, dans le champ lointain, par

$$S_y(\beta, t) = \frac{1 + M \cos \theta(t')}{r^2(t')} S_x(\beta(1 + M \cos \theta(t')), \theta(t')) \quad (2.6)$$

où  $M = \frac{V}{c}$  est le nombre de Mach ( $M < 1$ ) et  $t'$  est donné par (2.4).

La non-stationnarité de  $y(t)$  est due aux variations de la distance, de l'effet Doppler et du diagramme de rayonnement.

Il est possible, à partir d'une mesure de  $S_y(\beta, t)$  en utilisant (2.6) d'en déduire  $S_x(\beta, \theta)$  si l'on connaît le mouvement de  $O(t)$  et  $x_0$ .

Une mesure parfaite de  $S_y(\beta, t)$  n'est pas possible par les méthodes habituelles de l'analyse spectrale qui mesurent en fait un spectre physique qui se déduit de la densité spectrale instantanée par une convolution en temps et en fréquence : c'est le principe d'incertitude temps-fréquence [8].

Pour diminuer la non-stationnarité du signal microphonique, on peut remarquer que les variations de distance et d'effet Doppler sont liées au mouvement de la source.

Supposons donc connus  $V$  et  $x_0$  et considérons le signal  $Z(t)$  défini par :

$$Z(t) = r(t) Y(t_r) = r(t) Y(t + \frac{r(t)}{c}) \quad (2.7)$$

En utilisant (2.5), on a :

$$Z(t) = X(t, \theta(t)) \quad (2.8)$$

LA DEDOPPLERISATION : UN MOYEN D'AMELIORER L'IMAGERIE DES SOURCES  
ACOUSTIQUES ANIMEES D'UN MOUVEMENT CONNU.

Le processus  $Z(t)$  est non-stationnaire, sa densité spectrale instantanée  $S_z(f, t)$  est, dans le champ lointain :

$$S_z(f, t) = S_x(f, \theta(t)) \quad (2.9)$$

La non-stationnarité est due uniquement aux variations de la directivité de la source.

L'effet Doppler n'apparaît plus pour le signal  $Z(t)$ : on dit que  $Z(t)$  est le signal dédopplérisé et que la transformation qui nous permet de passer de  $Y(t)$  à  $Z(t)$  est la dédopplérisation.

De plus, on obtient directement  $S_x(f, \theta)$  à partir d'une mesure de  $S_z(f, t)$ . Le principe d'incertitude temps-fréquence s'applique toujours à la mesure  $S_z(f, t)$ ; mais comme la variation en  $t$  de  $S_z(f, t)$  est moins rapide que celle de  $S_y(f, t)$ , l'erreur commise est moins grande.

2.2 - REALISATION DE LA DEDOPPLERISATION

Le signal  $Y(t)$  étant échantillonné, on dispose de  $Y(k \Delta t)$ ; pour calculer  $Z(i \Delta t)$ , il suffit de calculer, d'abord l'instant de réception  $t_{ri}$  par :

$$t_{ri} = i \Delta t + \frac{r(i \Delta t)}{c}$$

qui est compris entre  $k i \Delta t$  et  $(k i + 1) \Delta t$ , puis  $\hat{Y}(t_{ri})$  par interpolation, et l'on a :

$$\hat{Z}(i \Delta t) = r(i \Delta t) \hat{Y}(t_{ri})$$

Pour éviter des calculs trop longs, il faut que la formule d'interpolation soit simple, on a donc considéré l'interpolation linéaire et l'interpolation par un polynôme du troisième degré.

Nous avons considéré un signal source :  $X(t) = \sqrt{2} \cos(2\pi f_0 t + \varphi)$  puis le signal reçu  $Y(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} X(t')$  et nous avons calculé, à partir de  $\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N Y(k \Delta t)$ ,  $\hat{Z}(i \Delta t)$  et nous en avons déduit le rapport bruit sur signal

$$e^2 = \frac{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (\hat{Z}(i \Delta t) - X(i \Delta t))^2}{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (X(i \Delta t))^2}$$

Ce rapport bruit sur signal, exprimé en décibels, est donné sur la figure 4 en fonction du rapport de la fréquence du signal sur la fréquence d'échantillonnage  $f_0/f_E (= \frac{1}{\Delta t})$ .

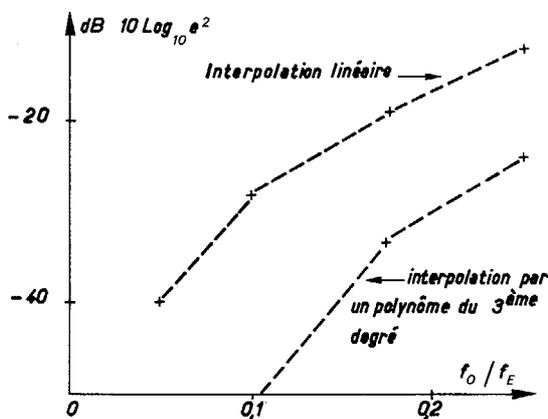


Fig. 4 - Erreur due à l'interpolation.

Pour les signaux étudiés ici,  $f_E$  est égale à 20 kHz et le signal utile est compris dans la gamme [0,5 kHz]; l'interpolation linéaire est donc suffisante ( $f_0/f_E \leq 0,25$ ).

3 - ANALYSE SPECTRALE

3.1 - AMELIORATION DE LA RESOLUTION FREQUENTIELLE

Considérons une source monochromatique et non directive en mouvement rectiligne uniforme, le signal microphonique est (2.5)

$$Y(t) = \frac{\sqrt{2}}{r(t)} \cos 2\pi f_0 t' \quad (3.1)$$

La fréquence instantanée, dérivée de la phase est donnée par  $f(t) = f_0 \frac{dt'}{dt}$  (3.2) soit :

$$f(t) = \frac{f_0}{1 + M \cos \theta(t')} \quad (3.3)$$

La variation de  $f(t)$  est maximum pour  $\cos \theta(t) = -M$ ; c'est-à-dire à l'instant  $t$  où le bruiteur passe à la perpendiculaire du récepteur ( $\cos \theta(t) = 0$ ).

Pour faire l'analyse spectrale de ce signal, on le pondère (au voisinage du maximum de variation de  $f(t)$ ) par la fenêtre de Papoulis\* (fenêtre de pondération du signal) d'une largeur  $T$ :

$$w(t) = \left(\frac{2}{T}\right)^{1/2} \cos \frac{\pi t}{T} \quad (3.4)$$

La densité spectrale est obtenue, à une constante près, en prenant le carré du module de la transformée de Fourier du signal pondéré.

**Définition** : la résolution fréquentielle  $\Delta f$  de cette analyse spectrale est définie comme étant la largeur en fréquence du pic de la densité spectrale; cette largeur étant mesurée 3 dB au dessous du maximum.

Cette résolution (Fig. 5), au voisinage de 90°, est fonction de :

- la largeur de la fenêtre d'analyse (de l'ordre de  $\frac{1}{T}$ )
- la variation de la fréquence instantanée pendant la durée  $T$  (de l'ordre de  $M \frac{\sqrt{T}}{h} f_0$ ).

Remarquons que  $\Delta \theta_m = \frac{\sqrt{T}}{h}$  est une mesure du balayage angulaire pendant la durée  $T$ .

Pour les signaux dédopplérisés, nous avons  $Z(t) = \sqrt{2} \cos 2\pi f_0 t$  et la résolution en fréquence ne dépend plus que de la largeur de la fenêtre d'analyse ( $\frac{1}{T}$ ); elle est égale, pour toutes les fréquences, à celle obtenue précédemment pour les basses fréquences.

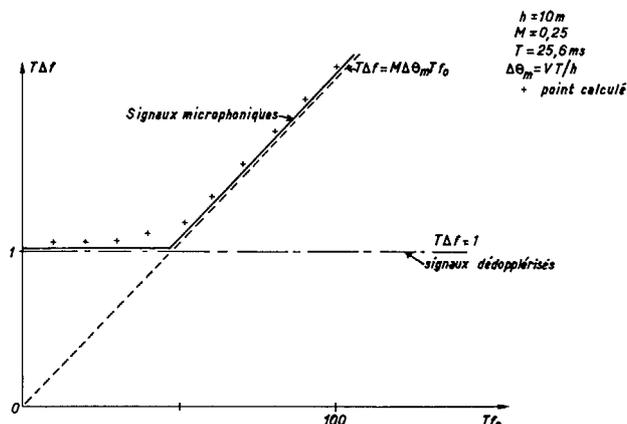


Fig. 5 - Résolution fréquentielle  $f$ .

\* Cette fenêtre minimise le biais dû au lissage de la densité spectrale [ 9 ].



LA DEDOPPLERISATION : UN MOYEN D'AMELIORER L'IMAGERIE DES SOURCES  
ACOUSTIQUES ANIMEES D'UN MOUVEMENT CONNU.

La dédopplérisation améliore donc la résolution en fréquence des analyses spectrales.

3.2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le dispositif expérimental, qui comprend N microphones, nous permet d'obtenir la densité spectrale de la source avec une bonne précision statistique. Le traitement des signaux est donné dans [10].

Source ponctuelle :

L'étude théorique a montré que la dégradation de la résolution fréquentielle est perceptible lorsque  $\beta \Delta \theta_m > \frac{1}{T}$

Par exemple, sur la figure 6, nous remarquons que la dédopplérisation permet de faire sortir du bruit du véhicule les harmoniques 2 et 3 de la raie spectrale à 1000 Hz.

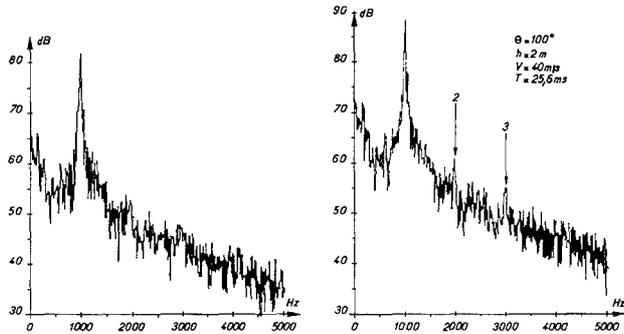


Fig. 6a

Fig. 6b

Périodogramme moyen pour le signal microphonique. Périodogramme moyen pour le signal dédopplérisé.

Nous présentons (fig. 7) pour la source ponctuelle, à 90°, les densités spectrales obtenues pour V = 0 m/s et V = 40 m/s. Ces deux courbes sont très proches dans le domaine des fréquences qui

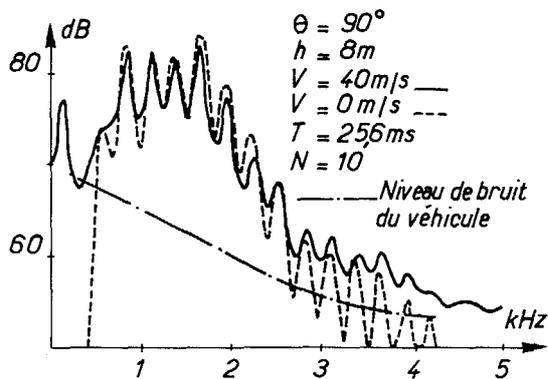


Fig. 7 - Densités spectrales.

n'est pas perturbé par le bruit du véhicule (600 à 2500 Hz).

Mesure de l'effet vol sur un bruit de jet de réacteur :

En comparant les résultats obtenus (fig. 8, 9 et 10) en statique à ceux obtenus à V = 82 m/s, les acousticiens peuvent apprécier l'effet vol sur le bruit de jet d'un réacteur. Ces résultats sont conformes à ceux publiés antérieurement [11].

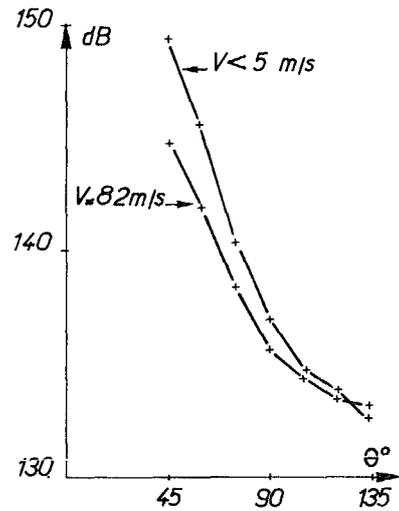


Fig. 8 - Diagramme de rayonnement. Niveau global (intégration du spectre entre 50 Hz et 4 kHz).

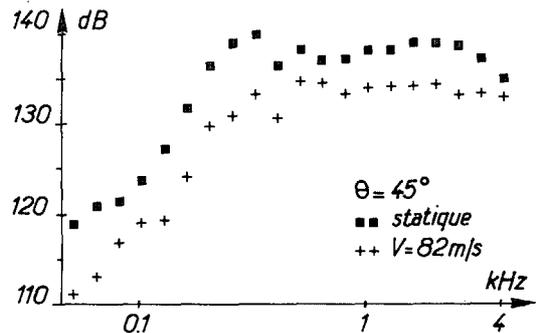


Fig. 9 - Spectre tiers d'octave.

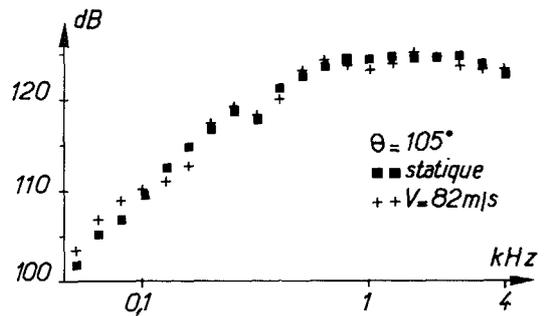


Fig. 10 - Spectre tiers d'octave.

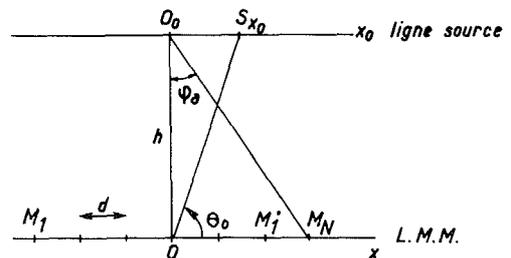


Fig. 11 - Définition du repère.

LA DEOPPLERISATION : UN MOYEN D'AMELIORER L'IMAGERIE DES SOURCES  
ACOUSTIQUES ANIMEES D'UN MOUVEMENT CONNU .

4 - LOCALISATION DES SOURCES ACOUSTIQUES

4.1 - RAPPEL SUR L'ANTENNE LINEAIRE ADDITIVE

4.1.1 - Principe : ondes planes issues de sources à l'infini (fig. 11) :

Considérons une onde plane provenant de la direction  $\theta_0$  ; le signal reçu par un capteur situé sur l'axe  $Ox$  est :  $y(t, x) = A(t - \frac{x \cos \theta_0}{c})$  (4.1) avec  $\alpha_0 = \cos \theta_0$ .

Par un traitement d'antenne linéaire additive (N capteurs ayant un écartement d), nous pouvons explorer la direction  $\theta$  en formant le signal d'antenne.

$$S(t, \alpha) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y(t + \frac{id\alpha}{c}, id) \quad (4.2)$$

avec  $\alpha = \cos \theta$  car le signal reçu sur le capteur  $i$  dans la direction  $\theta$  sera identique à celui reçu sur le capteur  $i+1$  à une translation de temps égal à  $\frac{d\alpha}{c}$

En utilisant (4.1), on a :

$$S(t, \alpha) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N A(t + i \frac{d}{c} (\alpha - \alpha_0)) \quad (4.3)$$

Si l'onde plane  $A(t)$  est un signal aléatoire stationnaire, la densité spectrale du signal d'antenne est  $S_{S_0}(\beta, \alpha) = S_S(\beta) W(\frac{2\pi}{\lambda}(\alpha - \alpha_0))$  (4.4) avec

$$-\lambda = \frac{c}{\beta} - W(\nu) = \frac{\sin^2(N\nu d/2)}{N^2 \sin^2(\nu d/2)} \quad (4.5)$$

Si l'on est en présence d'une répartition de source indépendante de densité spectrale  $S_S(\beta, \alpha)$ , la densité spectrale du signal d'antenne est

$$S_{S_0}(\beta, \alpha) = \int S_S(\beta, \alpha_0) W(\frac{2\pi}{\lambda}(\alpha - \alpha_0)) d\alpha_0 \quad (4.6)$$

La densité spectrale du signal d'antenne est donc égale à la densité spectrale de la source convoluée par la fenêtre W.

- La fenêtre W est une fonction périodique ; pour éviter les phénomènes de repliements, le domaine source doit être limité aux directions vérifiant

$$|\alpha| < \frac{\lambda}{2d} \quad (4.7)$$

Cette condition est toujours vérifiée si d est inférieure à  $\frac{\lambda_{max}}{2}$  ( $\lambda_{max}$ , longueur d'onde maximale de la source) ;

- La résolution est liée à la largeur du premier pic de la fonction W ; deux sources de direction  $\alpha_0$  et  $\alpha'_0$  seront discernables si

$$|\alpha_0 - \alpha'_0| > \frac{\lambda}{Nd} \quad (4.8)$$

4.1.2 - Cas d'une source linéique à distance finie :

On suppose maintenant que la source est une distribution linéique de sources indépendantes, caractérisée par une densité spectrale  $S_s(\beta, x_0)$  et que la ligne source (L.S.) est parallèle à la ligne des capteurs (L.M.M.)

Pour obtenir le signal émis par la source élémentaire d'abscisse  $x_0$ , à l'instant t, nous formons le signal d'antenne

$$S(t, x_0) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i(t - \tau_i) \quad (4.9)$$

où  $\tau_i = \frac{1}{c} \| M_i S_{x_0} \|$

et  $y_i(t)$  est le signal reçu par le  $i^{\text{ème}}$  capteur.

La densité spectrale du signal d'antenne

$S_{S_0}(\beta, x_0)$  est obtenue par un lissage de  $S_S(\beta, x_0)$  qui tient compte des termes dus à la sphéricité des surfaces d'onde émises à distance finie ; l'expression analytique de  $S_{S_0}(\beta, x_0)$  ne permet pas d'obtenir simplement les propriétés de ce lissage.

Cependant les caractéristiques de l'antenne peuvent être obtenues, en ordre de grandeur, à partir des propriétés de la fonction W en remarquant que  $\frac{x_0}{\lambda} \sim \alpha_0 = \cos \theta_0$  au voisinage de  $O_0$  ; nous en déduisons que :

- pour éviter les phénomènes de repliements, il suffit que la source soit située dans le domaine (4.7) :

$$|x_0| < \frac{\lambda R}{2d} \quad (4.10)$$

- la résolution en position dépend de l'angle  $\theta_0$  ; on a (4.8)

$$R_S(\theta_0) = \frac{R_S(\theta_0)}{\sin^3 \theta_0}, R_S(\theta_0) = \frac{\lambda R}{Nd} \quad (4.11)$$

L'interprétation physique des images obtenues pour le bruit de jet est développée, par exemple, dans [4] et [5].

Remarque :

Les résultats précédents ne sont valables que pour une propagation idéale ; dans ce cas, pour une source ponctuelle, tous les signaux reçus par les capteurs sont identiques à un retard près, et, de ce fait, le maximum de l'intercorrélation normalisée entre les signaux reçus par deux capteurs est égal à 1.

Pour un grand nombre de capteurs, et dans des conditions réelles de propagation, la résolution en position dépend de la distance de cohérence des signaux sur l'antenne  $P_c$  (distance de deux capteurs à partir de laquelle le maximum de l'intercorrélation des signaux reçus s'annule).

Nous allons donc étudier l'intercorrélation entre les signaux lorsque la source est en mouvement.

4.2 - ETUDE DE L'INTERCORRELATION ENTRE LES SIGNAUX

Modélisation :

L'intercorrélation (normalisée) entre les signaux  $y_1(t)$  et  $y_2(t)$  reçus par deux microphones  $M_1$  et  $M_2$  est définie par :

$$\rho_{y_1 y_2}(\tau, t) = \frac{E\{y_1(t + \frac{\tau}{2}) y_2(t - \frac{\tau}{2})\}}{(E\{y_1^2(t)\} E\{y_2^2(t)\})^{1/2}} \quad (4.12)$$

Pour obtenir une estimation de  $\rho_{y_1 y_2}(\tau, t)$  à partir d'une réalisation  $(y_1(t), y_2(t))$ , on peut chercher à faire une hypothèse d'ergodisme local d'une durée T, et à calculer

$$\hat{\rho}_{y_1 y_2}(\tau, t, T) = \frac{\hat{C}_{y_1 y_2}(\tau, t, T)}{(\hat{C}_{y_1 y_1}(0, t, T) \hat{C}_{y_2 y_2}(0, t, T))^{1/2}} \quad (4.13)$$

avec

$$\hat{C}_{y_i y_j}(\tau, t, T) = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2} + \frac{|\tau|}{2}}^{\frac{T}{2} - \frac{|\tau|}{2}} y_i(t + u + \frac{\tau}{2}) y_j(t + u - \frac{\tau}{2}) du$$

Dans le cas où la source est immobile, c'est la méthode employée pour estimer  $\rho$  et elle est parfaitement justifiée car l'hypothèse d'ergodisme est vérifiée.

Lorsque la vitesse V est différente de zéro, le maximum  $\hat{\rho}_{y_1 y_2}$  de  $\hat{\rho}_{y_1 y_2}(\tau, t, T)$  est plus petit que celui obtenu pour  $V = 0$  dans la même posi-



LA DEDOPPLERISATION : UN MOYEN D'AMELIORER L'IMAGERIE DES SOURCES  
ACOUSTIQUES ANIMEES D'UN MOUVEMENT CONNU.

tion géométrique ; ce résultat provient de la différence des effets Doppler sur chaque microphone.

Considérons un modèle simplifié pour mettre en évidence ce phénomène de manière quantitative.

Supposons qu'une source ponctuelle non directive soit à l'émission ( $t'$ ) au voisinage de la médiatrice du segment  $M_1 M_2$  et que le signal source soit caractérisé par  $X(t)$ .

On suppose de plus que les signaux reçus peuvent être considérés comme stationnaires pendant la durée  $T$  du traitement, c'est-à-dire que le déplacement  $VT$  de la source ne modifie pas de manière significative la géométrie de l'expérience  $\frac{VT}{R} \ll 1$  on a 
$$y_1(t) = \frac{1}{r'} X(t')$$
 (4.14)

avec  $r' = \sqrt{\frac{h^2}{4} + d^2}$   
or (3.2) 
$$\frac{dt'}{dt} = \frac{1}{1 + M \cos \theta'} \quad (\theta' \equiv \theta(t'))$$

et, en tenant compte du fait que  $\theta'$  ne varie pas pendant la durée  $T$ , on a :

$$y_1(t) = \frac{1}{r'} X\left(\frac{1}{1 + M \cos \theta'} \left(t - \frac{r'}{c}\right)\right)$$

On fait, de plus, les approximations suivantes ( $M < 1$ ,  $\cos \theta' \approx \cos \theta_0$  pour  $\theta' \approx \theta_0$ )

$$\frac{1}{1 + M \cos \theta'} \approx 1 - M \cos \theta' = 1 + \frac{M}{2} \frac{d}{h} \approx 1 + \frac{M}{2} \frac{d}{h}$$

Sous ces hypothèses, au voisinage de  $t = \frac{r'}{c}$  on a :

$$y_1(t) = \frac{1}{r'} X\left(\left(1 + \frac{M}{2} \frac{d}{h}\right) \left(t - \frac{r'}{c}\right)\right)$$
 (4.15)

et le signal reçu par le deuxième microphone est donné par

$$y_2(t) = \frac{1}{r'} X\left(\left(1 - \frac{M}{2} \frac{d}{h}\right) \left(t - \frac{r'}{c}\right)\right)$$
 (4.16)

Considérons l'intercorrélation :

$$\rho_{y_1, y_2}(\tau, T) = \frac{c_X(\tau)}{c_X(0)} \frac{1}{T} \int_{\frac{T}{2} - \tau}^{\frac{T}{2} + \tau} E \{y_1(t + \frac{\tau}{2}) y_2(t - \frac{\tau}{2})\} dt$$

par un calcul simple, on obtient :

$$\rho_{y_1, y_2}(\tau, T) = \frac{1}{c_X(0)} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} c_X(\tau + M \frac{d}{h} t) dt$$
 (4.17)

En remarquant que  $\frac{c_X(\tau)}{c_X(0)}$  est inférieur à 1, le maximum  $\rho_{y_1, y_2}$  de l'intercorrélation des signaux microphoniques est donc plus petit que 1.

Sous les mêmes hypothèses, on obtient, pour les signaux dédopplérisés  $Z_1(t)$  et  $Z_2(t)$ , une intercorrélation égale à :

$$\rho_{Z_1, Z_2}(\tau, T) = \frac{c_X(\tau)}{c_X(0)}$$
 (4.18)

dont le maximum est égal à 1 comme lorsque la source est immobile.

Si l'on suppose que la source est monochromatique, alors  $c_X(\tau) = \cos 2\pi f_0 \tau$  et l'on obtient :

$$\rho_{y_1, y_2}(\tau, T) = \frac{c_X(\tau)}{c_X(0)} \frac{\sin(\pi f_0 M \frac{d}{h} T)}{\pi f_0 M \frac{d}{h} T}$$
 (4.19)

On voit que le premier zéro de  $\rho_{y_1, y_2}$  intervient pour une distance  $d$  égale à  $\frac{\lambda k}{V T}$ , ce qui donne l'ordre de grandeur de la distance de cohérence en fonction de la longueur d'onde.

Ce calcul approché, valable au voisinage de l'émission à  $90^\circ$ , est suffisant pour expliquer les résultats expérimentaux.

Ces résultats sont présentés pour le signal

source dont la densité spectrale est comprise entre 500 Hz et 2000 Hz auquel s'ajoute le bruit créé par le véhicule lorsque  $V \neq 0$ . (fig. 7).

Essais statiques :

Les signaux étant stationnaires, le maximum de l'intercorrélation entre les signaux microphoniques peut être évalué par une moyenne temporelle. Ce sont donc ces valeurs qui peuvent servir de références aux valeurs obtenues pour les signaux dédopplérisés lorsque la source est mobile.

Les valeurs de  $\bar{\rho}_S$  pour l'angle  $\theta_e = 90^\circ$  sont données sur la figure 12 pour différentes valeurs de  $h$ .

L'allure générale de ces courbes, en fonction de  $d$  peut être interprétée en considérant les phénomènes de réflexion (la source et les microphones sont à la même hauteur : 2,20 m).

Intercorrélation des signaux microphoniques ( $V = 40$  m/s)

La figure 12 représente  $\bar{\rho}_M$  en fonction de  $d$  pour différentes valeurs de  $h$  ( $T = 25,6$  ms,  $\theta_e = 90^\circ$ ). Ces valeurs sont beaucoup plus faibles que celles obtenues pour les signaux microphoniques lorsque la source est immobile.

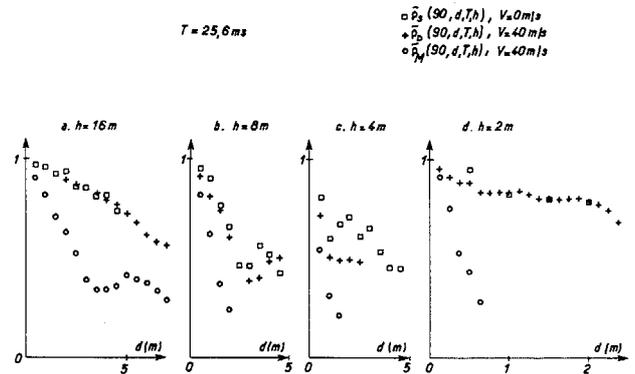


Fig. 12 - Maximum d'intercorrélation : influence de la distance  $h$ .

Ces résultats ont été regroupés sur la figure 13 en fonction du paramètre  $\frac{d}{h}$  ; la droite expérimentale, qui regroupe ces résultats de manière approximative, s'explique par le fait que l'écart Doppler entre deux microphones est fonction du paramètre  $\frac{d}{h}$  (voir 4.17).

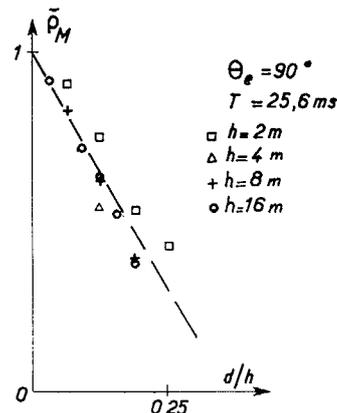


Fig. 13 - Maximum d'intercorrélation des signaux microphoniques.

LA DEDOPPLERISATION : UN MOYEN D'AMELIORER L'IMAGERIE DES SOURCES  
ACOUSTIQUES ANIMEES D'UN MOUVEMENT CONNU.

Intercorrélation des signaux dédopplérisés

La figure 12 représente  $\bar{\rho}_D$  pour différentes valeurs de  $h$  en fonction de  $d$  ( $\theta_e = 90^\circ$ ,  $T = 25,6$  ms).

Il est remarquable de noter que  $\bar{\rho}_D$  est sensiblement égal à  $\bar{\rho}_S$  ; ce qui montre que la dédopplérisation des signaux microphoniques permet d'obtenir le signal source.

Nous avons donc montré que, théoriquement et expérimentalement, la dédopplérisation nous permet d'obtenir des informations spécifiques des sources acoustiques en mouvement qui ne sont pas dégradées (c'est-à-dire décorrélées) par le mouvement relatif source-captteurs.

4.3 - IMAGE D'UNE SOURCE ACOUSTIQUE EN MOUVEMENT

Généralités

Si l'on cherche à étudier une source acoustique en mouvement à l'aide du traitement d'antenne précédent (cf. 4.1.2), l'image obtenue est de moins bonne qualité.

Résolution en position :

Si T est le temps de traitement des signaux choisis pour obtenir l'image de la source, la source se déplace de VT pendant cette durée et la résolution en position se dégrade.

On peut approcher la résolution par :

$$R(\theta) = \sup(R_S(\theta), VT) \quad \text{où } R_S(\theta) \text{ est donné par (5.11) et VT est le déplacement de la source.}$$

Cette approximation intuitive peut se justifier de la manière suivante : la résolution en position à  $90^\circ$  est donnée par :  $-\frac{\lambda R}{D}$  ( $D = Nd$ ) si les signaux sont cohérents sur l'antenne ;  $-\frac{\lambda h}{D_c}$  où  $D_c$  est la distance de cohérence si les signaux ne sont pas cohérents ; or nous avons vu (4.19) que pour des signaux monochromatiques, la distance de cohérence est de l'ordre de  $\frac{\lambda T}{V}$  et l'on retrouve que la résolution est de l'ordre de VT.

Pour obtenir une image correcte de la source, il faut donc un temps de traitement petit ; de la même manière que, si l'on veut faire une photographie d'un objet en mouvement, il faut choisir un temps de pause petit pour éviter le flou.

Résolution en fréquence :

L'effet Doppler entraîne aussi une dégradation de la résolution en fréquence : une source située en  $\alpha=0$  et de fréquence  $f_0$  est reçue à des fréquences différentes sur les capteurs et le signal d'antenne aura des fréquences comprises entre

$$\frac{f_0}{1 - M \sin \varphi_a} \quad \text{et} \quad \frac{f_0}{1 + M \sin \varphi_a}$$

où  $2 \varphi_a$  est l'angle sous lequel la source voit l'antenne (fig. 11). La résolution en fréquence est donc de l'ordre de :  $2 M f_0 \sin \varphi_a$ .

L'ensemble de ces dégradations des images est la conséquence du mouvement de la source.

Intérêt de la dédopplérisation :

En supprimant l'effet Doppler, on peut, en quelque sorte, suivre la source dans son mouvement. Nous avons vu que, pour une source ponctuelle, le maximum de l'intercorrélacion des signaux dédopplérisés est de même ordre

de grandeur que celui obtenu pour une source fixe ; il est donc possible d'obtenir une image de la source qui ne soit pas altérée par le mouvement. Ce résultat est confirmé par les résultats expérimentaux.

4.4 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Source ponctuelle, signal monochromatique.

Sur la figure 14, nous avons représenté l'image de la source, en fonction de  $\alpha$ , pour la fréquence 1000 Hz. Le décalage spatial entre les deux maxima provient du fait que, les positions étant identiques au début du traitement, la source, pour les signaux microphoniques, avance de VT.

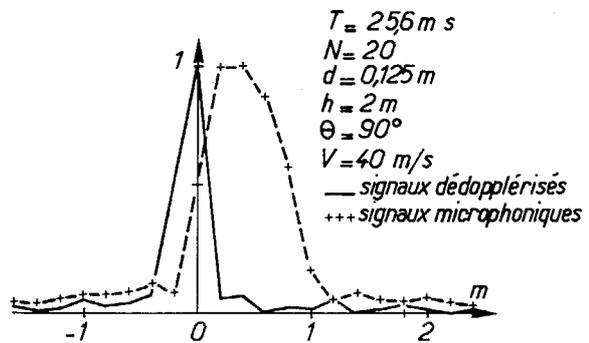


Fig. 14 - Image d'une source monochromatique (1000 Hz).

Sur le périodogramme (fig. 15) obtenu au maximum de la distribution, nous remarquons l'amélioration de la résolution fréquentielle.

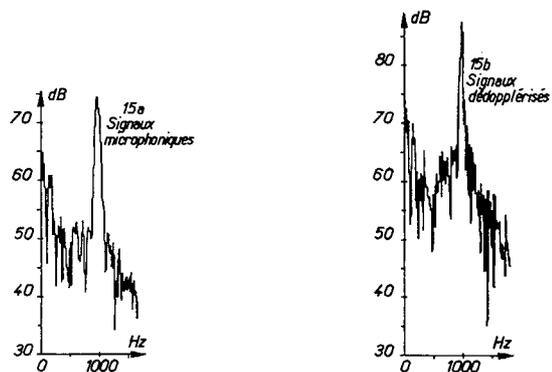


Fig. 15 - Périodogramme du maximum.

Source ponctuelle, signal large bande (500 Hz à 2000 Hz) :

Nous présentons (fig. 16) la répartition en position de la puissance émise dans chaque bande de fréquence tiers d'octave ; chaque courbe est normalisée par son maximum.

La résolution en position est de l'ordre de  $1,6 \lambda$  pour les signaux dédopplérisés (ce qui est conforme à l'approximation en  $\frac{\lambda h}{Nd}$ ).

L'image est d'une qualité équivalente à celle que l'on pourrait obtenir pour une source fixe.

Image acoustique virtuelle d'un jet :

Nous présentons, pour les signaux dédop-



LA DEDOPPLERISATION : UN MOYEN D'AMELIORER L'IMAGERIE DES SOURCES  
ACOUSTIQUES ANIMEES D'UN MOUVEMENT CONNU.

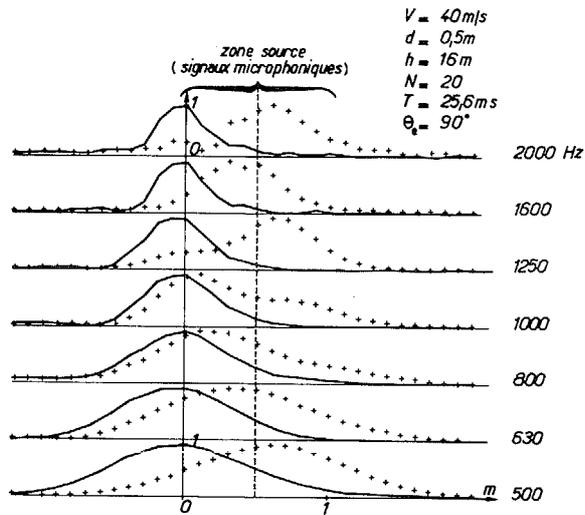


Fig. 16 - Image de la source ponctuelle.

plérisés, l'image virtuelle obtenue pour deux passages semblables (fig. 17).

Les échelles sont en décibels acoustiques ; nous remarquons, pour les tiers d'octave compris entre 200 et 400 Hz une dispersion statistique importante ; elle est due à la faible valeur du produit BT (BT = 2 pour le tiers d'octave de fréquence centrale 200 Hz).

Pour les hautes fréquences, les maxima successifs sont liés à la périodicité de la fenêtre W (zone hachurée).

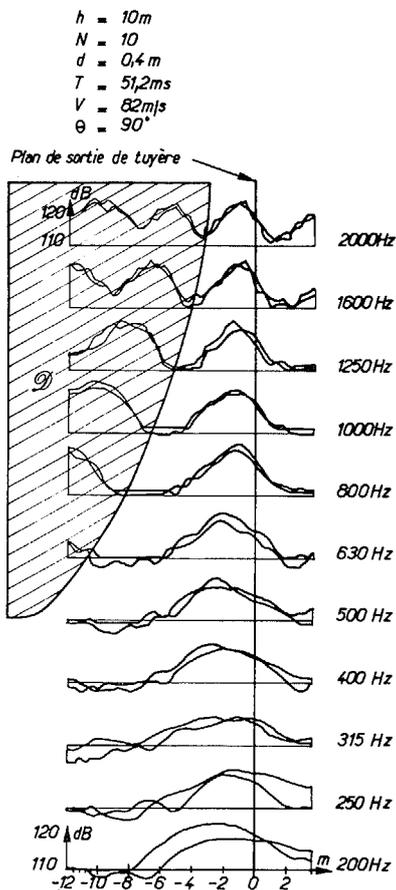


Fig. 17 - Image d'un bruit de jet.

Nous constatons que les sources sont situées en aval du plan de sortie de tuyère ; elles sont d'autant plus proches de ce plan que la fréquence augmente ; les sources hautes fréquences sont beaucoup plus compactes que les sources basses fréquences.

Les images obtenues (résolution en position, en fréquence, précision statistique) sont donc de la même qualité que celles que l'on obtient en statique pour le même temps de traitement.

#### 5 - CONCLUSION

Nous avons montré que, par des techniques appropriées de traitement de signal (dédopplérisation, moyenne d'ensemble, ...) il était possible d'obtenir, pour une source acoustique en mouvement, des résultats comparables à ceux obtenus pour une source fixe en utilisant la connaissance du mouvement d'un repère lié à cette source).

Si le nombre et la disposition des capteurs le permettaient, nous pourrions obtenir, pour le traitement d'antenne, des résultats d'une précision statistique équivalente à celle des mesures en statique où le temps de traitement n'est pas limité.

#### REFERENCES

- [1] CHU, LAUFER, KAO, Noise source distribution in subsonic jets, Inter Noise 72 - Proceedings 1972.
- [2] GROSCHE F.R., Distributions of sound source intensities in subsonic and supersonic jets, AGARD - Conference on Noise Mechanics - September 1973.
- [3] PARTHASARATHY S.P., Evaluation of jet noise sources by cross correlation of far field microphone signals - AIAA Journal, vol. 12, n° 5, 1974.
- [4] FISCHER M.J., HARPER-BOURNE M., GLEGG S.A. ; Jet engine noise source location : the polar correlation technique - J.S.V., vol. 51, p. 23-54, 1977.
- [5] BILLINGSLEY J., KINNS R., The acoustic telescope, J.S.V., vol. 48, p. 485-510, 1976.
- [6] KINNS R., Binaural source location, J.S.V., vol. 44, p. 275,289, 1976.
- [7] HOCH R.C., BERTHELOT M., Use of Bertin Aerotrain for the investigation of flight effects on aircraft engine exhaust noise. J.S.V., vol. 54, p. 153-172, 1977.
- [8] MARK W.D., Spectral analysis of the convolution and filtering of non stationary stochastic processes ; J.S.V., vol. 11, n° 1 - 1970.
- [9] PAPOULIS A., IEEE, vol. IT 19, n° 1, p. 9-12, 1973.
- [10] ERNOULT M., thèse d'Etat, université de Paris-Sud, à paraître en 1979.
- [11] DREVET P., DUPONCHEL J.P., JACQUES J.R., The effect of flight on jet noise as observed on the Bertin Aerotrain, J.S.V., vol. 54(2), p. 173-201, 1977.