

DIXIEME COLLOQUE SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

NICE du 20 au 24 MAI 1985

ETUDE EXPERIMENTALE DE L'INFLUENCE DE LA TURBULENCE SUR UNE METHODE
D'IMAGERIE HAUTE RESOLUTION

BLANC-BENON Ph., JUVÉ D., SIDKI M.

Lab. de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, UA 263, E.C.L., B.P. 163, 69131 ECULLY CEDEX.

RESUME

On présente les résultats d'une expérience réalisée en laboratoire et simulant la propagation des ondes acoustiques dans l'atmosphère. Nous mettons en évidence l'influence d'une turbulence cinématique bien contrôlée sur la localisation de sources ponctuelles. Cette localisation est effectuée par une méthode d'imagerie haute-résolution fondée sur le traitement de la matrice interspectrale. Le caractère aléatoire du milieu dégrade les performances de la méthode, mais dans des conditions proches de celles rencontrées en propagation aérienne il est encore possible de distinguer deux sources écartées de 1° avec une antenne d'envergure 14 longueurs d'onde.

L'analyse expérimentale est complétée par une étude numérique développée à partir de l'approximation parabolique de l'équation stochastique de Helmholtz. La modélisation du spectre des fluctuations d'indice du milieu par une forme de Von Karman permet de prédire de façon correcte la décorrélation spatiale le long de l'antenne de réception, et ainsi d'estimer la matrice interspectrale. Avec ce modèle nous avons étudié de façon systématique l'influence de la vitesse moyenne sur le problème type de la localisation de 2 sources avec une antenne de 3 capteurs.

SUMMARY

Experiments have been conducted in an anechoic room to study the influence of well controlled turbulent velocity fluctuations on a high resolution imaging technique based on the properties of the spectral matrix for plane wave propagation.

A numerical approach using the parabolic approximation of the stochastic Helmholtz equation sustains and extends the experimental results.



INTRODUCTION

La propagation du son sur de longues distances dans un milieu aléatoire tel que l'atmosphère ou l'océan entraîne une modification des propriétés spatio-temporelles des ondes acoustiques transmises qui se traduit notamment par une diminution de la cohérence le long d'un "front d'onde". Cette décorrélation dégrade les performances des techniques d'imagerie acoustique et en limite leur pouvoir de résolution angulaire.

Nous présentons ici les résultats d'une expérience réalisée en soufflerie anéchoïque, qui simule la propagation des ondes acoustiques dans le milieu aérien en présence d'une turbulence cinématique bien contrôlée. La localisation des sources est effectuée à partir d'un traitement de la matrice des interspectres entre capteurs d'une antenne et d'une hypothèse de propagation en ondes planes (méthode de Pisarenko spatiale). L'analyse expérimentale est complétée par une étude numérique fondée sur l'approximation parabolique de l'équation stochastique de Helmholtz.

METHODE DE PISARENKO EN MILIEU NON BRUITE

Cette méthode d'imagerie superrésolvante, utilisée en acoustique sous-marine ([1],[2],[3]), est fondée sur le traitement de la matrice des cohérences complexes $\underline{\gamma}(f)$. Cette matrice $\underline{\gamma}$ s'obtient à partir de la mesure des interspectres $S_{kl}(f)$ des signaux reçus sur les capteurs d'une antenne linéaire :

$$\underline{\gamma}(f) = [\gamma_{kl}] \quad \gamma_{kp} = \frac{S_{kl}(f)}{\sqrt{S_{kk} S_{ll}}}$$

$$S_{kp}(f) = |S_{kp}(f)| \exp(-j \varphi_{kp})$$

La décomposition en éléments propres de la matrice $\underline{\gamma}$ permet de résoudre les problèmes de détection et de localisation de sources ponctuelles. Le rang de la matrice $\underline{\gamma}$ est égal au nombre de sources linéairement indépendantes présentes dans le milieu [4]. Ce rang est déterminé par le nombre de valeurs propres λ_i non nulles. En pratique le calcul des λ_i montre que seules certaines valeurs propres sont nettement différentes de zéro, et il convient alors de fixer un seuil de détection afin d'obtenir le nombre de sources significatives. Pour localiser les sources il est nécessaire de choisir un modèle de propagation. Dans la méthode de Pisarenko on suppose que les sources sont situées à l'infini et que la propagation se fait en ondes planes. La fonction de cohérence complexe entre deux capteurs $\gamma_{kl}(f)$ s'écrit alors :

$$\gamma_{kp}(f) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \exp(-j \phi_i(k \cdot l))$$

$$\phi_i = \frac{2\pi f}{c} a \sin(\theta_i)$$

où a est la distance entre deux capteurs consécutifs, θ_i l'angle de la source S_i par rapport à la normale à l'antenne, c la célérité du son et N le nombre de capteurs. Pour la direction θ_i on définit un vecteur source apparent $\underline{s}_i = A_i(1, e^{j\phi_i}, \dots, e^{j(N-1)\phi_i})$. Les valeurs des θ_i sont alors obtenues en écrivant l'orthogonalité entre les vecteurs \underline{s}_i et les vecteurs propres \underline{v}_j associés aux valeurs propres λ_j inférieures au seuil de détection retenu. Dans le cas de nos expériences avec une antenne de 4 capteurs et 2 sources dans le milieu, il faut trouver les solutions communes d'un système de 2 équations complexes du 3ième degré.

PROPAGATION D'UNE ONDE ACOUSTIQUE EN PRESENCE D'UNE TURBULENCE CINEMATIQUE

Une onde acoustique qui se propage dans l'atmosphère subit des fluctuations d'amplitude et de phase dues à la nature aléatoire du milieu de propagation, ce qui provoque une perte de cohérence spatiale du champ de pression transmis. Les conditions expérimentales de nos essais (nombre de Mach turbulent u/c faible, longueur d'onde acoustique λ nettement plus petite que l'échelle de corrélation spatiale de la turbulence L , distance de propagation x très grande devant L) impliquent que la diffusion des ondes acoustiques a lieu pour l'essentiel au voisinage de l'axe de propagation et que l'énergie rétrodiffusée est négligeable. Les phénomènes physiques mis en jeu par l'interaction acoustique-turbulence peuvent alors être décrits dans le cadre théorique de l'approximation parabolique de l'équation stochastique de Helmholtz ([5],[6]).

Le champ de pression acoustique transmis $p(\vec{x})$ se décompose en $U(x, \vec{\rho}) \exp(ik_0 x)$ (x : distance de propagation ; $\vec{\rho}$ vecteur du plan perpendiculaire à x). L'amplitude complexe du champ $U(x, \vec{\rho})$, qui est une fonction de x lentement variable par rapport à λ , est solution de l'équation :

$$\text{Eq.1} \quad \left\{ 2i k_0 \frac{\partial}{\partial x} + A(\vec{\rho}) + k_0^2 \mathcal{E}(x, \vec{\rho}) \right\} U(x, \vec{\rho}) = 0 \quad (x > 0)$$

$$U(0, \vec{\rho}) = U_0 ; \quad \mathcal{E}(x, \vec{\rho}) = -2u'_x/c$$

où u'_x désigne la fluctuation de vitesse suivant l'axe x et U_0 le champ incident. Le calcul des moments successifs de $U(x, \vec{\rho})$ pose un problème de fermeture dû à la présence de termes de type $\langle \mathcal{E}(x, \vec{\rho}) U(x, \vec{\rho}) \rangle$. L'hypothèse d'un champ de fluctuation \mathcal{E} "delta-corrélé" selon x permet de fermer les équations de moments ([5]). On a alors :

$$\text{Eq.2} \quad \langle \mathcal{E}(x, \vec{\rho}) \mathcal{E}(x', \vec{\rho}') \rangle = A(\vec{\rho} - \vec{\rho}') \delta(x - x')$$

Dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope la fonction $A(\vec{\rho})$ est reliée au spectre tridimensionnel des fluctuations d'indice $\phi_n(k)$

$$\text{Eq.3} \quad A(\vec{\rho}) = A(\rho) = 16\pi^2 \int_0^\infty k J_0(k\rho) \Phi_n(k) dk$$

où J_0 désigne la fonction de Bessel d'ordre zéro. On montre alors que le moment d'ordre deux en deux points $\langle U(x, \vec{\rho}_1) U^*(x, \vec{\rho}_2) \rangle$ qui caractérise la fonction de cohérence transversale $\Gamma(x, \vec{\rho}_s = \frac{1}{2}(\vec{\rho}_1 + \vec{\rho}_2), \vec{\rho}_d = \vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2)$ est solution de l'équation :

$$\text{Eq.4} \quad \left\{ 2i k_0 \frac{\partial}{\partial x} + 2 \nabla_{\vec{\rho}_s} \cdot \nabla_{\vec{\rho}_d} + i k_0^3 (A(\rho_s) - A(\rho_d)) \right\} \Gamma(x, \vec{\rho}_s, \vec{\rho}_d) = 0$$

avec comme condition initiale $\Gamma(x = 0, \vec{\rho}_s, \vec{\rho}_d) = \Gamma_0$. Pour une onde acoustique incidente de type sphérique la solution de l'Eq. 4 se met sous la forme ([7]) :

$$\text{Eq.5} \quad \Gamma(x, \vec{\rho}_s, \vec{\rho}_d) = \frac{1}{x^2} \exp(i \frac{k_0}{x} \vec{\rho}_s \cdot \vec{\rho}_d - H)$$

$$H = 4\pi^2 k_0^2 \int_0^x dz \int_0^\infty (1 - J_0(k \rho_d \frac{z}{x})) k \Phi_n(k) dk$$

Le calcul de H est souvent effectué en prenant en compte uniquement les échelles de turbulence associées à la zone inertielle, on a alors :

$$\text{Eq.6} \quad H = 0.547 k_0^2 x C_n^2 \rho_d^{5/3}$$

$$C_n^2 = 1.91 (u/c)^2 L_0^{-2/3}$$

C_n^2 est le coefficient de structure de la turbulence, u la valeur efficace des fluctuations de vitesse et L_0 l'échelle externe de turbulence. Cependant la formule (6) surestime la décorrélation de l'onde dès que l'espacement entre capteurs devient de l'ordre de grandeur de L_0 . Pour avoir une estimation satisfaisante de la fonction Γ , il est nécessaire de modéliser le spectre $\phi_n(k)$ par une forme de Von Karman qui prend en compte les effets associés aux basses fréquences du spectre de turbulence ([8]), soit :

$$\text{Eq. 7 } \phi_n(k) = 0.033 C_n^2 (k^2 + 1/L_0^2)^{-11/6} \exp(-(k l_0 / 5.92)^2)$$

l_0 et L_0 sont deux échelles de longueur caractérisant les limites de la zone inertielle de turbulence.

INSTALLATION EXPERIMENTALE

La turbulence cinématique est créée par un jet bidimensionnel issu d'une base rectangulaire de section $8 \times 100 \text{ cm}^2$, dont le développement est assuré par deux baffles latéraux recouverts de laine de verre. La zone des mesures est située à 120 cm de la buse. La vitesse moyenne du jet \bar{U} peut varier de 5.5 à 13.5 m/s, la valeur efficace des fluctuations de vitesse est égale à $0,24 \bar{U}$ et l'échelle externe de turbulence est environ 9 cm.

Deux émetteurs dont le rayonnement peut être considéré comme sphérique, sont alimentés par des bruits blancs indépendants de même puissance dans la gamme de fréquences 35 kHz-45 kHz. L'antenne de réception est perpendiculaire à la direction de \bar{U} et à la direction de propagation. Elle est constituée de quatre microphones Brüel et Kjær 1/4" placés sur un arc de cercle centré sur la source de référence afin de simuler les conditions de propagation en ondes planes. La séparation entre capteurs est de 4 cm soit une longueur d'antenne de 12 cm, ce qui correspond à un pouvoir de résolution classique de 4° à 40 kHz.

Les mesures des spectres et des interspectres entre les différents capteurs de l'antenne sont effectuées avec un analyseur F.F.T. La bande d'analyse est de 30 Hz et le nombre de moyennes est de 200. Ces fonctions sont ensuite transférées sur un ordinateur PDP 11.23 afin de former la matrice des cohérences complexes $\underline{\gamma}(f)$ avec 20 fréquences comprises dans la gamme 35 kHz-45 kHz. Pour chaque fréquence on calcule les éléments propres de $\underline{\gamma}$ puis on détermine les directions des sources.

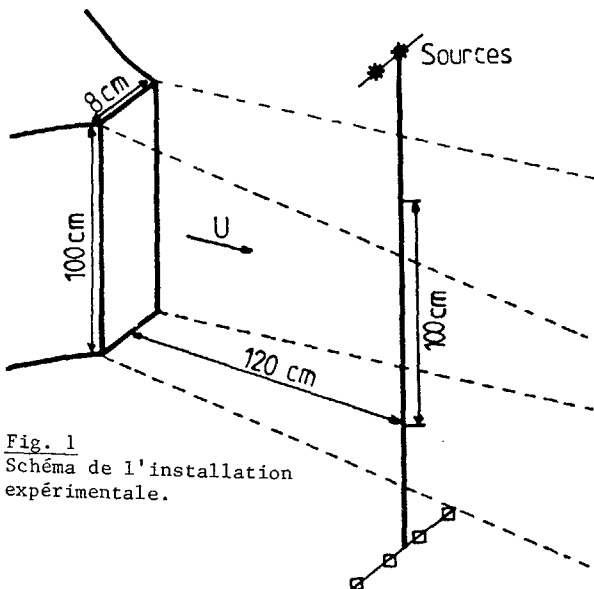


Fig. 1 Schéma de l'installation expérimentale.

RESULTATS EXPERIMENTAUX

1. Perte de cohérence le long de l'antenne

Nous donnons sur la figure 2 les relevés de la fonction de cohérence Γ obtenus avec une source sphérique située sur l'axe, émettant à 40 kHz. Nous indiquons les estimations théoriques déduites de l'approximation parabolique d'une part en modélisant $\phi_n(k)$ par une forme de Karman (Courbes 1 et 3) et d'autre part en ne tenant compte que de la zone inertielle (Courbes 2 et 4). On constate que pour évaluer de façon satisfaisante la perte de cohérence transversale du champ acoustique transmis il est nécessaire de calculer $\Gamma(x, 0, \rho_d)$ avec une spectre de Karman pour $\phi_n(k)$. Les erreurs commises en se limitant à la zone inertielle de turbulence sont d'autant plus grandes que la vitesse \bar{U} est basse et que l'écartement entre les capteurs est important. On note aussi que la décorrélation sur la longueur de l'antenne utilisée dans nos essais ($L = 12 \text{ cm} \approx 14\lambda$) est relativement peu importante pour les vitesses faibles ou moyennes ($\Gamma \geq 0,4$ à 7,9 m/s). Ce comportement est tout à fait comparable à celui observé lors d'expériences réalisées dans l'atmosphère pour des distances de propagation de l'ordre de 1 km et des fréquences d'émission de quelques centaines de Hertz ([9]).

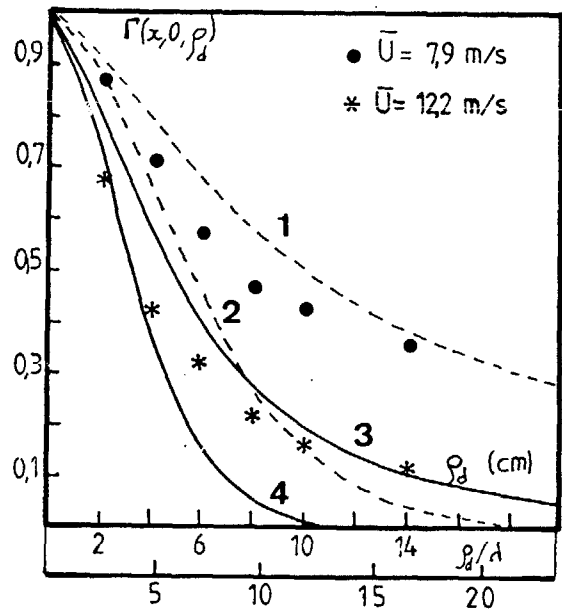


Fig. 2. Evolution de la cohérence spatiale pour une onde sphérique à 40 kHz (1 et 3 : spectre de Karman ; 2-4 zone inertielle).

2. Localisation de sources

Tout d'abord nous avons testé la méthode de Pisarenko en l'absence de turbulence afin d'estimer les limites introduites par les conditions de propagation de nos essais (défauts d'alignement, réflexions parasites, ...). Pour cela nous avons utilisé deux sources séparées d'un écart angulaire de $2,2^\circ$ inférieur au pouvoir de résolution classique de l'antenne. On constate que conformément à la théorie deux valeurs propres sont presque nulles (λ_3/λ_1 et $\lambda_4/\lambda_1 < 0,02$), et que l'estimation des directions est obtenue avec un écart inférieur à $0,1^\circ$ ([10]). Sur les figures 3 et 4 nous donnons les résultats obtenus avec deux sources séparées de $2,2^\circ$, en présence d'un écoulement turbulent de vitesse moyenne $\bar{U} = 6,4 \text{ m/s}$. Les rapports λ_3/λ_1 et λ_4/λ_1 deviennent nettement différents de zéro ce qui rend plus difficile la détermination du nombre de sources présentes dans le milieu. Si l'on admet la présence de 2 sources il est cependant possible de chercher leurs directions. On observe alors que le système d'équations obtenues en écrivant l'orthogonalité entre le vecteur-source apparent



et les vecteurs associés aux valeurs propres λ_3 et λ_4 ne possède plus de solutions strictement communes (figure 4).

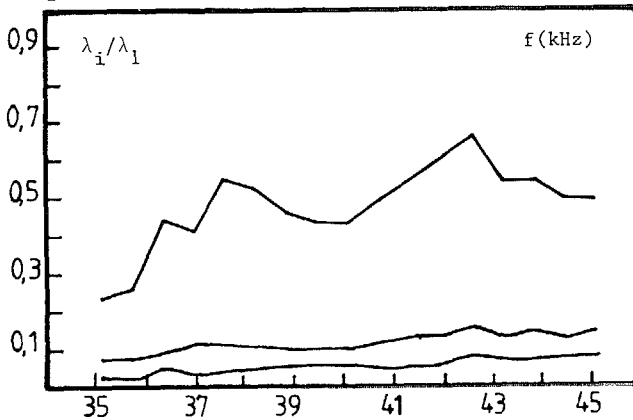


Fig. 3. Répartition des valeurs propres en fonction de la fréquence. Cas de 2 sources séparées de 2,2° avec $\bar{U} = 6,4$ m/s.

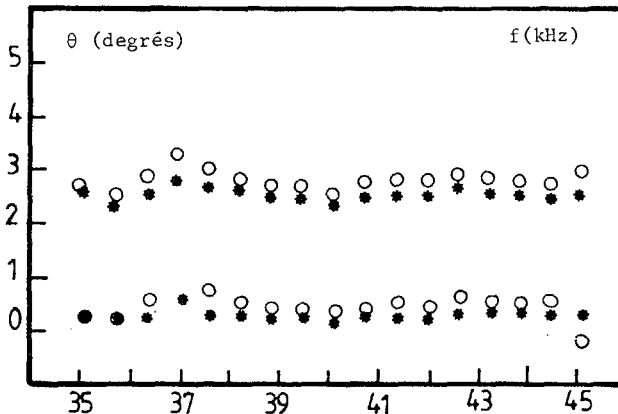


Fig. 4. Localisation de 2 sources séparées de 2,2° avec $\bar{U} = 6,4$ m/s (O solution de la 1ère équation ; * solution de la 2ème équation).

Toutefois l'écart entre les solutions reste compris entre 0,2 et 0,4°. A plus grande vitesse cet écart augmente (pour $\bar{U} = 11$ m/s il atteint environ 1°) et la localisation des sources devient délicate. Des expériences effectuées avec deux sources écartées de 4,5° mettent en évidence des effets similaires (Fig. 5-6).

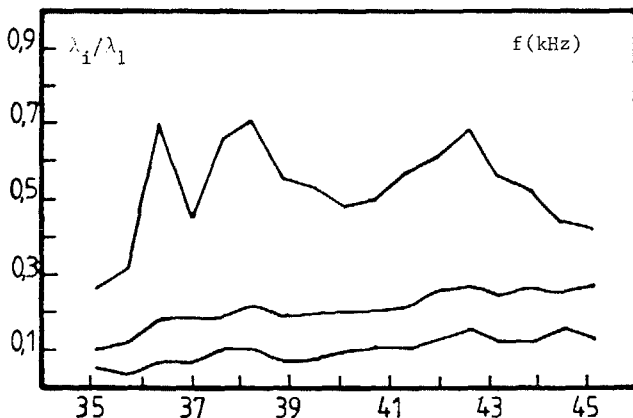


Fig. 5. Répartition des valeurs propres en fonction de la fréquence. Cas de 2 sources séparées de 4,5° avec $\bar{U} = 6,4$ m/s.

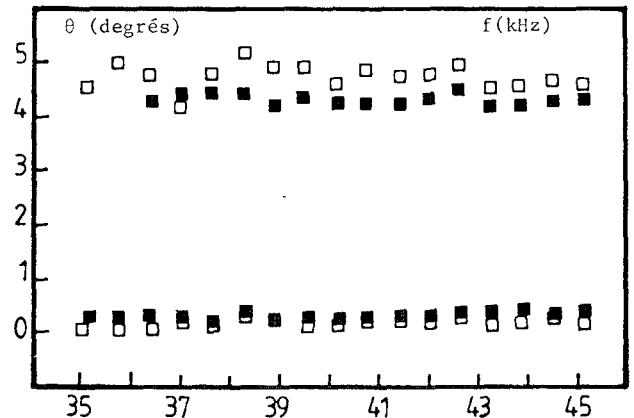


Fig. 6. Localisation de 2 sources séparées de 4,5° avec $\bar{U} = 6,4$ m/s (□ solution de la 1ère équation ; ■ solution de la 2ème équation).

ETUDE NUMERIQUE DE L'INFLUENCE DE LA VITESSE MOYENNE DE L'ÉCOULEMENT SUR LA LOCALISATION DE 2 SOURCES

1. Cas d'une antenne de 4 capteurs

L'étude expérimentale réalisée montre que la turbulence limite le pouvoir de résolution de la méthode de Pisarenko du fait de la perte de cohérence spatiale de l'onde transmise et du non respect de l'hypothèse d'onde plane. Cependant une étude systématique n'est pas envisageable expérimentalement. Comme l'approximation parabolique permet de prédire de façon satisfaisante l'influence d'une turbulence cinématique sur la fonction de cohérence spatiale Γ , nous avons effectué une simulation numérique des effets de la vitesse moyenne de l'écoulement sur la matrice des cohérences complexes $\underline{\gamma}(f)$. Sur les figures 7 et 8 nous indiquons les résultats obtenus dans le cas de 2 sources de même niveau, séparées angulairement de 2,2°, pour une vitesse \bar{U} de 6,4 m/s. On constate que les répartitions simulées des valeurs propres de $\underline{\gamma}$ et des positions des sources en fonction de la fréquence sont en bon accord avec le cas expérimental traité auparavant. (Il convient de noter que si dans l'expérience les sources ont une puissance identique, il n'en est pas de même de leurs répartitions spectrales. Ceci justifie les écarts observés sur l'évolution du rapport λ_2/λ_1).

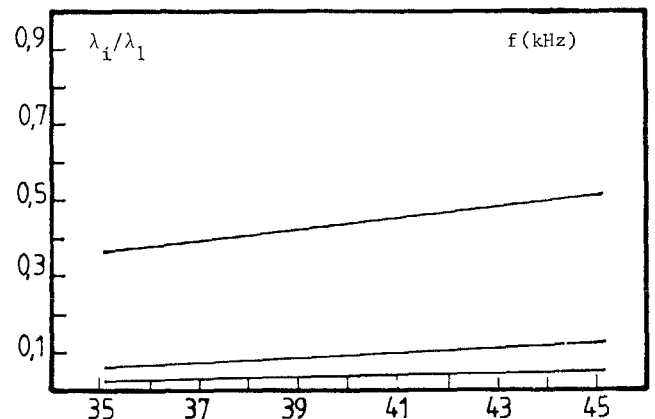


Fig. 7. Simulation numérique de la répartition des valeurs propres pour 2 sources séparées de 2,2° avec $\bar{U} = 6,4$ m/s.

2. Cas d'une antenne de 3 capteurs

Pour étudier l'influence de la décorrélation de l'onde le long de l'antenne de réception sur la méthode de Pisarenko, nous avons envisagé le problème type de la localisation, avec une antenne de 3 capteurs équidistants et alignés, de deux sources de puissance identique émettant à une fréquence f .

ETUDE EXPERIMENTALE DE L'INFLUENCE DE LA TURBULENCE SUR UNE METHODE D'IMAGERIE HAUTE RESOLUTION

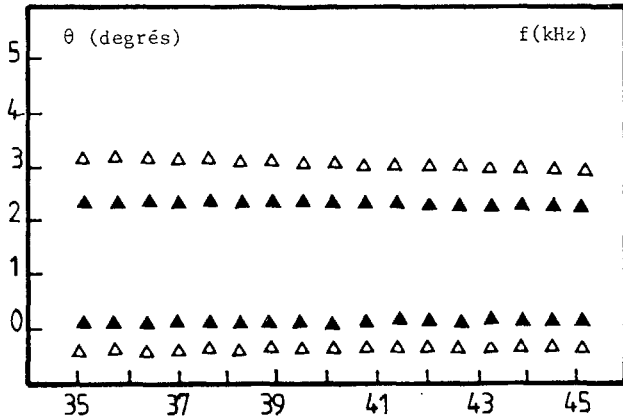


Fig. 8. Localisation de 2 sources séparées de 2,2° avec $\bar{U} = 6,4$ m/s (Δ solution de la 1ère équation ; \bullet solution de la 2ème équation).

En milieu homogène il existe une solution analytique ($[3]$, $[11]$), et la matrice $\underline{y}(f)$ a deux valeurs propres non nulles :

$$\lambda_1 = 2 + \cos \Phi \quad \lambda_2 = 1 - \cos \Phi$$

$$\Phi = 2\pi f a / c (\sin \theta_2 - \sin \theta_1)$$

où a est l'espacement entre les capteurs et θ_1 et θ_2 les angles respectifs des sources par rapport à la normale à l'antenne. Dans nos essais numériques la fréquence d'émission est de 40 kHz. La vitesse moyenne de l'écoulement \bar{U} varie de 0 à 12 m/s. L'une des sources est située dans l'axe de l'antenne ($\theta_1 = 0^\circ$) tandis que l'autre peut occuper 3 positions ($\theta_2 = 1^\circ, 2^\circ, 4^\circ$). Pour obtenir l'effet de la perte de cohérence nous avons traité deux cas d'antenne ($a = 6$ cm soit $L = 12$ cm $\approx 14\lambda$ et $a = 3$ cm soit $L = 6$ cm $\approx 7\lambda$). Dans les tableaux ci-après nous avons reporté d'une part l'évolution pour différentes vitesses \bar{U} du rapport λ_2/λ_3 (Tab. I) et d'autre part l'estimation de l'écart angulaire $\Delta\theta$ entre les deux sources (Tab. II).

λ_2/λ_3		\bar{U} (m/s)						
		0	2	4	6	8	10	12
a	4°	"∞"	20	5,3	2,7	1,8	1,4	1,2
	2°	"∞"	49	11	5,2	3	2,2	1,7
	1°	"∞"	16	6	3,7	2,8	2,2	1,8
a	4°	"∞"	98	24	12	7	4,7	3,4
	2°	"∞"	30	17,5	8,6	5	4	3
	1°	"∞"	16	8	5	4	3,6	3

TABLEAU I

On constate que la turbulence rend le problème de la détection du nombre de sources significatives particulièrement délicat, et que l'augmentation du niveau de la troisième valeur propre avec la vitesse \bar{U} est plus rapide avec une antenne "longue" ($a = 6$ cm). Ceci est dû au fait que la décorrélation spatiale de l'onde transmise est d'autant plus marquée que l'écartement entre capteurs est grand. Toutefois si l'on admet la présence dans le milieu de deux sources, on observe que la présence de turbulence ne semble pas avoir d'effet sur la localisation de ces sources tant que leur écart angulaire reste de l'ordre de grandeur du pouvoir séparateur classique de l'antenne utilisée. En dessous de cet écart, les estimations angulaires se dégradent avec l'augmentation de la vitesse moyenne.

Il convient de noter que cette détérioration des performances de la méthode de Pisarenko, due à un non respect des hypothèses, est moins sensible pour l'antenne longue (14λ).

$\Delta\theta$ (en degré)		U (m/s)						
		0	2	4	6	8	10	12
a	4°	3,98	3,98	3,97	3,96	3,94	3,9	3,86
	2°	1,99	1,99	2	2	2,01	2,01	2,01
	1°	1	1,04	1,16	1,32	1,48	1,62	1,74
a	4°	3,98	3,98	3,98	3,99	4	4	4,01
	2°	1,99	2,04	2,17	2,36	2,59	2,81	3,04
	1°	1	1,11	1,38	1,73	2,09	2,44	2,74

TABLEAU II

CONCLUSION

L'étude en soufflerie anéchoïque de la localisation de sources ponctuelles a mis en évidence le rôle important joué par la turbulence dans la limitation du pouvoir séparateur de la méthode de Pisarenko. Pour une turbulence recréant les conditions de propagation dans l'atmosphère, cette méthode d'imagerie haute résolution permet de localiser 2 sources séparées de 1° avec une antenne longue d'environ 14λ . Pour compléter ces observations des essais sont en cours avec une antenne plus courte (7λ). Parallèlement la simulation numérique fondée sur l'approximation parabolique donne des résultats en bon accord avec les mesures. Cette approche doit permettre d'évaluer de façon plus précise les limites de fonctionnement de la méthode de Pisarenko en milieu aléatoire (détection des sources, pouvoir séparateur).

Une partie de cette étude a bénéficié du soutien financier du Ministère de l'Industrie et de la Recherche, lors d'une collaboration entre le CEPHAG, l'ICPI et La Société METRAFLU (contrat n° 81.S.0866).

REFERENCES

[1] BIENVENU G., PILLON D., "Méthodes haute-résolution en écoute passive", 8ième Colloque GRETSI, Nice, pp. 341-347, 1981.

[2] LACOUME J.L., BOUTHEMY B., GLANGEAUD F., LATOMBE C. "Use of spectral matrix for sources identification" Proceedings of the Institute of Acoustics. Underwater Acoustics Group Conference Imperial College London 29-30 April 1982.

[3] BOUTHEMY B., "Etude de deux méthodes de caractérisation d'un champ d'ondes", Thèse Docteur-Ingénieur Grenoble, 1981.

[4] MERMOZ H., "Imagerie, corrélation et modèles", Annales Télécom. n° 1-2, pp. 17-36, 1975.

[5] TATARSKI V.I., "The effects of turbulent atmosphere on wave propagation", IPST Keter Press Jerusalem, 1971.



ETUDE EXPERIMENTALE DE L'INFLUENCE DE LA TURBULENCE SUR UNE METHODE D'IMAGERIE
HAUTE RESOLUTION

- [6] BLANC-BENON Ph., "Effet d'une turbulence cinématique sur la propagation des ondes acoustiques", Thèse Docteur-Ingénieur, ECL 81-02, Lyon, 1981.
 - [7] ISHIMARU A., "Wave propagation and scattering in random media", Vol. 2, Academic Press, New-York, 1978.
 - [8] BLANC-BENON Ph., "Moment d'ordre deux en deux points d'une onde acoustique sphérique après traversée d'une turbulence cinématique", Revue du CETHEDC n° 79.II, pp. 21-30, 1984.
 - [9] ESCUDIE B., HELLION A., LARCHER J., "Etude de la propagation aléatoire en atmosphère aérienne", Compte-Rendu DGRST contrat n° 73.7.1785.
 - [10] JUVE D., SIDKI M., "Effets de la propagation en milieu turbulent sur l'imagerie acoustique", Revue du CETHEDC n° 79.II, pp. 1-10, 1984.
 - [11] MUNIER J., DELISLE G.Y., "L'analyse de signaux vectoriels par filtrage adapté-quadrature-intégration", 9ième Colloque GRETSI, Nice, pp. 185-191, 1983.
-