

10ème Congrès Français d'Acoustique

Lyon, 12-16 Avril 2010

Une aberration statistique de phase pour la modélisation de la propagation ultrasonore en milieu faiblement inhomogène et aléatoire

Bo Lu^{1,2}, Michel. Darmon¹, Catherine Potel²

¹CEA, institut LIST, CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex, France;

²Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM), UMR CNRS 6613, 72085 Le Mans Cedex 9, France.

L'objectif de ce travail est le calcul du champ ultrasonore rayonné par un transducteur immergé en milieu inhomogène. Cette étude s'inscrit dans le cadre du développement d'outils de simulation des techniques de surveillance des réacteurs nucléaires à sodium liquide. Premièrement, un modèle gaussien de turbulence thermique a été développé afin de générer des champs spatiaux de température et ensuite de célérité représentatifs de la situation rencontrée dans un réacteur à sodium liquide. Des modèles 2D et 3D fondés sur la théorie des rayons en milieu inhomogène ont été développés afin de déterminer les trajets acoustiques et le temps de vol entre la source et le point d'observation. Peu de perturbations des trajets dues à l'inhomogénéité du fluide ont été constatées dans le cas d'étude. Le champ acoustique en milieu inhomogène est donc modélisé à partir du champ calculé dans un milieu homogène moyen en modifiant les temps de parcours des rayons homogènes par incorporation d'une correction, laquelle est fournie par un modèle d'aberration statistique de phase afin de traduire l'aspect aléatoire des inhomogénéités de vitesse. La réalisation d'une étude statistique a abouti à la détermination, en fonction de la distance de propagation, de la moyenne et de la variance de temps de vol en milieu inhomogène, qui serviront d'entrée au modèle d'aberration. Ce modèle consiste à tenir compte, à l'aide d'une fonction de corrélation, à la fois de la distribution de temps prédéfinie et de la cohérence de phase qui existe entre trajets acoustiques voisins. Dans cette communication, nous présentons les modèles développés ainsi que les premiers résultats obtenus.

1 Introduction

La surveillance continue ou périodique des réacteurs nucléaires de 4^{ème} génération à sodium liquide peut se faire à l'aide de plusieurs techniques dérivées des télémétries afin de contrôler les surfaces des structures immergées en sodium, c'est-à-dire des mesures de temps de vol entre des émetteurs et des récepteurs d'ultrasons (US). Le résultat visé est de déterminer la distance entre le traducteur et un réflecteur à inspecter. La simulation de la télémétrie nous permettra à la fois de prédire l'imagerie ultrasonore du réacteur en sodium en état de fonctionnement et de mettre au point des méthodes de télémétrie sur la base de résultats simulés afin d'optimiser par exemple les antennes multiéléments ultrasonores mises en œuvre ou le positionnement de cibles utilisées pour déterminer la position précise de différentes structures.

CIVA [1] est un logiciel d'expertise pour le CND développé par le CEA, institut LIST. Il comporte des modules pour la simulation de contrôle par ultrasons, par courants de Foucault et par radiographie X ou γ . Les outils existants de simulation ultrasonore dans CIVA sont consacrés principalement à la modélisation de la propagation d'ondes élastiques au sein de matériaux solides [2] et à leur interaction avec des défauts de type fissures ou inclusions. Pour réaliser une modélisation complète de la télémétrie en sodium liquide au sein du logiciel CIVA, il est d'abord nécessaire de développer un modèle de la

propagation d'une onde ultrasonore à l'intérieur du réacteur à sodium liquide subissant des fluctuations aléatoires de température. Il faut aussi trouver des solutions pertinentes aux divers problèmes d'interaction avec les structures solides immergées. Ici, nous présentons les travaux consacrés à la modélisation du champ acoustique en milieu fluide faiblement inhomogène et aléatoire.

La propagation des ondes à travers les milieux aléatoires est un sujet de grand intérêt avec nombre d'applications en acoustique aérienne ou sous-marine pour la tomographie, en optique pour la propagation des faisceaux laser dans l'atmosphère. En raison des fluctuations aléatoires des propriétés du milieu telles que la densité volumique, la température, le mouvement des particules, une onde en se propageant subit des perturbations de ses caractéristiques spatio-temporelles. Chernov [3] a étudié la propagation d'une onde plane en milieu turbulent gaussien homogène et isotrope et a proposé une loi linéaire entre la variance de temps de vol et la distance de propagation. Pour des applications respectives en acoustique atmosphérique et en acoustique sous-marine, des approches statistiques ont été proposées et se fondent sur une solution, soit de l'équation d'Helmholtz, soit d'une équation parabolique (Tatarski [4] et Flatté [5]) déduite de cette dernière. L'interaction entre la turbulence et l'onde acoustique est exprimée en fonction d'un indice de réfraction aléatoire lié à la fluctuation de température ou de vitesse du milieu. En sismologie, Červený [6] a adopté une approximation asymptotique

haute fréquence de rayons, appelée tracé de rayons (*ray tracing*). Karweit *et al* [7] ont mis en évidence, à l'aide de mesures expérimentales effectuées sur un jet d'air, l'équivalence et la validité des approximations parabolique, d'Helmholtz et de tracé de rayons alors que la prédiction de Chernov ne s'avère valide que pour une distance de propagation petite. En effet, la variance de temps de vol observée est non linéaire avec la distance de propagation. Iooss [8] a proposé une relation analytique plus pertinente.

Dans notre cas d'étude, la télémétrie est notamment effectuée en sortie de cœur du réacteur. Lors des jets de sodium près du cœur, la température du sodium peut varier localement de 50°C (température moyenne de 200°C) et la vitesse du son peut varier d'1% environ. La fréquence d'inspection ultrasonore usuelle est de 0,5 à 5MHz. Afin de générer numériquement des champs spatiaux de température et ensuite de célérité représentatifs de la situation rencontrée dans un réacteur à sodium liquide, nous avons développé un modèle gaussien de turbulence thermique proposé par Kraichnan [9]. Dans ce milieu ainsi généré, le trajet acoustique entre le point source et le point d'observation, le temps de vol et l'amplitude associés à chaque trajet ont été calculés par un modèle déterministe fondé sur le processus de tracé de rayons. Suite aux premiers résultats calculés par le modèle déterministe, nous adoptons une autre stratégie, qui vise à modéliser le champ acoustique en milieu inhomogène à partir du champ calculé dans un milieu homogène moyen en modifiant les temps de vol des rayons homogènes [10] par incorporation d'une correction. Cette correction de temps est fournie par un modèle statistique de phase afin de traduire l'aspect aléatoire des inhomogénéités de vitesse. La réalisation d'une étude statistique a abouti à la détermination, en fonction de la distance de propagation, de la moyenne et de la variance de temps de vol en milieu inhomogène, qui serviront d'entrée au modèle d'aberration. Ce modèle d'aberration consiste à tenir compte des propriétés statistiques de temps de vol (variance et moyenne prédéfinies) et de la cohérence de phase qui existe entre trajets acoustiques voisins à l'aide d'une fonction de corrélation. Nous comparerons les résultats issus du modèle déterministe à ceux du modèle d'aberration statistique.

2 Modèle déterministe : application de la méthode de tracé de rayons

2.1 Modélisation du champ de propagation

Dans un premier temps, au sein du milieu de propagation, on fera l'hypothèse d'un champ thermique aléatoire gaussien, généré par superposition d'un nombre fini de modes de Fourier aléatoires et discrets. Cette méthode a été proposée par Kraichnan [9] et appliquée par Karweit *et al* [7], Blanc-Benon [11] et Fiorina [12]. Le champ thermique obtenu est paramétré par la variation maximale de température et la longueur caractéristique L du milieu qui représente l'échelle d'inhomogénéité du milieu. Cette technique de génération de champ thermique aléatoire gaussien permet de générer des cartographies spatiales de température à partir desquelles nous pouvons déduire des champs spatiaux de vitesse du son. La célérité ultrasonore c (en m.s^{-1}) est en effet déduite de la température T (en degré Celsius) par la relation [13] :

$$c = 2577,2 - 0,5234 \times T \quad (1)$$

La vitesse du son est mesurée pratiquement indépendante de la fréquence dans le domaine de fréquence envisagé, c'est-à-dire inférieur à 5MHz. La formule (1), valide dans le domaine de température allant de 104 à 315°C, nous permet donc de générer un champ de vitesse (Figure 1) à partir du champ thermique aléatoire [12].

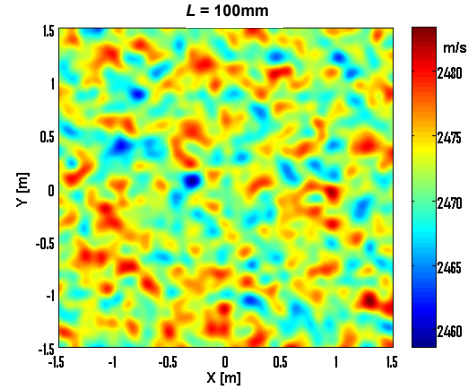


Figure 1: Réalisation d'un champ de vitesse aléatoire gaussien 2D de 3x3m²

2.2 Tracé de rayons cinématiques

Après avoir construit le milieu de propagation, nous allons appliquer la méthode de tracé de rayons afin de modéliser le champ acoustique. Cette méthode est fondée sur l'approximation asymptotique de rayons haute fréquence. Le processus tracé de rayons comporte deux parties principales:

La première, appelée '*tracé de rayons cinématiques*', qui vise à déterminer, entre un point de source x_0 et un point d'observation x_n , le rayon qui passe par ces deux points et calculer le temps de vol. Ce modèle consiste à résoudre le système d'équations différentielles suivant:

$$\begin{cases} \frac{d\vec{x}_n}{dt} = c_n^2 \vec{s}_n \\ \frac{d\vec{s}_n}{dt} = -\frac{\nabla c_n}{c_n} \end{cases} \quad (2)$$

avec x_n la coordonnée d'un point sur le rayon, $\vec{s}_n$ le vecteur lenteur en x_n , c_n la vitesse du son en x_n et t le temps de parcours. La résolution du système se fait par une méthode itérative. Connaissant la vitesse du milieu et les grandeurs initiales (r_0, s_0) au point initial (source), on peut déterminer les coordonnées et la lenteur du point suivant x_1 , ainsi, en chaque point x_n , on réévalue la nouvelle lenteur s_{n+1} et la nouvelle position x_{n+1} et le trajet de rayon est donc construit de proche en proche. Le schéma numérique Runge-Kutta a été appliqué pour avoir une grande précision.

2.3 Tracé de rayons dynamiques

La deuxième partie, appelée le '*tracé de rayons dynamiques*', permet de calculer les amplitudes associées aux rayons déterminés précédemment. Le calcul de l'amplitude en un point est basé sur la conservation d'énergie dans un tube de rayon défini dans la Figure 2. Soient x_1 et x_0 deux points d'un même rayon situés respectivement sur les sections droites dA_{x1} et dA_{x0} . La quantité totale d'énergie située à chaque section de tube est égale à $P_x^2 dA_x$, avec P_x la pression acoustique en x .

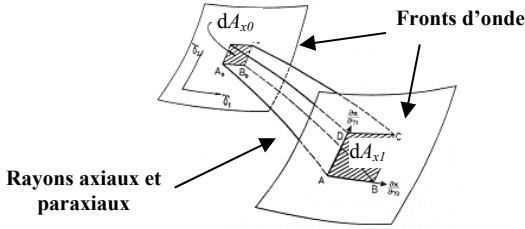


Figure 2: Tube de rayon

Dans un même tube de rayons, quelque soit x , $P_x^2 dA_x$ est toujours constant. On peut donc exprimer la pression acoustique P_x par la relation suivante:

$$P_{x_1}^2 = \frac{dA_{x_0}}{dA_{x_1}} P_{x_0}^2 \quad (3)$$

où dA_{x_0}/dA_{x_1} représente la variation de section de tube entre le point de la source r_0 et le point courant r_1 . La variation de section de tube peut s'exprimer sous la forme :

$$\frac{dA_{x_0}}{dA_{x_1}} = \sqrt{\frac{\rho_{x_0} c_{x_0} J_{x_0}}{\rho_{x_1} c_{x_1} J_{x_1}}} \quad (4)$$

où $\rho_x c_x$ est l'impédance acoustique au point x et J le Jacobien de rayon. La détermination du Jacobien J est détaillée dans [6] et permet de simuler l'amplitude le long des rayons.

2.3 Application du modèle déterministe et discussion

Nous avons appliqué la méthode de tracés de rayons pour calculer les trajets acoustiques issus d'une source ponctuelle dans un milieu aléatoire 2D. Les résultats sont montrés ci-dessous (Figure 3) pour deux réalisations de champs ($L=50\text{mm}$, $L=200\text{mm}$): la vitesse du son est représentée en code de couleur et les trajets calculés sont représentés par des courbes noires.

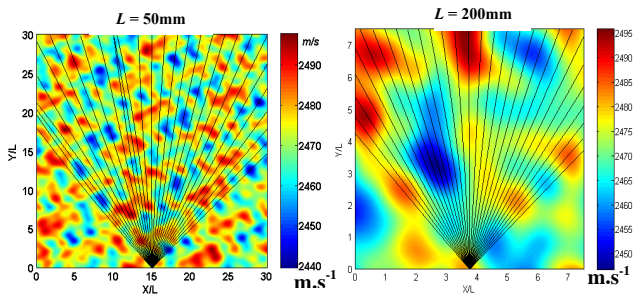


Figure 3: Trajets acoustiques issus d'une source ponctuelle pour le milieu $L=50\text{mm}$ et $L= 200\text{mm}$

Nous constatons que, pour les cas $50\text{mm} < L < 200\text{mm}$, les rayons sont quasi rectilignes, autrement dit, les effets de l'inhomogénéité sur les trajets sont très faibles. Les variations relatives de temps de vol observées dans ces cas là sont inférieures à 4%. Nous remarquons aussi une continuité de phase entre rayons voisins. La prise en compte des variations de temps de vol des trajets est donc indispensable afin de rendre compte des interférences entre les rayons voisins. D'autre part, les variations d'amplitude par rapport à un champ en milieu homogène moyen sont inférieures à 0.1 dB pour notre cas d'étude. Aucune correction d'amplitude n'est donc nécessaire par rapport à un modèle de propagation en milieu homogène.

Pour calculer le champ acoustique dans un milieu aléatoire, il faut générer aléatoirement un grand nombre de

champs turbulents différents de vitesse et sur chacun d'entre eux nous effectuons un calcul de champ acoustique avec le modèle déterministe afin d'analyser les caractéristiques statistiques du faisceau acoustique. Une telle application du modèle déterministe génère un coût de calcul très important. Nous avons donc décidé de développer, à la place du modèle inhomogène déterministe, un modèle d'aberration statistique couplé à un modèle de propagation « homogène », dans le but d'appliquer une simple correction en termes de temps de vol au modèle homogène.

3 Modèle d'aberration statistique de phase

3.1 Étude statistique

Cette correction du temps doit rendre compte à la fois des propriétés statistiques de temps de vol et de la continuité spatiale de phase qui existe entre les trajets acoustiques voisins. Afin de développer ce modèle d'aberration, nous devons mettre en œuvre une étude statistique pour évaluer les évolutions des propriétés statistiques de temps de vol en fonction de la distance de propagation, et aussi extraire une fonction de corrélation afin d'assurer une continuité spatiale de phase. Grâce au modèle déterministe, en effectuant un grand nombre de réalisations, un même nombre de temps de vol indépendants peut être obtenu pour une longueur caractéristique L et une distance de propagation donnée D . Nous pouvons alors étudier notamment la variance $\langle t'^2 \rangle$ de temps de vol d'un trajet acoustique particulier en fonction de D .

Pour cela, nous supposons que la propagation se fait de manière paraxiale en imposant une direction initiale fixe des rayons. B. Iooss [8] a déterminé, dans le cas d'une distribution gaussienne de célérité, une approximation analytique d'ordre 2 de la variance du temps de vol :

$$\langle t'^2 \rangle = \sqrt{\pi} \frac{\langle \mu^2 \rangle}{c_0^2} LD + \frac{\pi \langle \mu^2 \rangle^2}{2 c_0^2} \frac{D^4}{L^2} \quad (5)$$

avec $\langle \mu^2 \rangle$ la variance des fluctuations de vitesse, L la longueur caractéristique, D la distance de propagation et c_0 la vitesse moyenne dans le milieu inhomogène.

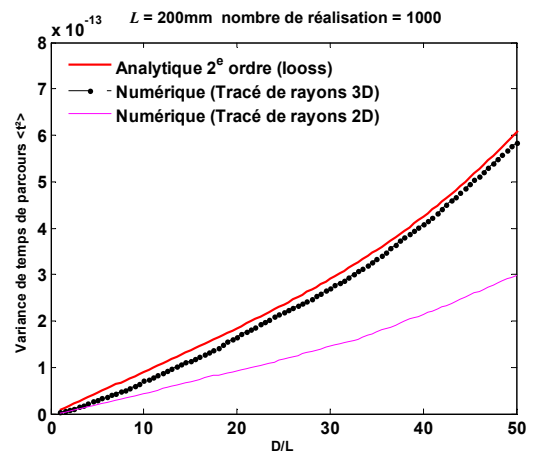


Figure 4: Variance de temps de vol

Nous pouvons constater (Figure 4) qu'il y a un très bon accord entre les solutions analytiques et les résultats des simulations issues du modèle déterministe 3D, ce qui n'est

pas le cas pour le modèle déterministe 2D. Ceux-ci nous conduisent à choisir les solutions analytiques comme entrée du modèle d'aberration statistique. Le modèle déterministe n'est donc pas nécessaire pour fournir les caractéristiques statistiques du temps de vol inhomogène.

Pour analyser la continuité spatiale de phase entre les trajets voisins, nous avons fait intervenir la fonction de corrélation du temps de vol, qui représente la ressemblance de temps de vol entre deux points séparés d'une distance r .

$$R(\vec{r}) = \langle t'(\vec{x})t'(\vec{x} + \vec{r}) \rangle \quad (6)$$

Cette fonction de corrélation est extraite des résultats issus du modèle déterministe, obtenus pour une source ponctuelle et des points d'observation équidistants de cette source (cf. Figure 5).

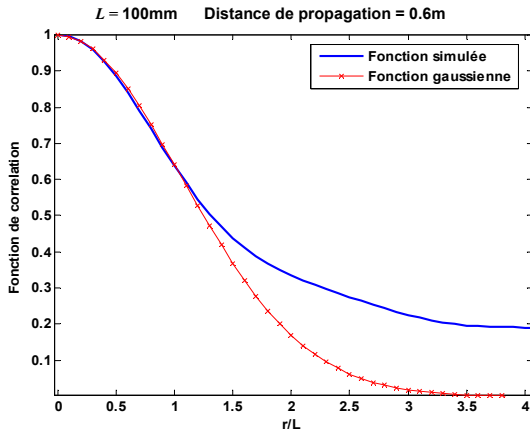


Figure 5: fonction de corrélation simulée, approchée par une fonction gaussienne

Nous avons approché la fonction de corrélation ainsi obtenue par une fonction gaussienne.

$$R_g(\vec{r}) = \langle t'^2 \rangle e^{-\frac{\vec{r}^2}{a^2}} \quad (7)$$

avec $\langle t'^2 \rangle$ la variance de temps de vol pour la distance D , r la distance entre le point référence et le point de calcul ; le coefficient optimisé a peut alors s'exprimer sous la formule empirique :

$$a = 1,5 \times L + D / 50 \quad (8)$$

où L est la longueur caractéristique du milieu et D la distance de propagation.

3.2 Principe du modèle d'aberration statistique

Le but du modèle d'aberration statistique est d'estimer la variation spatiale du temps de vol d'un faisceau acoustique après propagation en milieu turbulent. À l'aide de cette variation de temps, nous incorporons une simple correction en termes de temps de vol au modèle pinceau « homogène » afin de rendre en compte de l'effet d'inhomogénéité. Dans le but de produire une série de valeurs aléatoires et spatialement corrélées, nous avons adopté la technique employée lors de la génération du champ turbulent thermique : une superposition d'un nombre fini de modes de Fourier discrets et aléatoires. L'amplitude de chaque mode est donnée par un spectre d'énergie prédéfini par une fonction de corrélation gaussienne.

On peut représenter la fluctuation de temps de vol $t'(\vec{x})$ sous forme de transformée de Fourier spatiale:

$$t'(\vec{x}) = \int_{\mathbb{R}^3} \tilde{t}'(\vec{k}) e^{j\vec{k} \cdot \vec{x}} d\vec{k} \quad (9)$$

où $\tilde{t}'(\vec{k})$ est la transformée spatiale de Fourier de $t'(\vec{x})$ et $\vec{k}$ le vecteur d'onde. Pour générer un champ de temps de vol homogène et isotrope, on discrétise l'intégrale de Fourier de la façon suivante :

$$t'(\vec{x}) = \sum_{n=1}^N \tilde{t}'(\vec{k}_n) \cos(\vec{k}_n \cdot \vec{x} + \varphi_n) \quad (10)$$

N étant le nombre de modes de Fourier, $\theta_n = (\vec{x}, \vec{k}_n)$ est l'orientation du mode $\vec{k}_n$ (Figure 6), φ_n est la phase à l'origine et $\tilde{t}'(\vec{k}_n)$ est l'amplitude de chaque mode.

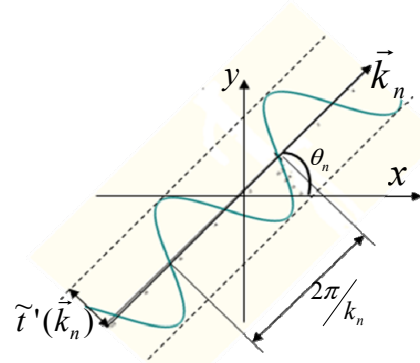


Figure 6: Paramètres caractéristiques d'un mode Fourier

θ_n et φ_n sont générés par des tirages aléatoires dans l'intervalle $[0, 2\pi]$. $\tilde{t}'(\vec{k}_n)$ est déterminé à partir d'un spectre d'énergie $G(k)$:

$$\sum_{n=1}^N |\tilde{t}'(\vec{k}_n)|^2 = \int_0^\infty G(k) dk \quad (11)$$

L'intégrale du spectre $G(k)$ représente la quantité d'énergie contenue dans la totalité des modes. Afin de calculer les amplitudes $\tilde{t}'(\vec{k}_n)$, il est nécessaire d'avoir une expression du spectre $G(k)$. Pour cela, en faisant une transformée de Fourier d'une fonction de corrélation, nous obtenons une densité spectrale d'énergie :

$$\Phi(\vec{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_V R_g(\vec{r}) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} dV(\vec{r}) \quad (12)$$

Dans le cas où le champ est isotrope, les fonctions R et Φ ne dépendent respectivement que de la distance r entre deux points et de k . La fonction Φ peut donc être intégrée sur la surface des sphères de rayon $k=cste$ pour obtenir le spectre d'énergie tridimensionnel $G(k)$:

$$G(k) = 4\pi k^2 \Phi(k) \quad (13)$$

En injectant la fonction de corrélation obtenue en (7) dans (12), le spectre $G(k)$ est donnée par :

$$G(k) = \langle t'^2 \rangle \frac{k^2 a^3}{2\sqrt{\pi}} e^{-\frac{k^2 a^2}{4}} \quad (14)$$

L'amplitude de chaque mode $\tilde{t}'(\vec{k}_n)$ est finalement :

$$\tilde{t}'(\vec{k}_n) = \sqrt{G(k_n) \Delta k_n} \quad (15)$$

La technique de superposition de modes de Fourier nous permet donc d'estimer les temps de vol de plusieurs trajets acoustiques voisins issus d'une même source pour une même distance d'observation.

4. Comparaison des résultats issus des deux méthodes

Afin de valider la robustesse du modèle d'aberration statistique, nous choisissons de simuler le champ d'un capteur multiélément focalisé (Figure 7). Nous considérons en simulation que chaque élément du capteur permet de ne générer qu'un seul rayon. Pour que tous ces rayons puissent focaliser vers un point où on veut calculer le champ, nous appliquons une loi de retard (en milieu homogène) sur l'ensemble des éléments. Ensuite, à cette loi de retard, on va ajouter un retard supplémentaire pour rendre compte de l'effet d'inhomogénéité et du caractère aléatoire du milieu turbulent.

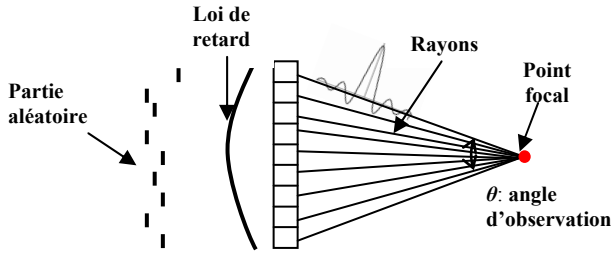


Figure 7: Modélisation d'un faisceau focalisé par l'emploi d'un capteur multiélément

Ce retard supplémentaire peut être obtenu de trois façons différentes : le modèle déterministe 3D, un tirage aléatoire avec une loi de probabilité gaussienne (dans ce cas pas de prise en compte de la continuité spatiale de temps de vol) et le modèle d'aberration statistique. On compare dans la Figure 8 les variations de temps de vol obtenues avec les trois méthodes précédentes en fonction de l'angle d'observation θ des rayons.

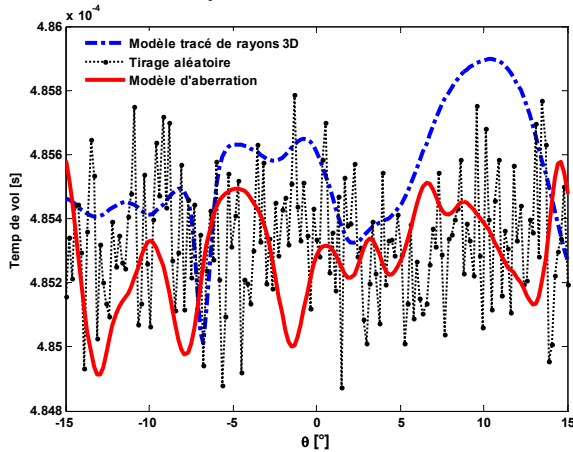


Figure 8: Comparaison des trois résultats de la variation de temps modélisée

On obtient, par comparaison avec le modèle déterministe 3D, une meilleure description de la continuité spatiale de temps de vol avec le modèle d'aberration statistique. En revanche, les résultats issus du tirage aléatoire sont très chahutés. Nous pouvons calculer l'amplitude au point focal en sommant l'ensemble des signaux émis par tous les éléments du capteur. En effectuant un grand nombre de réalisations de calcul d'amplitude, on obtient les densités de probabilité d'amplitude maximale au point focal (Figure 9) avec les trois différentes méthodes. L'amplitude maximale en milieu homogène est représentée par le trait rouge. La densité de probabilité d'amplitude obtenue avec les retards calculés par le modèle déterministe ressemble à une distribution gaussienne centrée sur la valeur homogène. Par comparaison avec le modèle déterministe, on constate une mauvaise description d'amplitude maximale obtenue avec un simple tirage aléatoire ; par contre, le modèle d'aberration statistique nous fournit une densité de probabilité proche du modèle déterministe.

Nous avons effectué aussi un deuxième exemple de validation théorique en simulant dans le logiciel CIVA un faisceau divergent issu d'un capteur multiéléments. Nous avons choisi un capteur multiélément linéaire (80mm x 30mm), avec 20 éléments, qui émet un signal à 2MHz. Ce capteur est immergé en sodium liquide. Trois types de lois de retard sont appliqués sur ce capteur pour représenter les différents modèles de propagation (cf. Figure 10).

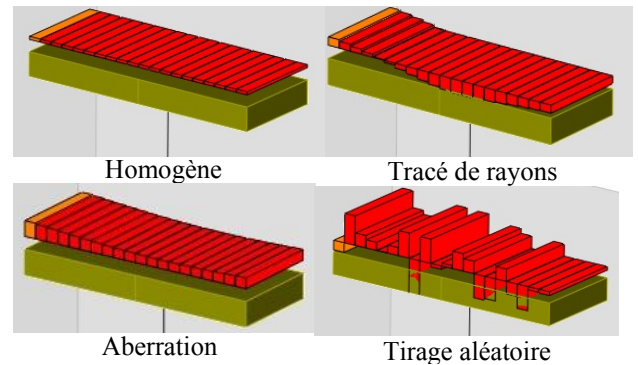


Figure 10: application de trois lois de retards différentes

Nous avons étudié les différences obtenues à l'aide des modèles précédents en simulant avec CIVA le champ de ce capteur immergé en sodium liquide. Les champs sont calculés à une profondeur de 1,2m sur un segment de droite de 90mm qui est parallèle à la surface du capteur ; les amplitudes maximales obtenues sur ce segment de droite sont présentées en Figure 11. On constate des perturbations de champ avec les différentes lois de retard appliquées par

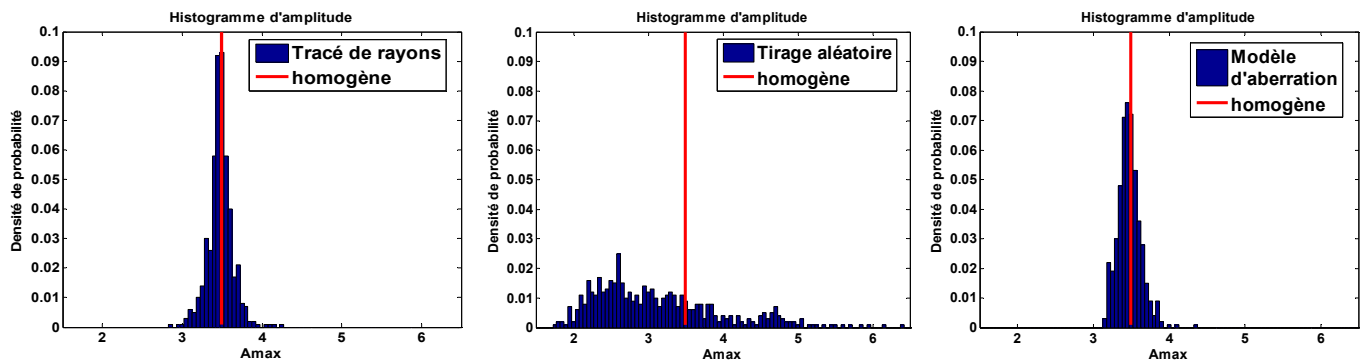


Figure 9: Comparaison de la densité de probabilité d'amplitude max

rapport au champ homogène (sans retard).

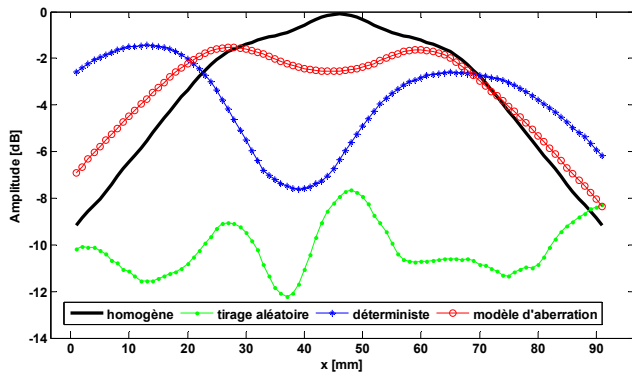


Figure 11: Amplitude maximale en dB le long d'un segment horizontal à 1,2m de profondeur

Les amplitudes maximales issues du modèle déterministe et du modèle statistique sont comparables, elles sont légèrement plus faibles que celle du cas homogène (-1.5 dB). Par contre, le tirage aléatoire fournit une amplitude de champ nettement plus faible (-8 dB). Les tests effectués montrent que le modèle d'aberration statistique peut produire des résultats comparables au modèle déterministe.

Nous allons intégrer ce modèle d'aberration dans le modèle du champ existant dans le logiciel CIVA qui modélise le champ transitoire rayonné par un traducteur quelconque, fondé sur le principe de l'intégrale de Rayleigh.

5 Conclusion

Dans un premier temps, des modèles 2D et 3D fondés sur la théorie des rayons en milieu inhomogène (modèles déterministes) ont été développés afin de déterminer les trajets acoustiques, le temps de vol entre un point de source et un point d'observation et l'amplitude associée. Le calcul de champ est réalisé dans le milieu inhomogène à partir d'une cartographie spatiale de vitesse du son dont le paramètre important est la longueur caractéristique. Après avoir étudié les champs acoustiques obtenus avec ce modèle déterministe dans notre cas d'étude, peu de perturbations des trajets et d'amplitude dues à l'inhomogénéité du fluide ont été constatées. Nous avons décidé de tenir compte uniquement de la variation de temps de vol par rapport aux temps calculés en milieu homogène, car l'exigence de la précision sur le temps de vol est plus importante que celle sur l'amplitude pour des applications en télémétrie.

Nous avons donc adopté une autre stratégie consistant à modéliser le champ acoustique en milieu inhomogène à partir du champ calculé dans un milieu homogène moyen en modifiant les temps de parcours des rayons homogènes par incorporation d'une correction. Pour ce faire nous avons développé un modèle d'aberration statistique de phase qui est capable d'estimer la correction de temps de vol afin de traduire l'aspect aléatoire des inhomogénéités de vitesse. Les entrées du modèle sont les propriétés statistiques (la variance et la moyenne) de temps de vol ; elles sont fournies par des solutions analytiques qui ont été validées par une étude statistique. La dépendance de phase entre les rayons voisins est assurée au sein du modèle d'aberration statistique par l'emploi d'une fonction de corrélation gaussienne. Le modèle développé tient compte à la fois de la distribution statistique de temps prédéfinie et de la

cohérence de phase qui existe entre trajets acoustiques voisins. Contrairement au modèle déterministe, la simulation avec le modèle d'aberration statistique est beaucoup moins coûteuse en temps de calcul et le couplage qui est à réaliser avec le modèle de pinceaux homogène déjà existant sera relativement aisé.

Références

- [1] <http://www-civa.cea.fr/>
- [2] Darmon M. Leymarie N. Chatillon S. Mahaut S., "Modelling of scattering of ultrasounds by flaws for NDT", *Ultrasonic Wave Propagation in Non Homogeneous Media*, Springer Proceedings in Physics, Vol. 128, Springer Berlin, pp.61-71, 2009.
- [3] Chernov L., *Wave propagation in a Random Medium*, McGrawHill, New York, 1960.
- [4] Tatarski V.I., *The Effects of the Turbulent Atmosphere on Wave Propagation*, I.P.S.T. Keter Press, Jerusalem, 1971.
- [5] Flatté S.M., "Wave propagation through random media: Contributions from ocean acoustics", *Proc. IEEE* 71, 1267-1293, 1983.
- [6] Červený V., *Seismic Ray Theory*, Cambridge, Univ. Press, Cambridge, 2001.
- [7] Karweit M., "Simulation of the Propagation of an Acoustic-Wave Through a Turbulent Velocity-Field – A Study of Phase Variance", *J. Acoust. Soc. Am.* 89 (1), 52-62, 1991.
- [8] Iooss B., "Statistical moments of travel times at second order in isotropic and anisotropic random media", *Wave in Random Media*, 10(3), 381-394, 2000.
- [9] Kraichnan, R.H., "Diffusion by a random velocity field", *Phys. Fluids*, 13, 22-31, 1970.
- [10] Gengembre N., "Pencil method for ultrasonic beam computation" *Proc. of the 5th World Congress on Ultrasonics*, Paris, 2003.
- [11] Blanc-Benon Ph., "Occurrence of Caustics for High-Frequency Acoustic Waves Propagating Through Turbulent Fields", *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, 2, 271-278, 1991.
- [12] Fiorina D., *Application de la Méthode de Somme de Faisceaux Gaussiens à l'Etude de la Propagation Ultrasonore en Milieu Turbulent*, Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 1998.
- [13] Imbert Ch., *Visualisation Ultrasonore Rapide sous Sodium Application aux Réacteur à Neutrons Rapides*, Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 1997.