

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

Université Badji Mokhtar
Annaba



جامعة باجي مختار
عنابة

Année 2007

Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département de Génie Mécanique

THÈSE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de DOCTORAT D'ETAT

**RESOLUTION DU PROBLEME INVERSE DE RAYONNEMENT
D'UNE COQUE CYLINDRIQUE FINIE ET BAFFLEE AVEC
ECOULEMENT INTERNE**

Option

Génie Mécanique

Par :

Mohamed Cherif DJAMAA

DIRECTEUR DE THESE : N. OUELAA Professeur U. de Guelma

DEVANT LE JURY

| | | | |
|---------------------|----------------------|--------------------------|----------------------------|
| PRESIDENT | K. CHAOUI | Professeur | U. de Annaba |
| EXAMINATEURS | N. HAMZAOU | Professeur | INSA de Lyon France |
| | L. BOULANOVAR | Professeur | U. de Annaba |
| | A. MILOUDI | M. de Conférences | USTHB Alger |
| INVITE | C. PEZERAT | M. de Conférences | INSA de Lyon France |

Dédicaces

*A mes parents : Mouloud et Khedidja qui ont sacrifié énormément
pour moi*

A mon épouse Nora qui m'a encouragé tout le long de cette thèse

*A mes enfants : Abderrahmen et Salih qui ont pris largement de
mon temps afin de les rendre heureux*

A mes frères et sœurs chacun en son nom

A ma grand-mère Fatma qui n'a jamais cessé de me faire du

Douâa

Pour toutes ces personnes, je dédie ce modeste travail

Mohamed Cherif Djamaa

Remerciements

Un grand merci à mon encadreur Pr. Ouelaa Nouredine qui m'a donné l'occasion de travailler avec lui. Il a su me communiquer une partie de son expérience scientifique en me faisant découvrir la recherche dans le domaine de vibrations et de l'acoustique. Il trouvera dans ces quelques mots toute la reconnaissance et l'estime que je lui porte pour sa patience et ses encouragements. Ça fait un grand plaisir de travailler avec lui car il était non seulement mon encadreur mais également mon ami.

Je tiens à remercier chaleureusement Pr. Guyader Jean-Louis, directeur du Laboratoire Vibrations et Acoustique (LVA) de l'INSA de Lyon, pour l'accueil qui m'a réservé durant les dix huit mois de recherche que j'ai passé au laboratoire, de ses conseils et de ses encouragements. Je tiens à le remercier aussi d'avoir mis à ma disposition toutes les facilités financières pour participer à des conférences en France et à l'étranger ainsi que pour la préparation des expérimentations avec le vibromètre Laser à balayage.

Je souhaite également remercier Dr. Pezerat Charles, maître de conférence au LVA pour m'avoir guider durant ma présence au laboratoire par ses nombreux aides, ses encouragements et ses conseils à la suite des discussions fructueuses. Je le remercie encore une fois d'avoir accepter d'être membre de jury de ma thèse ainsi que pour les recommandations et les corrections apportées à ce mémoire.

Je remercie très sincèrement Mr. Chaoui Kamel, professeur à l'université de Annaba d'avoir accepter de présider le jury de ma soutenance et pour les recommandations et les corrections apportées à ce mémoire. J'apprécie vraiment le temps et l'effort qu'il a fourni pour évaluer mon travail et pour faire la synthèse des rapports des membres de jury.

Je suis très reconnaissant à Mr. Hamzaoui Nacer, professeur au LVA, pour son accord sans hésitation de faire part de mon jury de soutenance et pour les recommandations et les corrections apportées à ce mémoire.

Mes remerciements vont également à Mr. Miloudi Abdelhamid, maître de conférence à l'USTHB d'Alger d'avoir accepter d'être rapporteur de cette thèse, pour l'intérêt qu'il y a porté et pour l'analyse détaillée de ce mémoire.

Je remercie très vivement Mr. Boulanouar Lakhdar, professeur à l'université de Annaba d'avoir accepter d'être membre de jury de ma soutenance.

Un grand merci aussi aux membres du LVA pour l'accueil chaleureuse qui a égailé les dix-huit mois que j'ai passé au laboratoire (du 2001 au 2003).

Enfin, je remercie sincèrement mon beau-frère Kheiredine, PhD, vivant à Chicago pour l'aide précieuse qu'il m'a apporté pour la rédaction en Anglais de mes articles.

Résumé

Le travail proposé consiste en l'utilisation d'une méthode inverse pour remonter à des sources d'excitation (forces mécaniques ponctuelles ou réparties, pression acoustique etc.) à partir de la connaissance de la réponse vibratoire d'une coque cylindrique finie en présence d'un fluide intérieur en mouvement uniforme. En se servant de l'équation de mouvement de la structure et d'une partie du champ de déplacements, la méthode permet de calculer la distribution de la force après avoir exprimé les dérivées de quatrième ordre en terme de déplacements par un schéma aux différences finies.

Au début, nous avons présenté le cas où la force agit sur une coque cylindrique dans le vide. A travers plusieurs simulations numériques, nous avons montré que lorsque les déplacements sont exacts la localisation est possible dans toute la bande de fréquence étudiée. Des hypothèses ont été posées afin de n'utiliser que les déplacements radiaux, faciles à mesurer, ont permis de conclure qu'elles sont valables uniquement au dessus de la fréquence d'anneau de la coque. Par ailleurs, lorsque les déplacements sont entachés avec les incertitudes, ici simulés numériquement, la distribution de force ne donne aucune possibilité pour accéder à la source de l'excitation. Alors, une procédure de régularisation du problème inverse, basée sur un filtrage dans le domaine des nombres d'onde, est proposée afin de réduire l'effet du bruit et qui a donné de bon résultat lorsque le niveau de bruit est proche à celui généralement observé lors d'une mesure réalisée par un bon instrument.

Afin de valider l'approche, des simulations numériques ont été réalisées par le logiciel éléments finis (I-deas) permettant le calcul des déplacements à différentes fréquences d'excitation. Il a été montré qu'aux fréquences élevées et malgré les simplifications apportées dans l'opérateur de la coque, la localisation de la force est possible. Alors qu'en dessous de la fréquence d'anneau de la coque, même avec la prise en compte de l'opérateur, le nombre de modes qu'on a pu extraire (capacité de la station) n'ont pas permis d'assurer la convergence des déplacements. Les petites différences entre les déplacements exactes et ceux obtenus ici sont amplifiées par les dérivées d'ordre quatre et font que la distribution de force ne permet en aucun cas la localisation de la force.

Des mesures de la vitesse radiale ont été réalisées par un vibromètre Laser à balayage dans le but de valider la simulation numérique. Nous avons montré que la distribution de force est très chahutée en raison des erreurs qui entachaient les valeurs mesurées en raison de la courbure de la surface de mesure. La technique de régularisation, présentée auparavant, a été appliquée afin de filtrer la distribution résultante.

ملخص

نقترح من خلال هذا العمل طريقة عكسية من أجل الوصول إلى المنابع المخروسة سواء كانت قوى ميكانيكية نقطية أو موزعة أو عبارة عن ضغط صوتي انطلاقاً من معرفة الردود الاهتزازية لجسم أسطواني متناهي الطول يحتوي على سائل يتحرك بداخله حركة انسيابية منتظمة السرعة.

بالاعتماد على معادلة الحركة الاهتزازية للأسطوانة وكذا جزء من التحركات الناتجة عن اهتزازها، تمكنا هذه الطريقة من حساب توزيع القوى على سطح الأسطوانة وذلك بعد أن عبر عن التفاضل من الدرجة الرابعة على شكل تحركات اهتزازية باستعمال طريقة الفوارق المتناهية.

قدمنا في البداية حالة تطبيق قوة ميكانيكية موزعة حيث تبين من خلال المحاكاة العددية أن الحصول على مكان تطبيق القوة يصبح ممكناً حين تكون التحركات الاهتزازية دقيقة في مجال التواتر الذي شملته هذه الدراسة.

الفرضيات التي تقدمنا بها تبني أساساً على استعمال التحركات الاهتزازية نصف القطرية فقط والتي يسهل الحصول عليها بواسطة القياسات المخبرية. سمحت لنا عمليات المحاكاة العددية بتحديد مجال التواتر الذي تكون فيه هذه الفرضيات صحيحة حيث تبين أن هذا التواتر يجب أن يكون فوق التواتر الحلقي للأسطوانة بينما يجب استعمال التحركات الاهتزازية في الاتجاهات الثلاث تحت هذا التواتر حتى نحصل على النتائج المرجوة.

في المقابل، لما تكون التحركات الاهتزازية ممزوجة بالإرتيابات الناتجة عن القياس (هنا تم محاكاتها عددياً) يصبح الحصول على مكان تطبيق القوة غير ممكن. من هنا، كان لزاماً علينا إجراء عملية تعديل للمسألة العكسية تركز أساساً على تصفية توزيع القوى في مجال عدد الموجات من أجل التقليل من تأثير أخطاء القياس. العملية أعطت نتائج جد حسنة عندما تكون هذه الأخطاء قريبة من تلك التي تميز عادة وسائل القياس الجيدة.

من أجل التأكد من صحة الطريقة المقترحة، تم إجراء مجموعة من عمليات المحاكاة العددية باستعمال طريقة الأجزاء المتناهية (I-deas) للحصول على التحركات الاهتزازية في مجال تواتر معين. بينا من خلال هذه المحاكاة أن مكان تطبيق القوة يمكن تحديده بدقة إذا كان التواتر يفوق التواتر الحلقي للأسطوانة، بينما تحت هذا التواتر وبالرغم من أخذ جميع التحركات الاهتزازية بعين الاعتبار فإن عدد كفاءات التشكل الذاتي للأسطوانة التي تمكنا من استخراجها، نظراً لإمكانات جهاز الإعلام الآلي، لم نستطع من خلالها ضمان وصول التحركات الاهتزازية إلى قيمها الحقيقية. هذه الفروق البسيطة بين القيم الحقيقية للتحركات الاهتزازية وتلك المتحصل عليها عن طريق الحساب بواسطة (I-deas) يتم تضخيمها آلياً بواسطة التفاضل من الدرجة الرابعة وبذلك فإن توزيع القوى لم يمكننا من الحصول على وضعية القوة التي نبحث عنها.

كذلك تم إجراء قياسات للسرعة الاهتزازية نصف القطرية بواسطة جهاز الليزر الماسح، بغية التأكد من صحة الطريقة المقترحة، تبين لنا أن توزيع القوى الناتجة جد مشوهة بسبب الأخطاء المصاحبة للقيم المقاسة الناتجة أساساً عن شكل أسطوانة الحدب الذي يعمل على تشتيت شعاع الليزر كلما ابتعدنا عن محور الأسطوانة. لذلك فإن تطبيق التعديلات كما بينا سابقاً من أجل تصفية توزيع القوى الناتجة قد يمكن في معظم الحالات من تحسين النتائج.

Abstract

The localization and the magnitude of acting steady states forces resulting from the dynamic response of a cylindrical shell are investigated. The derivatives present in the equation of motion are expressed in terms of displacements using finite difference schemes. The displacements of the structure are introduced into the equation of motion in order to calculate the distribution of these forces.

First, some numerical simulations are made on a cylinder *in vacuo* show that when the force distribution is calculated using well defined displacements, the exact position of the force is easily determined. The simplifications proposed in order to use the radial displacements are only allowed above the ring frequency of the cylinder and consequently, it is possible to localize the force since the cylinder behaves as a flat plate. However, when the displacements are mixed with uncertainties, noise appears and the real force is relatively inaccurate and in order to handle this instability, a regularisation method based on signal processing techniques such as windowing and filtering in the spatial wavenumber domain are performed. Numerical examples that illustrate the regularisation process show that when the filtering is applied to the force distribution, calculated from noisy data, reasonable results are obtained.

In order to validate the proposed approach, numerical simulations are performed using finite element code (I-deas). The radial displacements obtained are used to reconstruct the force distribution above the ring frequency of the cylindrical shell and the force appears in the exact position. When using all the displacement components, the convergence can not be obtained with a limited number of modes and consequently the localization of the force is quite difficult.

Experiments are performed on a cylindrical shell in order to measure its velocities. Unfortunately, using the displacements derived from measured velocities, high sensitivity to the noise in the measurements is observed. Overall, the experimental identification gives also good results when the same technique of filtering is applied to the force distribution.

Sommaire

| | |
|--|----|
| Introduction et synthèse bibliographique..... | 8 |
| Chapitre I. Formulation du problème direct et inverse..... | 16 |
| 1.1. But du chapitre..... | 17 |
| 1.2. Equations de base du problème direct..... | 17 |
| 1.3. Calcul de la distribution de force..... | 20 |
| 1.4. Résultats numériques..... | 21 |
| 1.5. Conclusion..... | 33 |
| Chapitre II. Effet des incertitudes et régularisation du problème..... | 34 |
| 2.1. But du chapitre..... | 35 |
| 2.2. Reconstruction de la force avec des déplacements bruités..... | 35 |
| 2.3. Technique de régularisation..... | 42 |
| 2.4. Conclusion..... | 53 |
| Chapitre III. Validation par la méthode des éléments finis..... | 54 |
| 3.1. But du chapitre..... | 55 |
| 3.2. Principe de la méthode des éléments finis..... | 55 |
| 3.2.1. Calcul des fréquences propres..... | 57 |
| 3.2.2. Présentation des déformées propres..... | 58 |
| 3.2.3. Calcul des déplacements..... | 60 |
| 3.2.4. Calcul de la distribution de force..... | 62 |
| 3.3. Conclusion..... | 65 |
| Chapitre IV. Localisation des sources d'excitation pour une coque couplée avec un fluide externe au repos et interne en mouvement uniforme..... | 67 |
| 4.1. But du chapitre..... | 68 |
| 4.2. Equations du mouvement sous charges fluide..... | 68 |
| 4.2.1. Expression de la pression acoustique externe..... | 69 |
| 4.2.2. Expression de la pression acoustique interne..... | 71 |
| 4.2.3. Expression de la pression acoustique interne en présence d'un monopole..... | 75 |
| 4.3. Simulations numériques sans écoulement..... | 75 |

| | |
|---|------------|
| 4.3.1. Cas d'une excitation mécanique..... | 76 |
| 4.3.2. Cas d'une excitation acoustique..... | 84 |
| 4.4. Simulations numériques avec écoulement | 88 |
| 4.4.1. Cas d'une excitation mécanique..... | 89 |
| 4.4.2. Cas d'une excitation acoustique..... | 93 |
| 4.5. Régularisation du problème..... | 96 |
| 4.6. Conclusion..... | 102 |
| Chapitre V. Validation expérimentale..... | 103 |
| 5.1. But du chapitre..... | 104 |
| 5.2. Dispositif expérimental..... | 104 |
| 5.3. Choix du maillage..... | 105 |
| 5.4. Résultats des essais..... | 106 |
| 5.4.1. Excitation avec un pot vibrant..... | 106 |
| 5.4.2. Excitation avec un excitateur électroacoustique..... | 111 |
| 5.5. Validation de la méthode..... | 113 |
| 5.5.1. Résultats obtenus avec pot vibrant..... | 113 |
| 5.5.2. Résultats obtenus avec excitateur électroacoustique..... | 120 |
| 5.6. Conclusion..... | 123 |
| Conclusion générale..... | 124 |
| Références bibliographiques..... | 127 |

Introduction et Synthèse Bibliographique

La prévision des pannes dans les installations industrielles et la recherche des sources d'excitation et des défauts dans les structures mécaniques simples ou complexes sont les enjeux actuels de la maintenance préventive. Au cours d'un fonctionnement, des excitations de diverses natures (mécaniques, magnétiques, thermiques, endommagements, fissures, sources acoustiques, sauts de pressions d'un fluide en mouvement etc.) peuvent se produire en modifiant ainsi le comportement dynamique d'une structure vibrante. La détection de la position de ces sources et l'estimation de leurs grandeurs réelles par la mesure directe est un problème extrêmement difficile, voire impossible à réaliser pour des raisons d'inaccessibilité à la source ou l'ignorance de son point d'application. Vu les limites des méthodes directes, on préfère souvent faire le diagnostic des sources de vibrations et de bruit par leurs effets (accélération, vitesse, déplacement, intensité et pression acoustiques).

Ces méthodes dites indirectes ou inverses rejoignent la notion du problème mal posé, défini par Tikhonov [1] comme étant un problème instable dont l'existence et l'unicité de la solution ne sont pas toujours assurées. L'instabilité de l'inversion dans des cas pratiques [2] provient des données erronées ou incompatibles, des erreurs dans la modélisation ou d'approximation, données expérimentales bruitées, etc.

Les premières applications des méthodes inverses en vibroacoustique concernent l'holographie acoustique en champs proche (NAH). Cette technique expérimentale, Introduite par Williams *et al.* [3] et par Maynard *et al.* [4], consiste à rétropropager le champ acoustique mesuré sur un hologramme afin de remonter à la source acoustique par calcul de la pression pariétale d'une structure ou de sa vitesse vibratoire calculée par l'équation d'Euler reliant vitesse et gradient de pression. Cette inversion amplifie le bruit résultant de la mesure d'une manière considérable. Der Mathéossian [5] utilise l'holographie acoustique en champs proche pour le calcul du champ de déplacement en rétropageant la pression ou l'intensité acoustique mesurées. Pour remédier à cette instabilité, Véroniesi *et al.* [6] introduisent une régularisation par filtrage pour limiter la transformée de Fourier spatiale obtenue dans un domaine stable. Malheureusement, le filtrage dans le domaine des nombres d'ondes altère toujours les résultats obtenus mais ce défaut peut être minimisé en améliorant le filtre avant rétropropagation. El-khoury *et al.* [7] utilisent l'analyse multirésolution en holographie acoustique champ proche pour régulariser le problème inverse. Kim *et al.* [8] proposent une technique itérative inverse de la solution dans laquelle une prévision de l'erreur moyenne entre les pressions mesurées et calculées par le modèle est employée pour régulariser le problème inverse. Pour palier à ces

limitations, une technique d'antennerie repose sur une double identification de la pression est appliquée par Mattei *et al.* [9] pour identifier la déformée d'une structure vibrante et détecter la présence d'un défaut. De sa part, Layou *et al.* [10] proposent une méthode utilisant une antenne vibratoire sans contact à base de vibromètre Laser pour la mesure de la déformée vibratoire d'une structure plane. Tekatlian [11] compare les résultats obtenus par la méthode des éléments de frontières avec ceux obtenus par le NAH lors de la résolution d'un problème inverse de radiation en connaissant la pression autour de la source. Rozier *et al.* [12] recherchent la distribution de la vitesse normale d'un corps cylindrique vibrant immergé dans l'eau à partir de la mesure de la pression. L'inversion est réalisée par décomposition de la valeur singulière (SVD) filtrée pour supprimer l'effet du bruit.

Par ailleurs, l'intensité structurale est appliquée pour la localisation des sources dans des structures vibrantes. Cette technique, inspirée de l'intensité acoustique, est basée sur l'analyse du chemin parcouru par l'énergie vibratoire à partir du flux de puissance se propageant dans la structure. Malgré que cette technique se limite aux structures homogènes et d'épaisseur constante, elle possède l'avantage d'être très robuste. Gavrič *et al.* [13] utilisent une approche modale pour le calcul de l'intensité vibratoire d'une plaque comme le produit scalaire de l'effort et de la vitesse extérieure, obtenus par la méthode des éléments finis. Ils montrent que le nombre de modes doit être choisi convenablement pour que la solution soit stable même si elle reste approchée. Anthony *et al.* [14] présentent une méthode pour la détermination de l'intensité vibratoire basée sur l'holographie acoustique en champs proche. Les déplacements sont calculés à partir de la pression et la vitesse acoustique mesurées proche de la surface d'une plaque rectangulaire et d'une coque cylindrique. L'application de la transformée de Fourier spatiale (SFT) a été adressée dans les articles de Zhang *et al.* [15, 16] où les auteurs comparent deux formulations de l'intensité structurale en introduisant des termes relatifs au cisaillement et à l'inertie rotationnelle. Ils montrent que leurs effets sont négligeables en basses fréquences et les deux formulations donnent les mêmes résultats. La difficulté, liée au calcul de l'intensité et de la distribution de force à partir des données mesurées sur une plaque, est écartée par l'application d'un fenêtrage suivi d'un filtrage dans le domaine des nombres d'onde. L'approche (SFT) est adoptée aussi par Nedjade *et al.* [17] pour estimer l'intensité structurale d'une plaque soumise à différentes conditions aux limites. Les auteurs montrent que la largeur du filtre dans le domaine des nombres d'onde peut avoir une influence non négligeable sur la forme du champ d'intensité qui aide à localiser les sources.

Pezerat *et al.* [18, 19, 20, 21] proposent une procédure originale pour la localisation des forces, appelée méthode RIFF (Résolution Inverse Filtrée Fenêtrée). L'approche a été utilisée avec succès pour localiser des efforts appliqués sur des poutres et des plaques à partir des déplacements et de l'équation du mouvement discrétisée par un schéma aux différences finies. La présence de bruit dans les données mesurées, amplifié par les dérivées d'ordre quatre, conduit au mauvais conditionnement du problème inverse. La régularisation consiste, donc, à filtrer les nombres d'ondes élevés qui sont affectés par le bruit. L'avantage de la méthode proposée est qu'elle ne demande qu'une partie du champ de déplacements pour reconstruire la force et ne dépend pas des conditions aux limites. Karczub *et al.* [22] appliquent une formulation par différences finies pour la prédiction auto-spectrale, spatiale et temporelle de l'effort de flexion dynamique en champ proche et lointain à partir des mesures discrètes des déplacements, des vitesses ou d'accélération. Cependant, la limitation principale de la méthode des différences finies dans les deux approches citées précédemment est qu'il est impossible de faire une prédiction de l'effort aux bords de la structure où la contrainte dynamique est habituellement la plus élevée. De Araújo *et al.* [23] et Antunes *et al.* [24] proposent une méthode expérimentale pour identifier des forces d'impact à partir des mesures espacées de la réponse vibratoire d'une poutre puis ils régularisent le problème par une technique de traitement du signal qui rend possible la séparation des ondes réfléchies de celles directes en utilisant l'information fournie par un nombre limité d'accéléromètres. Nakagiri *et al.* [25] proposent une formulation par éléments finis en introduisant des déplacements avec incertitudes pour estimer les forces nodales appliqués sur une plaque. L'analyse de la sensibilité montre que les amplitudes des charges identifiées par le problème inverse sont agrandies comparativement avec celles obtenues lors du calcul direct. Karlsson [26] propose une approche semi-expérimentale pour identifier des forces harmoniques inconnues à partir de leurs distribution spatiale connue et suggère que l'inversion du nombre de conditions de la matrice de fonction de transfert devrait être utilisé comme indication de l'exactitude des amplitudes de la force, mesurées indirectement à une fréquence donnée. Liu *et al.* [27] présentent une étude analytique et expérimentale pour l'estimation des forces appliquées sur une plaque en porte à faux à partir de la réponse temporelle mesurée en quelques points de la plaque par un algorithme inverse. Le filtre de Kalman est utilisé avec un estimateur récursif pour déterminer la force d'excitation. Kammer [28] utilise la méthode du domaine temporelle pour la reconstruction des forces à partir de la connaissance de la réponse de la structure.

L'ensemble des paramètres du système inverse de Markov, dans lequel les rôles des inputs et des outputs sont inversés, est estimé à partir des paramètres du système de Markov direct en utilisant un schéma prédictif linéaire. Shi *et al.* [29] développent une méthode basée sur la minimisation de l'erreur moyenne lors de l'estimation des charges dynamiques multiples. L'application du filtre de Wiener permet d'extraire l'estimateur optimal des charges dynamiques. Dans un travail récent, Huang [30] emploie la méthode de gradient conjugué (CGM) pour estimer les forces externes inconnues dépendant du temps en utilisant les déplacements mesurés d'un système amorti non linéaire. Des simulations avec des déplacements exactes et bruités montrent que la solution inverse obtenue demeure stable et régulière même si les erreurs de mesure soient grandes.

Les coques cylindriques sont souvent utilisées dans différents domaines industriels tels que l'aérospatial, les engins de la marine, dans le domaine de transport du pétrole et du gaz, etc. L'étude du comportement dynamique de ce type de structure, qui diffère de celui des poutres et des plaques suite à la présence de la courbure, a fait l'objet de plusieurs travaux de recherche. Des coques nues ou couplées à des fluides au repos ou en mouvement ont été utilisées pour déterminer leurs réponses dynamiques suite à des excitations de diverses natures (forces mécaniques, pression acoustique, etc.). Commençons par Fuller [31] qui étudie le rayonnement du bruit d'une coque cylindrique excitée par une source monopolaire interne. Blaise *et al.* [32] utilisent une approche avec un modèle 3-D pour étudier la transmission acoustique d'une coque multicouche excitée par une onde plane extérieure. Laulagnet *et al.* [33, 34] considèrent le cas de rayonnement d'une coque cylindrique bafflée munie de raidisseurs longitudinaux et couplée avec le milieu fluide extérieur lourd. La résolution est faite par la méthode modale à la suite d'une excitation par une force mécanique harmonique. Cuschieri *et al.* [35] présentent une étude similaire à la précédente avec des raidisseurs circonférentiels partiels en présence d'un fluide extérieur. Deux types d'excitation ont été considérées, par une force agissant sur la paroi intérieure de la coque et par une onde plane incidente de l'extérieur. Grosh *et al.* [36] utilisent la méthode des éléments finis pour calculer la réponse d'une coque cylindrique, finie et immergée dans un fluide. Les résultats obtenus sont comparés avec ceux de la méthode modale. Xu [37] compare trois méthodes de calcul de la réponse forcée d'une coque cylindrique infinie, immergée dans un fluide lourd extérieur et excitée par une force harmonique radiale appliquée autour de la circonférence de la coque. Wu *et al.* [38] proposent l'étude du rayonnement d'une coque cylindrique bafflée, immergée dans un fluide lourd

extérieur. Ils considèrent le cas d'une excitation par une charge ponctuelle constante en rotation continue autour de la circonférence de la coque. Weifang *et al.* [39] calculent la réponse d'une coque cylindrique immergée dans un fluide lourd extérieur lorsque cette dernière est soumise à une onde de choc résultante d'une explosion sous marine. Brévert *et al.* [40] présentent une étude analytique pour la détermination du déplacement radial d'une coque cylindrique infinie et remplie par un fluide à la suite d'une excitation impulsive radiale en utilisant la transformée de Fourier double dans le domaine des nombre d'ondes et dans le domaine fréquentiel. Lakis *et al.* [41] ainsi que Amabili [42] étudient l'influence de la surface libre d'une coque partiellement remplie de liquide sur sa réponse. L'objectif est de déterminer les fonctions spécifiques de déplacement qui représentent le mieux les vraies déformations. Wang *et al.* [43, 44] montrent l'influence des conditions au limites sur l'efficacité de rayonnement d'une coque cylindrique finie. Oddo *et al.* [45] étudient l'influence de la présence structures internes de densités modales élevées sur le rayonnement d'une coque cylindrique. De son côté, Missaoui *et al.* [46] présentent une étude vibroacoustique d'un système de coque-plancher-cavité par combinaison de deux méthodes dans un modèle vibroacoustique complet. Les prévisions numériques en utilisant cette formulation semblent être raisonnablement en bon accord avec les données expérimentales. Ouelaa *et al.* [47] rajoutent une complexité supplémentaire au problème en introduisant un milieu intérieur en mouvement uniforme lors du calcul de la réponse d'une coque cylindrique par la méthode modale. Les auteurs présentent un critère d'instabilité de la structure en rapport avec la vitesse d'écoulement du fluide interne. Durant *et al.* [48] conduisaient une étude expérimentale pour déterminer la réponse vibro-acoustique d'une conduite cylindrique excitée par un écoulement aérodynamique interne. Zhang *et al.* [49, 50], développent une approche, basée sur la propagation des ondes pour analyser les fréquences couplées d'une coque cylindrique remplie par un fluide. Les résultats obtenus, comparés avec ceux obtenus par la méthode des éléments finis et par la méthode des éléments finis de frontière, montrent que malgré la simplicité de l'approche les fréquences propres de la coque cylindrique sous charge fluide sont raisonnablement précises. Dans un travail présenté par Li *et al.* [51], une étude paramétrique sur la pression acoustique rayonnée en champ lointain à partir d'une coque cylindrique, remplie de fluide et semi émergée dans un autre fluide infini en écoulement coaxial et excitée par une charge radiale ponctuelle a été présentée. La formule de la vitesse radiale de la coque est développée en employant l'approche du domaine de nombre d'onde (WDA). Puis, les

expressions analytiques sont dérivées pour la pression acoustique en champ lointain. Ils montrent que la pression et la fréquence de résonance augmentent avec l'accroissement de la vitesse du fluide pour la propagation descendante et inversement pour la propagation ascendante.

Les travaux de recherche qui visent l'identification et la localisation des sources dans le cas des coques cylindriques par des méthodes indirectes sont, à notre connaissance, très peu nombreux comparativement à ceux qui ont été faits sur des poutres et des plaques. Dans la référence [14], l'auteur emploie l'intensité vibratoire d'une coque cylindrique pour localiser des sources. Une étude préliminaire initié par Ouelâa *et al.* [52] puis développée par Gherib [53] avait pour objectif la localisation des sources agissant sur une coque cylindrique finie en présence d'un fluide extérieur au repos et intérieur en mouvement uniforme. L'idée s'est basée sur l'utilisation de la méthode des moindres carrés pour recalculer les amplitudes modales à partir des vitesses pariétales de la coque issues du problème direct. Ensuite, les forces généralisées sont recalculées à partir de ces amplitudes et enfin la force est reconstruite par une série tronquée en terme de modes circonférentiels et longitudinaux. Cette méthode impose la connaissance du champ de vitesses en son intégralité et doit être testée dans le cas où les vitesses sont mesurées. Oddo en [54], utilise une approche neuronale pour localiser des sources agissant sur une coque cylindrique couplée à des structures mécaniques internes à partir du signal temporel. Djamaa *et al.* [55] font une extension de la méthode RIFF aux coques cylindriques où ils montrent que la localisation des sources mécaniques est possible en dessous de la fréquence d'anneau sans négliger aucun terme de l'opérateur de la coque et au-dessus de cette fréquence uniquement à partir des déplacements radiaux. Leclere *et al.* [56] reconstituent des excitations générées par les paliers d'un moteur en fonctionnement à partir des accélérations mesurées. L'inversion de la matrice de transfert obtenue par l'expérience et à partir d'un modèle numérique permet la reconstitution des efforts en supposant que les relations entre les accélérations et les excitations sont linéaires.

Toujours dans le domaine vibratoire, d'autres travaux s'orientent vers l'identification expérimentale des conditions aux limites [57], vers l'identification des propriétés des matériaux [58].

Une fois que le diagnostic des efforts appliqués aux structures est fait, on peut agir pour neutraliser ou réduire l'effet de ces sources, qui sont souvent indésirables, par réparation dans

le cas de mauvais fonctionnement, par modification de la conception [59, 60, 61] ou par les techniques de contrôle actif [62, 63].

Le travail présenté dans cette thèse est réalisé en partie en collaboration avec le Laboratoire de Vibrations et Acoustique de l'INSA de Lyon où nous sommes intéressés à la méthode RIFF développée dans ce laboratoire. Cette technique a prouvé une robustesse lors de la localisation des efforts appliqués sur des poutres et des plaques et elle a montré aussi son efficacité, en simulation et en pratique, pour résoudre des problèmes réels de localisation des sources dans le cas des coques cylindriques dans le vide ou couplées avec des fluides.

La structure du document s'articule autour des points suivants :

- Un balayage de la bibliographie existante pour situer notre travail par rapport aux travaux réalisés dans le domaine de localisation des sources en vibration et en acoustique.
- Dans le premier chapitre, nous présentons la formulation des problèmes direct et inverse permettant de calculer la distribution des efforts appliqués sur une coque cylindrique finie *in vacuo*. Les simulations numériques montrent la possibilité de la méthode de localiser des sources dans toute la bande de fréquence située au-dessus ou en dessous de la fréquence d'anneau de la coque.
- Le second chapitre est consacré à l'étude de l'effet des incertitudes et leurs retombées sur les résultats obtenus. La technique de régularisation permet de résoudre les difficultés liées à la présence des incertitudes dans les données d'entrée du problème inverse.
- Le troisième chapitre a pour objet de valider l'approche par des calculs éléments finis où les résultats qui vont être obtenus seront comparés avec ceux de la méthode modale.
- Dans le quatrième chapitre, nous allons étendre la méthode au cas où la coque est couplée avec des fluides au repos ou en mouvement uniforme. On montre l'effet de la position des sources ainsi que la vitesse d'écoulement sur la possibilité d'identification des sources.
- Le dernier chapitre présente les expérimentations réalisées au laboratoire permettant de valider la méthode sur une coque nue.
- Une conclusion générale fait la synthèse du travail réalisé.

Chapitre I :

Formulation du problème
direct et inverse

1.1 But du chapitre :

L'objectif principal du chapitre est de présenter une formulation du problème direct pour déterminer les déplacements en utilisant la méthode modale. Ensuite nous présentons le cheminement de calcul de la distribution des efforts appliqués sur une coque cylindrique à partir de sa réponse vibratoire. La méthode des différences finies utilisée permet de discrétiser les dérivées d'ordres quatre en un schéma de premier ordre, exprimé en terme de déplacements qui seront introduites dans l'équation de mouvement de la structure. Des simulations numériques vont être présentées afin de montrer l'efficacité de la méthode pour localiser des efforts appliqués sur ce type de structures à différentes fréquences d'excitation.

1.2 Equations de base du problème direct :

La structure faisant l'objet de notre étude est une coque cylindrique mince de longueur finie, en acier, représentée par la figure 1.1. Elle est simplement appuyée sur ses deux bords.

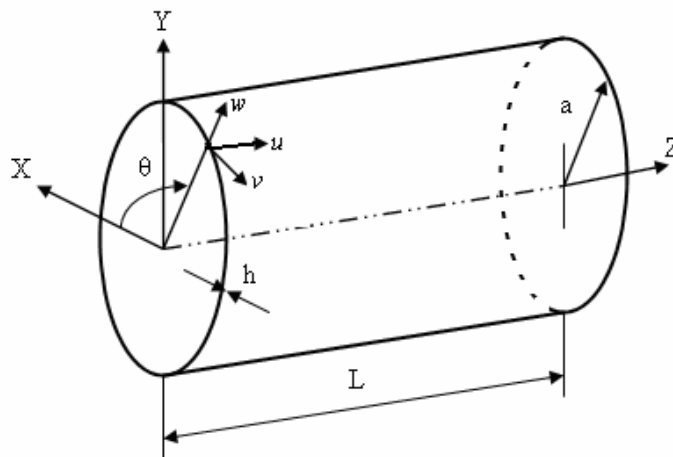


Fig. 1.1 Géométrie de la structure

Nous présentons, dans ce paragraphe, l'essentiel de la formulation du problème direct qui permet d'aboutir au calcul des déplacements dans les trois directions. Le lecteur trouvera dans la référence [64] une formulation complète du problème direct avec tous les développements qui mènent à l'écriture de l'équation de mouvement.

En vibration forcée, lorsque la coque cylindrique dans le vide est soumise à une excitation par une force ponctuelle ou répartie, l'expression de l'équation de mouvement est donnée par:

$$\frac{Eh}{1-\nu^2} [L] \begin{Bmatrix} u \\ v \\ w \end{Bmatrix} + \rho\omega^2 h \begin{Bmatrix} u \\ v \\ w \end{Bmatrix} = - \begin{Bmatrix} F_u \\ F_v \\ F_w \end{Bmatrix} \quad (1.1)$$

où: E est le module de Young, ν est le coefficient de Poisson, ρ est la masse volumique, h est l'épaisseur de la coque, $(u, v$ et $w)$ sont les déplacements, ω la pulsation d'excitation, $(F_u, F_v$ et $F_w)$ sont les composants de la force appliquée et $[L]$ désigne l'opérateur différentiel de Donnell [65].

En projetant les équations de mouvement (1.1) dans la base propre de la coque cylindrique et en utilisant les relations d'orthogonalité des modes de coque dans le vide, l'équation modale du mouvement prend la forme suivante :

$$m_{nmj} (\omega_{nmj}^2 - \omega^2) A_{nmj}^\alpha = F_{nmj}^\alpha \quad (1.2)$$

Où : m_{nmj} est la masse généralisée pour un mode d'ordre (n,m,j) , ω_{nmj} est la pulsation propre du mode (n,m,j) , F_{nmj}^α est la force généralisée du mode (n,m,j) , A_{nmj}^α est l'amplitude modale du mode (n,m,j) et α est un entier qui désigne les modes symétriques (lorsque $\alpha=0$) ou anti-symétriques (lorsque $\alpha=1$).

La force généralisée résultante d'une excitation par une force répartie, appliquée sur la surface extérieure de la coque, est calculée d'après l'expression suivante :

$$\begin{aligned} F_{nmj}^\alpha = & F_u D_{nmj} (\sin(n\theta_2 + \alpha\pi/2) - \sin(n\theta_1 + \alpha\pi/2)) (\cos(m\pi z_2/L) - \cos(m\pi z_1/L)) \\ & + F_v E_{nmj} (\cos(n\theta_2 + \alpha\pi/2) - \cos(n\theta_1 + \alpha\pi/2)) (\sin(m\pi z_2/L) - \sin(m\pi z_1/L)) \\ & + F_w (\sin(n\theta_2 + \alpha\pi/2) - \sin(n\theta_1 + \alpha\pi/2)) (\sin(m\pi z_2/L) - \sin(m\pi z_1/L)) \end{aligned} \quad (1.3)$$

$(D_{nmj}, E_{nmj}, 1)$ sont les composantes du vecteur propre ;

(θ_2, θ_1) sont les coordonnées angulaires de la force répartie ;

(z_2, z_1) sont ses coordonnées longitudinales.

La résolution de l'équation (1.2) permet la détermination des amplitudes modales A_{nmj}^α qui servent au calcul des déplacements dans les trois directions par la méthode modale.

Le vecteur des déplacements de la coque, simplement appuyée sur ces deux extrémités, dans la direction axiale, circonférentielle et radiale est écrit sous la forme :

$$\begin{Bmatrix} u \\ v \\ w \end{Bmatrix} = \sum_{\alpha=0}^1 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{j=1}^3 A_{nmj}^\alpha \begin{Bmatrix} D_{nmj} \sin(n\theta + \alpha\pi/2) \cdot \cos(m\pi/L) \\ E_{nmj} \cos(n\theta + \alpha\pi/2) \cdot \sin(m\pi/L) \\ 1 \sin(n\theta + \alpha\pi/2) \cdot \sin(m\pi/L) \end{Bmatrix} \quad (1.4)$$

où: n et m sont respectivement les indices des ordres circonférentiels et longitudinaux et j est l'indice du type de mode.

En plus de l'équation de mouvement, les caractéristiques dimensionnelles de la coque et les caractéristiques mécaniques du matériau, les déplacements calculés représentent les données principales pour résoudre notre problème inverse.

1.3 Calcul de la distribution de force :

Nous traitons, ici, le cas d'une excitation par une force répartie appliquée radialement à la structure en supposant l'absence des forces tangentielle et axiale. Alors, seule l'équation du mouvement de la coque dans la direction radiale est prise en compte parmi les équations de mouvement (1.1).

L'écriture développée de cette équation donne :

$$\frac{-Eh}{1-\nu^2} \left(\frac{\nu}{a} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{a^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{w}{a^2} - \frac{h^2}{12} \left(\frac{\partial^4 w}{\partial z^4} + \frac{2}{a^2} \frac{\partial^4 w}{\partial z^2 \partial \theta^2} + \frac{1}{a^4} \frac{\partial^4 w}{\partial \theta^4} \right) \right) - \rho h \omega^2 w = F_w \quad (1.5)$$

La méthode proposée permet l'approximation des dérivées spatiales de déplacement radial de l'équation (1.5) par un schéma aux différences finies.

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4 w}{\partial z^4} &\Leftrightarrow \delta_{ij}^4(z) = \frac{1}{\Delta_z^4} (w_{i+2,j} - 4w_{i+1,j} + 6w_{i,j} - 4w_{i-1,j} + w_{i-2,j}) \\ \frac{\partial^4 w}{\partial \theta^4} &\Leftrightarrow \delta_{ij}^4(\theta) = \frac{1}{\Delta_\theta^4} (w_{i,j+2} - 4w_{i,j+1} + 6w_{i,j} - 4w_{i,j-1} + w_{i,j-2}) \\ \frac{\partial^4 w}{\partial z^2 \partial \theta^2} &\Leftrightarrow \delta_{ij}^4(z, \theta) = \frac{1}{\Delta_z^2} \frac{1}{\Delta_\theta^2} (w_{i+1,j+1} - 2w_{i+1,j} + w_{i+1,j-1} - 2w_{ij+1} + 4w_{i,j} - \\ &\quad 2w_{i,j-1} + w_{i-1,j+1} - 2w_{i-1,j} + w_{i-1,j-1}) \end{aligned} \quad (1.6)$$

où: Δ_z et Δ_θ représentent la distance entre deux points consécutifs, respectivement le long de la direction longitudinale et circonférentielle.

La présence des déformations $\partial u/\partial z$ et $\partial v/\partial \theta$ dans l'équation du mouvement pose un sérieux problème car ces quantités doivent être mesurées dans tous les points de maillage, ce qui rend difficile la réalisation de la procédure expérimentale.

Une solution, proposée par Lesueur [66], consiste à une procédure de substitution pour éliminer les déformations dans laquelle il a aboutit après toutes les développements à une équation en (∇^8) .

$$-\omega_a^2 \left[K a^4 \nabla^8 w + (1-\nu^2) \frac{\partial^4 w}{\partial z^4} \right] + \rho h \omega^2 (\nabla^4 w) = -\nabla^4 F_w \quad (1.7)$$

Avec $\omega_a = 2\pi f_a$ est la pulsation d'anneau.

Certes, l'équation (1.7) dépend uniquement des déplacements radiaux (w) mais le second membre de cette équation est une dérivée quatrième de la force. Deux difficultés sont associées à cette procédure, la première est que la force ne peut pas être localisée à partir de ses dérivées spatiales d'ordre quatre et la seconde est que le problème devient très sensible aux erreurs de mesure car des dérivées de huitième ordre (∇^8) vont être prises en compte.

Nous proposons une autre alternative basée sur un calcul approché des déformations en les approximant par un schéma aux différences finies.

$$\frac{\partial u}{\partial z} \Leftrightarrow \frac{1}{2\Delta_z} (u_{i+1,j} - u_{i-1,j}) \quad \text{et} \quad \frac{\partial v}{\partial \theta} \Leftrightarrow \frac{1}{2\Delta_\theta} (v_{i,j+1} - v_{i,j-1}) \quad (1.8)$$

En substituant (1.6) et (1.8) dans l'équation (1.5) et en introduisant l'amortissement structurale dans le module de Young complexe, la distribution de force peut être calculée pour chaque fréquence par l'expression suivante :

$$F_{ij} = \frac{E(1+j\eta)h}{1-\nu^2} \cdot \left(\frac{\nu}{2a\Delta_z} (u_{i+1,j} - u_{i-1,j}) + \frac{1}{2a^2\Delta_\theta} (v_{i,j+1} - v_{i,j-1}) + \frac{w_{ij}}{a^2} + \frac{h^2}{12} (\delta_{ij}^4(z) + \frac{2}{a^2} \cdot \delta_{ij}^4(z,\theta) + \frac{1}{a^4} \cdot \delta_{ij}^4(\theta)) \right) - \rho h \omega^2 w_{ij} \quad (1.9)$$

Cette technique exige la connaissance par calcul ou par mesure des déplacements radiaux (w) en 13 points et quatre translations (u et v) autour du point indicé (i,j) pour calculer

la valeur de la force en ce point (Figure 1.2). Ces mêmes points serviront au calcul de la force en d'autres points sauf au voisinage proche des frontières de la zone maillée où la méthode des différences finies se trouve limité par les exigences du schéma centré.

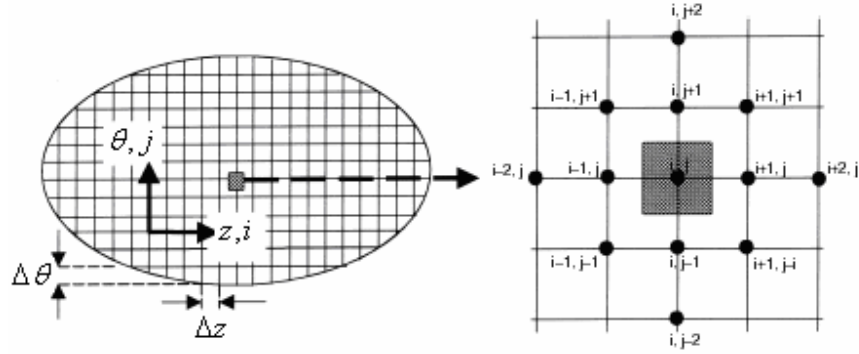


Fig. 1.2 Schéma de principe de la méthode des différences finies.

Cette procédure permet la résolution complète du problème dans le cas de la simulation numérique mais les déplacements dans les directions axiale et tangentielle restent toujours difficiles à mesurer.

1.4 Résultats numériques :

Les simulations numériques ont été faites sur une coque cylindrique de caractéristiques dimensionnelles ($l=1.2m$, $a=0.4m$, $h=3mm$), de module de Young $E=2.068.10^{11}N/m^2$, d'une densité $\rho=7850kg/m^3$, son coefficient de Poisson $\nu=0.29$ et un amortissement structural de 1%.

La coque est excitée par une force répartie de $1N/m^2$ entre $0.21m$ et $0.27m$ selon la direction axiale et entre 26° et 34° selon la direction angulaire. La force est appliquée radialement à la coque. Sa distribution est calculée comme le produit des forces généralisées avec les déformées de la coque.

$$F_r(z, \theta) = \sum_{\alpha=0}^{\alpha=1} \sum_{n=0}^N \sum_{m=1}^M \sum_{j=1}^3 \left(F_{nmj}^\alpha (\sin(n\theta_2 + \alpha\pi/2) - \sin(n\theta_1 + \alpha\pi/2)) (\sin(m\pi z_2 / L) - \sin(m\pi z_1 / L)) \right) \quad (1.10)$$

La distribution de la force d'excitation est présentée en figure 1.3. Elle est calculée sur une portion du cylindre qui couvre une longueur de $0.6m$ avec un pas de $0.015m$ et un angle de 90° avec un pas angulaire de 2° .

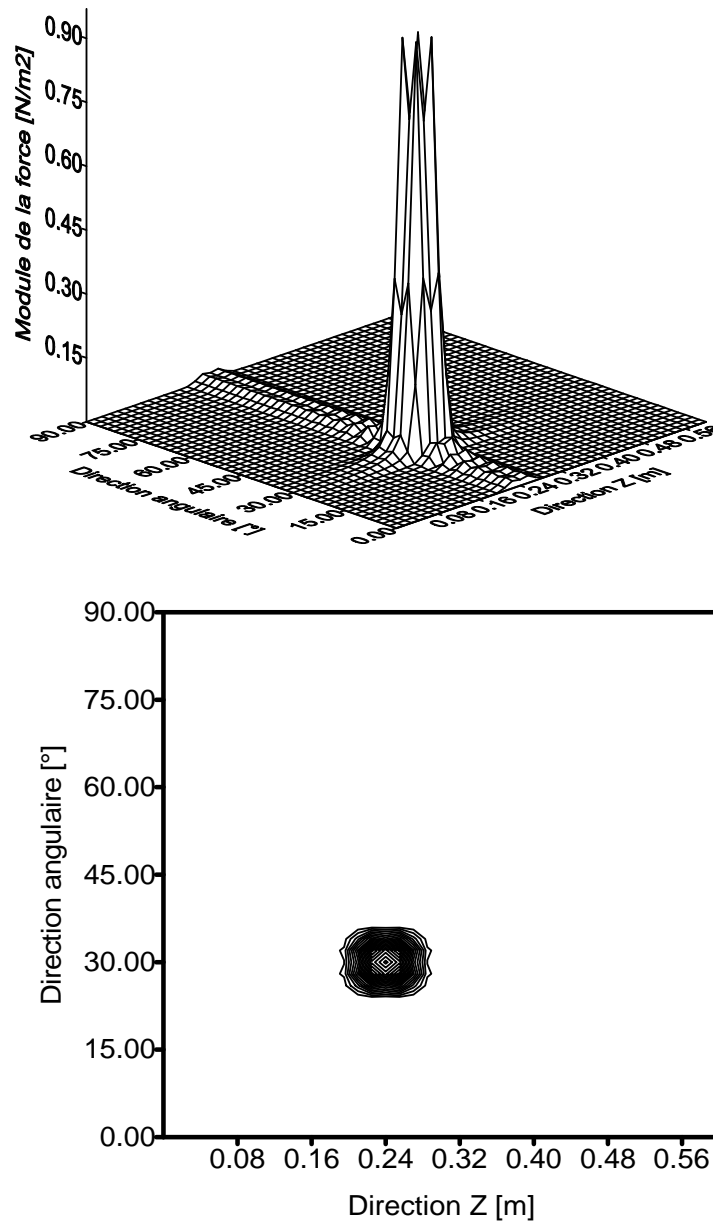


Fig. 1.3 Distribution de la force d'excitation.

Lors du calcul des déplacements, le nombre de modes qu'on doit prendre en compte joue un rôle très important pour avoir une convergence. Le critère de Shannon [67] stipule que le nombre d'onde mécanique maximal doit être égale au nombre d'onde d'échantillonnage spatial. Dans le cas des coques cylindriques sur appuis simples, le nombre d'onde mécanique dans la direction axiale n'est identique à celui dans la direction circonférentielle à la suite de la présence de la courbure.

Les expressions des nombres d'onde mécanique dans la direction axiale et circonférentielle sont données en [68] :

$$\begin{cases} k_m = m\pi / L \text{ (rad/m)} \\ k_n = n/a \text{ (rad/m)} \end{cases} \quad (1.11)$$

La particularité pour les coques cylindriques réside dans la présence des modes symétriques et anti-symétriques selon la circonférence, d'où le nombre de modes contenu dans n est double.

Les expressions des nombres d'onde correspondant à l'échantillonnage spatial dans la direction axiale et circonférentielle sont données en [69] :

$$\begin{cases} k_z = 2\pi / \Delta z \text{ (rad/m)} \\ k_\theta = 2\pi / a\Delta\theta \text{ (rad/m)} \end{cases} \quad (1.12)$$

Alors, en égalisant les nombres d'onde donnés par (1.11) et (1.12), on peut déterminer le nombre de modes à considérer dans chaque direction lors du calcul de la réponse de la coque cylindrique.

$$\begin{cases} k_m^{\max} = k_z \Leftrightarrow \frac{M^{\max} \pi}{L} = \frac{2\pi}{\Delta z} \Rightarrow M^{\max} = 2(N_z - 1) \text{ modes} \\ k_n^{\max} = k_\theta \Leftrightarrow \frac{N^{\max}}{2a} = \frac{2\pi}{a\Delta\theta} \Rightarrow N^{\max} = 2N_\theta \text{ modes} \end{cases} \quad (1.13)$$

où : N_z et N_θ sont respectivement le nombre de points de maillage dans la direction axiale et angulaire, correspondant aux pas de maillage de Δ_z et Δ_θ .

D'après (1.13), un nombre maximum de modes est deux fois supérieur au nombre de points de maillage. A titre indicatif, si un maillage de ($N_z=81$ points et $N_\theta=120$ points) est adopté lors du calcul des déplacements, le nombre de modes sera égale à :

$$M^{\max} = 2(N_z - 1) = 2(81 - 1) = 160 \text{ modes.}$$

$$N^{\max} = 2 N_\theta = 2 * 120 = 240 \text{ modes}$$

Ainsi, pour ce type de maillage, Il faut considérer 38400 modes, ce qui est trop élevé. La contribution des modes de rang élevé est théoriquement négligeable. Dans la référence [70], l'auteur montre que le calcul numérique des déplacements d'une poutre avec le nombre d'onde préconisé par le critère de Shannon, introduit une petite erreur. Cette dernière génère un bruit énorme lors du calcul de la distribution de force et en réduisant ce nombre, la distribution a du sens.

Pour cette raison, nous avons calculé les déplacements par l'équation (1.2) en se limitant à 45 modes dans les deux directions vu que ce nombre de modes suffit pour garantir la convergence des déplacements.

Le maillage à son tour joue un rôle très important. Un maillage grossier peut ne pas prendre en compte certaines informations nécessaires à la convergence de la solution. En revanche, un maillage très fin conduit à multiplier le temps de calcul (mesure). L'ensemble des recommandations préconise qu'un maillage de six éléments par longueur d'onde est largement suffisant [71].

Dans le domaine vibratoire, Wang *et al.* [43, 44 et 68] montrent que les ondes de flexion circulant à travers une coque cylindrique se caractérisent par des célérités différentes, contrairement aux plaques où ces dernières sont identiques dans les deux directions. Au dessous de la fréquence d'anneau d'une coque cylindrique, la célérité dans la direction axiale est plus rapide que celle dans la direction angulaire due aux effets de la courbure. Dès que la fréquence augmente, l'onde qui se propage le long de la direction axiale rattraperait l'onde acoustique beaucoup plus rapidement que celle se propageant le long de la circonférence jusqu'à ce que les deux célérités prennent presque les mêmes valeurs à la fréquence d'anneau.

La célérité de flexion d'une coque cylindrique est donnée par [62] et [66] comme étant rapport entre la célérité d'une plaque de même épaisseur et le rayon de coque cylindrique (a).

$$C_f = \left(\sqrt{\frac{\omega^2 E h^2}{12 \rho (1 - \nu^2) a^4}} \right)^{1/4} \quad (1.14)$$

Le nombre d'onde de flexion k_f et la longueur d'onde λ_f correspondante sont calculés par l'expression suivante :

$$k_f = \omega / C_f = 2\pi / \lambda_f \Rightarrow \lambda_f = C_f / f \quad (1.15)$$

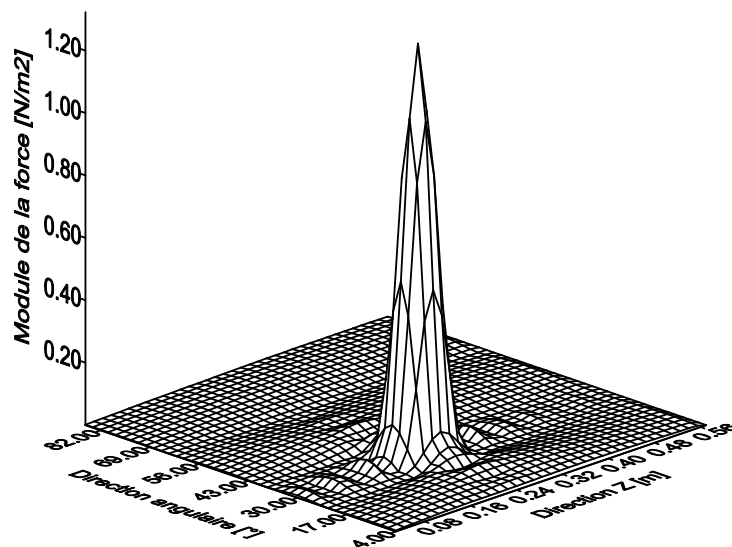
Avec : f est la fréquence d'analyse.

Pour une coque en acier ($E=2.058 \cdot 10^{11} \text{N/m}^2$, $\nu=0.29$, $\rho=7850 \text{kg/m}^3$) ayant une épaisseur de 3mm et pour une fréquence d'analyse maximale de 4000Hz , la longueur d'onde de flexion $\lambda_f=0.213 \text{m}$ et par conséquent, le pas de maillage dans les deux directions doit être inférieur à $\lambda_f/6 = 0.0355 \text{m}$. Dans [72], nous avons procédé au calcul de l'amplitude de la force reconstruite à différents maillages. Nous avons trouvé qu'un maillage de 81 points ($\Delta_z=0.015 \text{m}$) le long de la direction z et 120 points ($\Delta_\theta=3^\circ=\pi a/120=0.02 \text{m}$) le long de la direction θ donne de bons résultats.

Pour évaluer la distribution de force sur une partie de la surface du cylindre qui couvre une longueur de 0.6m par un angle de 90° , trois domaines fréquentiels ont été choisis par rapport à la fréquence d'anneau de la coque cylindrique [66]. La fréquence d'anneau est calculée par la formule suivante :

$$f_a = \omega_a / 2\pi = \frac{1}{2\pi a} \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}} \quad (1.16)$$

Sur la figure 1.4 et 1.5, on présente la distribution de force calculée à partir des déplacements exacts lorsque la coque est excitée respectivement à 160Hz (entre la 2^{ème} et la 3^{ème} fréquence propre) et à sa fréquence d'anneau (2128Hz). Dans les deux cas, un pic apparaît à la position exacte où la force est appliquée.



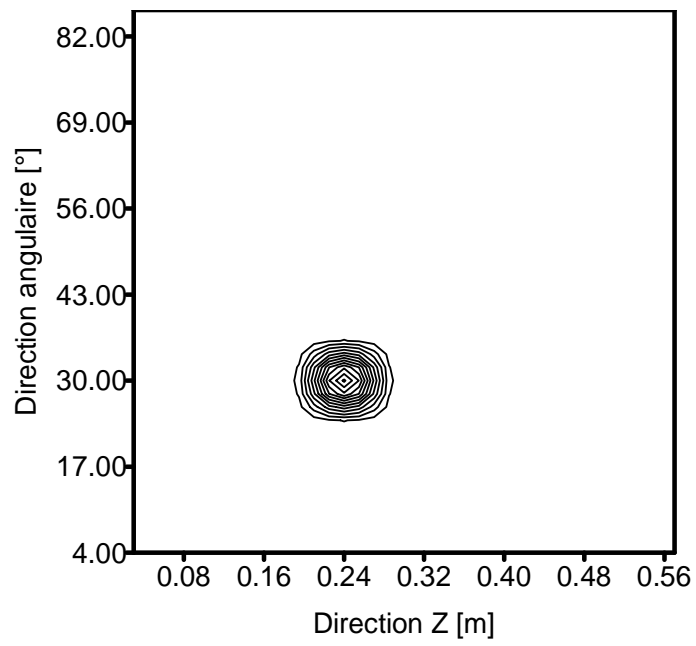
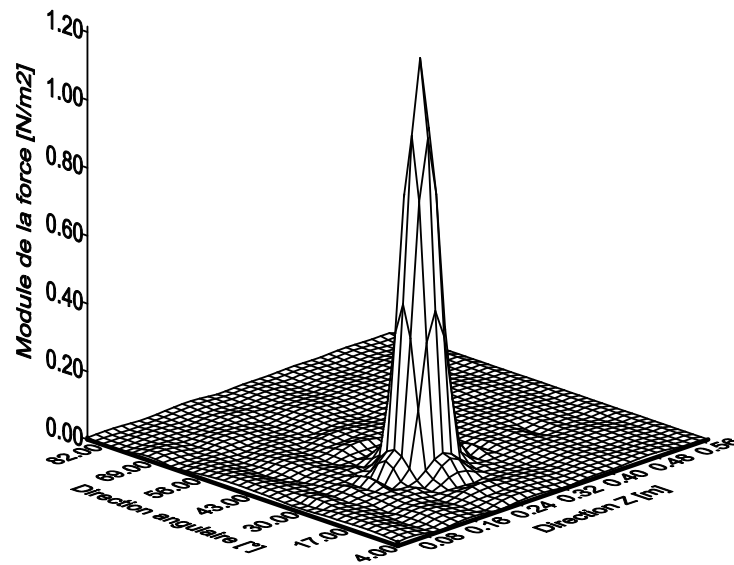


Fig. 1.4 Distribution de la force reconstruite sur une portion de la coque cylindrique excitée en dessous de sa fréquence d'anneau (160Hz).



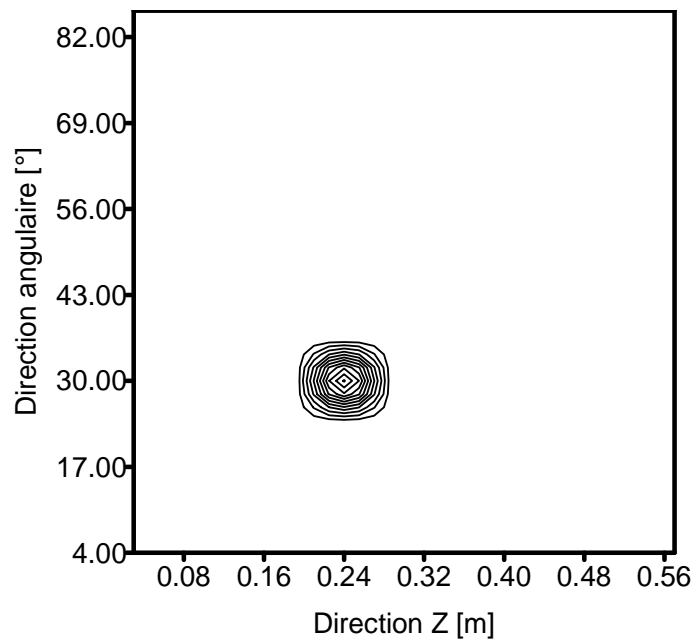
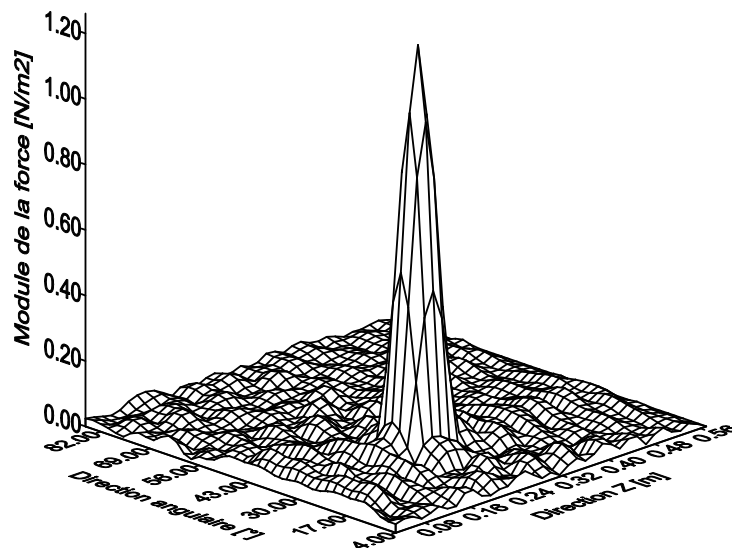


Fig. 1.5 Distribution de la force reconstruite sur une portion de la coque cylindrique excitée à sa fréquence d'anneau (2128Hz).

De même, à une fréquence située au dessus de la fréquence d'anneau (4000Hz), on aboutit au même résultat (Figure 1.6).



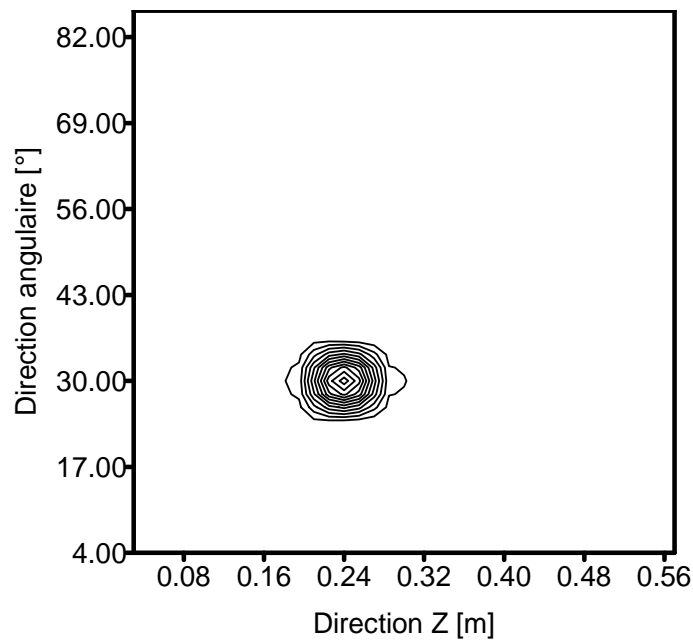


Fig. 1.6 Distribution de la force reconstruite sur une portion de la coque cylindrique excitée en dessus de sa fréquence d'anneau (4000Hz).

Dans le cas des sollicitations réelles et lorsque la coque est excitée à l'une de ses fréquences propres, les spectres vibratoires mesurés ne permettent pas la connaissance de la fréquence d'excitation du fait que le pic correspondant à cette fréquence sera masqué par un pic de résonance. De ce fait, on ne peut pas connaître au préalable la fréquence à laquelle est soumise la structure. Sur la figure 1.7, on montre la distribution de force calculée à la 3^{ème} fréquence propre (178.7Hz). Des lobes apparaissent à la suite de l'augmentation des amplitudes des déplacements dues à la résonance mais la force est belle et bien localisée dans sa position exacte.

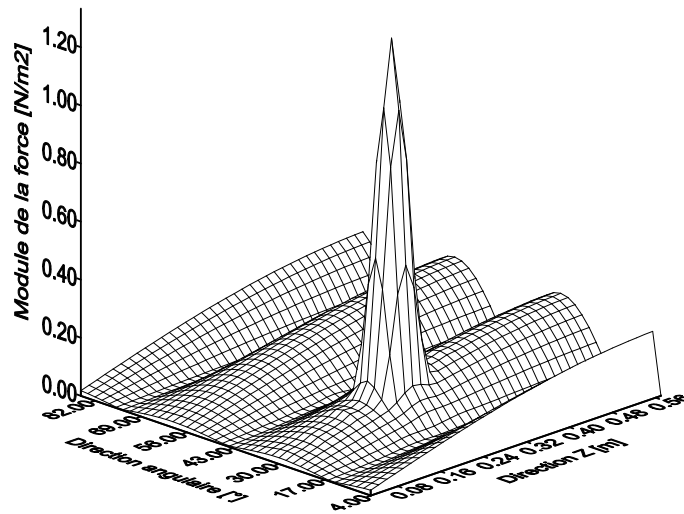


Fig. 1.7 Distribution de la force reconstruite sur une portion de la coque cylindrique excitée à sa 3^{ème} fréquence de résonance, l'amortissement structural est de 0.01

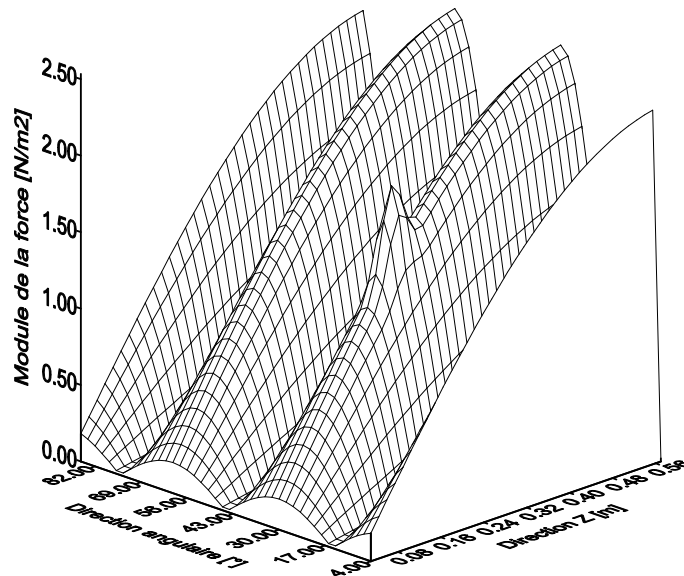


Fig. 1.8 Distribution de la force reconstruite sur une portion de la coque cylindrique excitée à sa 3^{ème} fréquence de résonance, l'amortissement structural est de 0.001

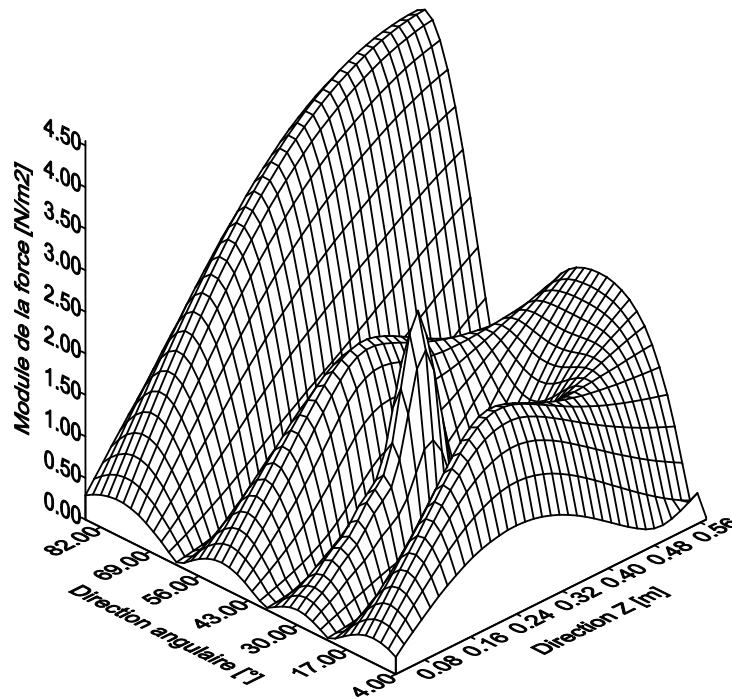
Ce qui signifie que si la structure possède un amortissement raisonnable, on peut localiser les efforts appliqués. En revanche, pour des structures faiblement amorties, la force réelle existe mais elle est dominée par la présence d'une déformée dont l'amplitude est trop élevée (figure 1.8).

Dans ce qui suit, nous apportons des modifications au niveau de l'opérateur de la coque cylindrique en supposant que les déformations sont très petites et peuvent être négligées. Si cette hypothèse s'avère valable dans toute la bande de fréquence, cela présente un grand intérêt dans le cas expérimental car la mesure des déformations dans tous les points de maillage est une opération délicate surtout si le maillage est fin et le nombre de point de mesure est élevé.

En apportant ces simplifications, l'équation de mouvement discrétisée ne comporte que les déplacements radiaux.

$$F_{ij} = \frac{E(1+j\eta)h}{1-\nu^2} \cdot \left(\frac{w_{ij}}{a^2} + \frac{h^2}{12} (\delta_{ij}^4(z) + \frac{2}{a^2} \cdot \delta_{ij}^4(z, \theta) + \frac{1}{a^4} \cdot \delta_{ij}^4(\theta)) \right) - \rho h \omega^2 w_{ij} \quad (1.17)$$

La figure 1.9 montre la reconstruction des efforts à partir des déplacements radiaux à 160Hz.



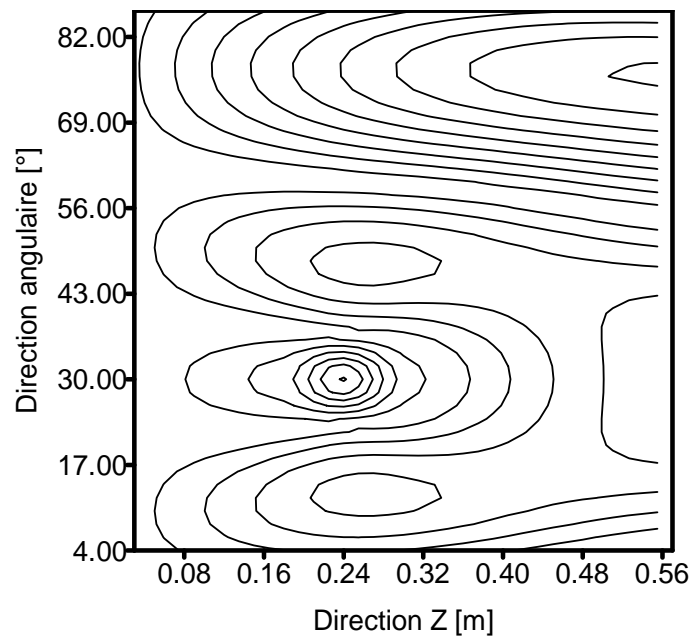


Fig. 1.9 Distribution de la force reconstruite à 160Hz uniquement à partir des déplacements radiaux (Même exemple que celui présenté en figure 1.4).

La distribution de force présente une très grande distorsion dont l'amplitude dépasse de cinq fois celle de la force recherchée et par conséquent, la localisation de la position de la force est très ambiguë.

Par contre, à 4000Hz et avec les mêmes simplifications (figure 1.10), la force apparaît à la bonne position même si une légère diminution de l'amplitude est observée par rapport à celle calculée avec tous les déplacements (figure 1.6).

A des fréquences supérieures à la fréquence d'anneau, la coque se comporte comme une plaque ayant les mêmes caractéristiques. Liang *et al.* [73] interprètent ce comportement par la nature des ondes qui participent à la réponse dynamique de la coque. Ils confirment que lorsque l'excitation est radial, seules les ondes de flexion sont présentes et toutes les autres sont insignifiantes et peuvent être négligées.

La figure 1.11 montre qu'au-delà de la fréquence d'anneau, tous les modes convergent vers les mêmes valeurs étant donné que le couplage entre le mouvement radial et celui longitudinal disparaît. En dessous de cette fréquence, les valeurs des fréquences diminuent vers un minimum puis remontent pour converger toutes vers des valeurs supérieures.

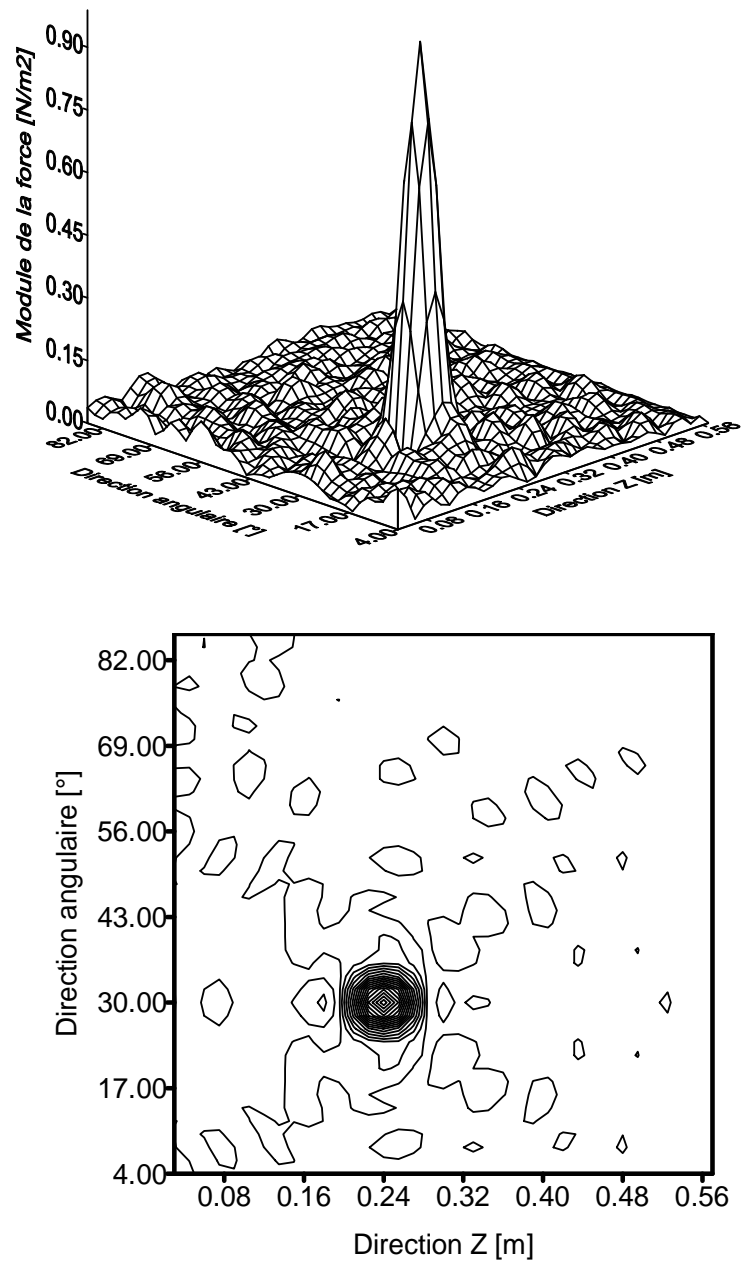


Fig. 1.10 Distribution de la force reconstruite à 4000Hz uniquement à partir des déplacements radiaux (Même exemple que celui présenté en figure 1.6).

Cela signifie que le couplage entre le mouvement radial et celui longitudinal est de plus en plus fort que la fréquence décroît et le fait de ne pas prendre en compte les déformations conduit forcément à des fausses distributions ne pouvant pas aboutir à localiser des efforts sources.

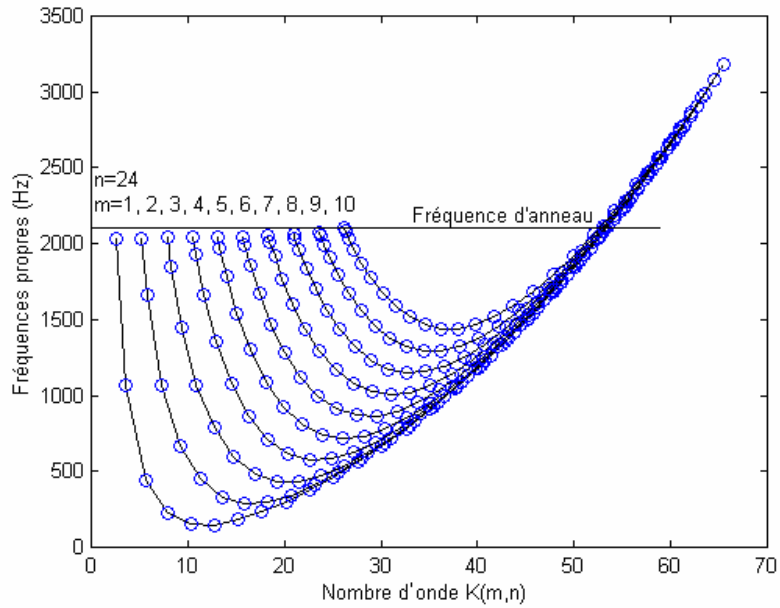


Fig. 1.11 Présentation des fréquences propres en fonction du nombre d'onde.

1.5 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté la formulation du problème direct et inverse pour la reconstruction des efforts appliqués sur des coques cylindriques. Il s'agit de calculer le second membre de l'équation de mouvement pour une fréquence donnée à partir des déplacements. Les simulations numériques ont montré que la méthode des différences finies permet de localiser les efforts appliqués sur une coque cylindrique dans le vide. En espérant faciliter la procédure expérimentale en négligeant les déformations, les simulations numériques ont montré que ces hypothèses sont valables uniquement en dessus de la fréquence d'anneau. Ce qui exige la prise en compte de tous les termes de l'opérateur de la structure pour pouvoir reconstruire les sources d'excitation.

Chapitre II :

Effet des incertitudes et régularisation du problème

2.1 But du Chapitre :

Ce chapitre est consacré à l'étude des effets des incertitudes qui entachent les données mesurées, qui sont inévitables quelque soit la précision des moyens de mesure utilisés. Ces incertitudes rendent le problème instable et par la suite les sources que nous cherchons seront noyées dans la distribution générée par le bruit. Afin de rendre le problème stable, une technique de régularisation basée sur un fenêtrage et un filtrage spatial dans le domaine du nombre d'onde est appliquée. Dans ce qui suit, les incertitudes ont été simulées numériquement en introduisant volontairement des erreurs aux déplacements exacts puis le problème est régularisé en adaptant certains paramètres liés à la fenêtre et au filtre.

2.2 Reconstruction de la force avec des déplacements bruités :

Pour simuler des déplacements entachés d'incertitudes (déplacements mesurés), des erreurs ont été volontairement ajoutés aux déplacements exacts. Les déplacements radiaux bruités sont calculés par l'expression (2.1) et de la même manière, on procède au bruitage des autres déplacements

$$w_{ij}^{bruité} = w_{ij}^{exact} (\Delta_w + e^{j\Delta_\varphi}) \quad (2.1)$$

Δ_w est un nombre arbitraire, réel, de moyenne égale à 1 et d'un écart-type $\sigma_w=1\%$ et Δ_φ est un autre nombre arbitraire, réel, de moyenne égale à 0 et d'un écart-type $\sigma_\varphi=0.57^\circ$. Les valeurs des deux écarts-type déterminent le niveau des incertitudes dont le pourcentage (P) fixe ce niveau.

$$\sigma_w = \frac{P}{100} |w_{ij}^{exact}| \quad \text{et} \quad \sigma_\varphi = \arctan \frac{P}{100} \quad (2.2)$$

Les figures 2.1, 2.2 et 2.3 présentent les résultats de calcul des distributions de force obtenues à partir des déplacements bruités en module, en phase et en module et phase respectivement lors d'une excitation à 160Hz.

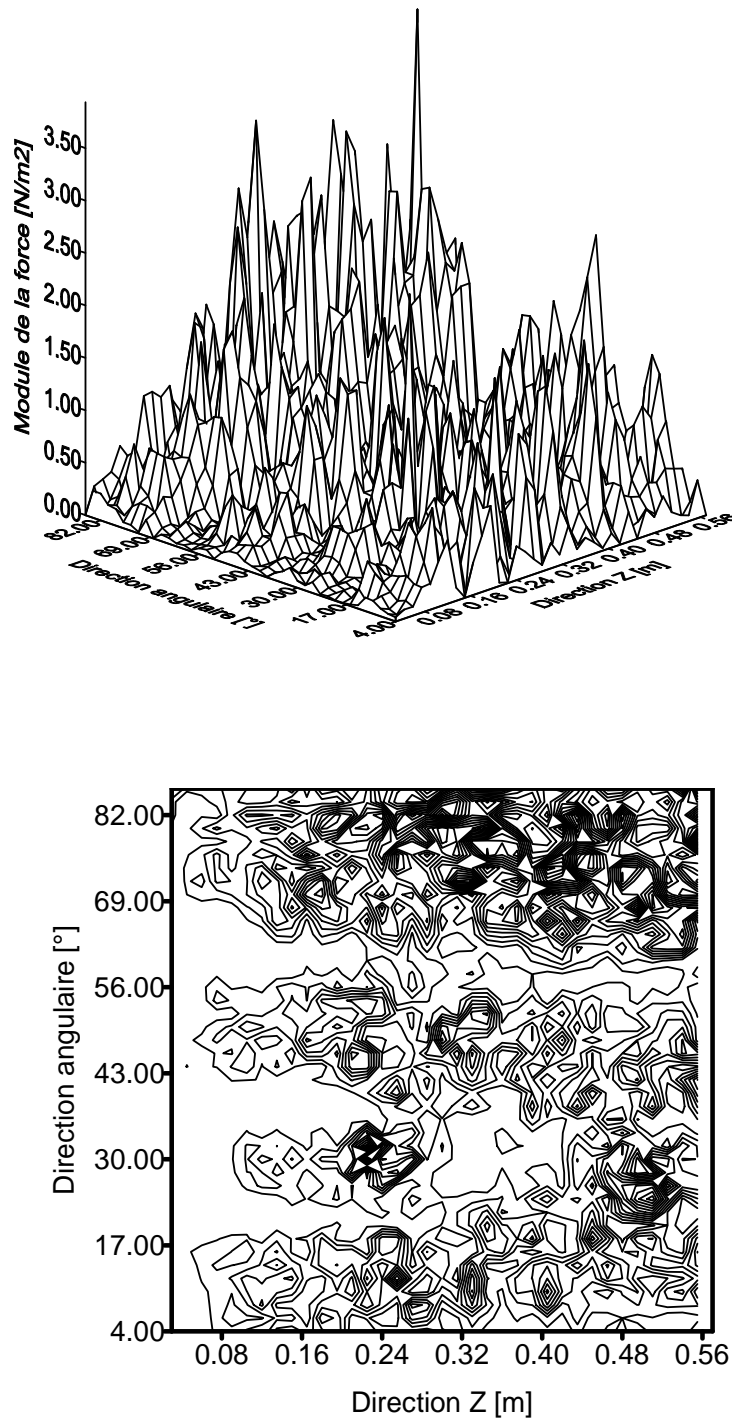


Fig. 2.1 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements bruités à 1% en module lorsque la coque est excitée à 160Hz.

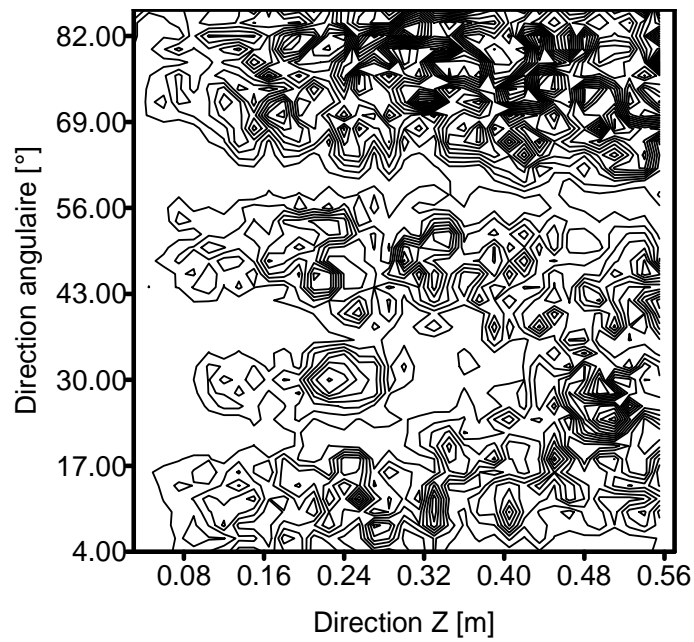
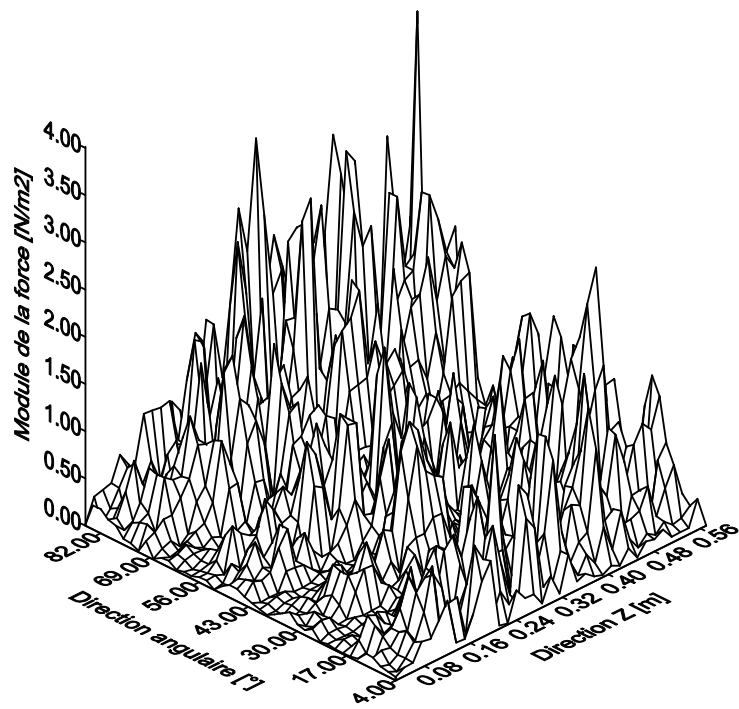


Fig. 2.2 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements bruités à 1% en phase lorsque la coque est excitée à 160Hz.

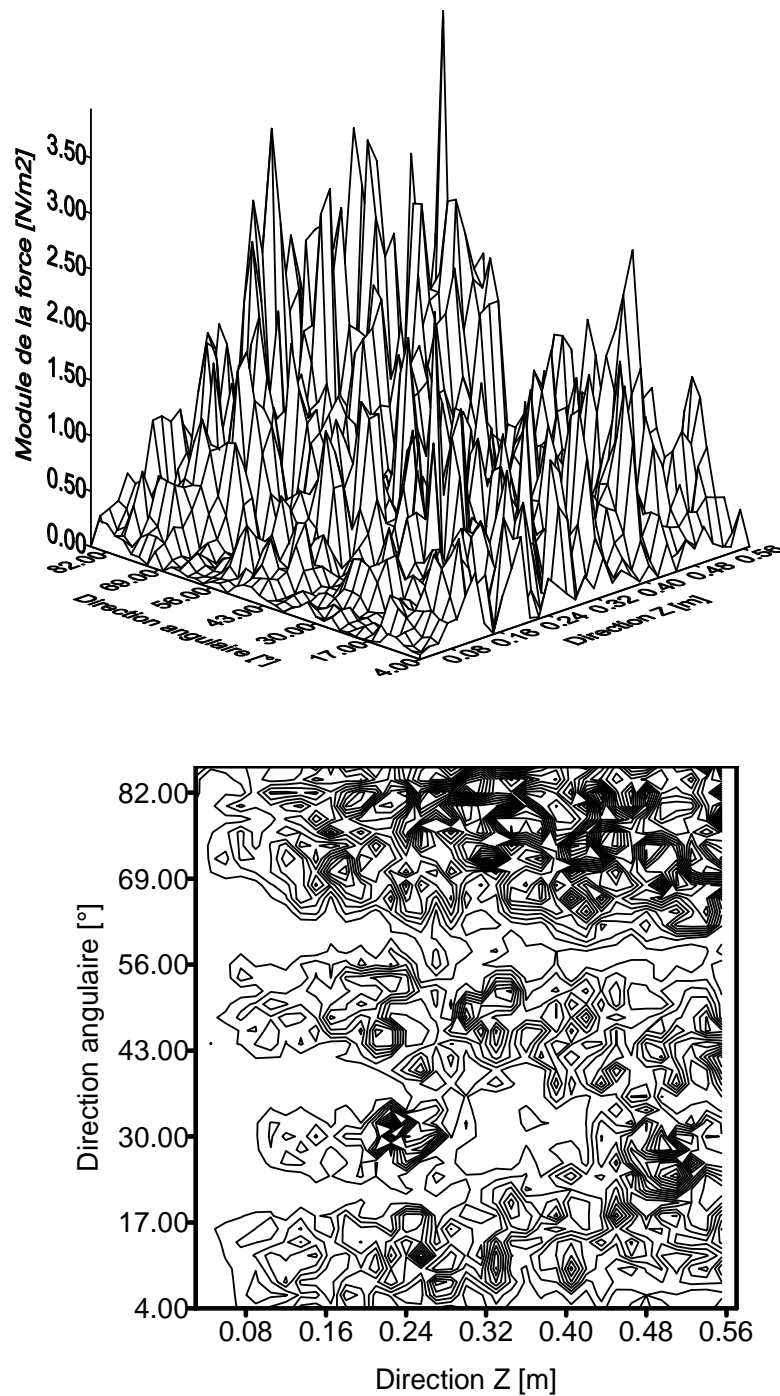


Fig. 2.3 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements bruités à 1% en module et en phase lorsque la coque est excitée à 160Hz.

Par comparaison avec la figure 1.4 du chapitre I, on remarque que le bruit ajouté aux déplacements donne naissance à des efforts de grandes amplitudes qui dominent l'espace total

et recouvrent complètement la force réelle recherchée. Du point de vue mathématique, les incertitudes de mesure sont amplifiées par les dérivées d'ordre quatre lors du calcul inverse.

Afin de mieux comprendre l'évolution du bruit dans différentes zones fréquentielles, nous avons procédé au calcul de la distribution de force à partir des données bruitées au dessus de la fréquence d'anneau.

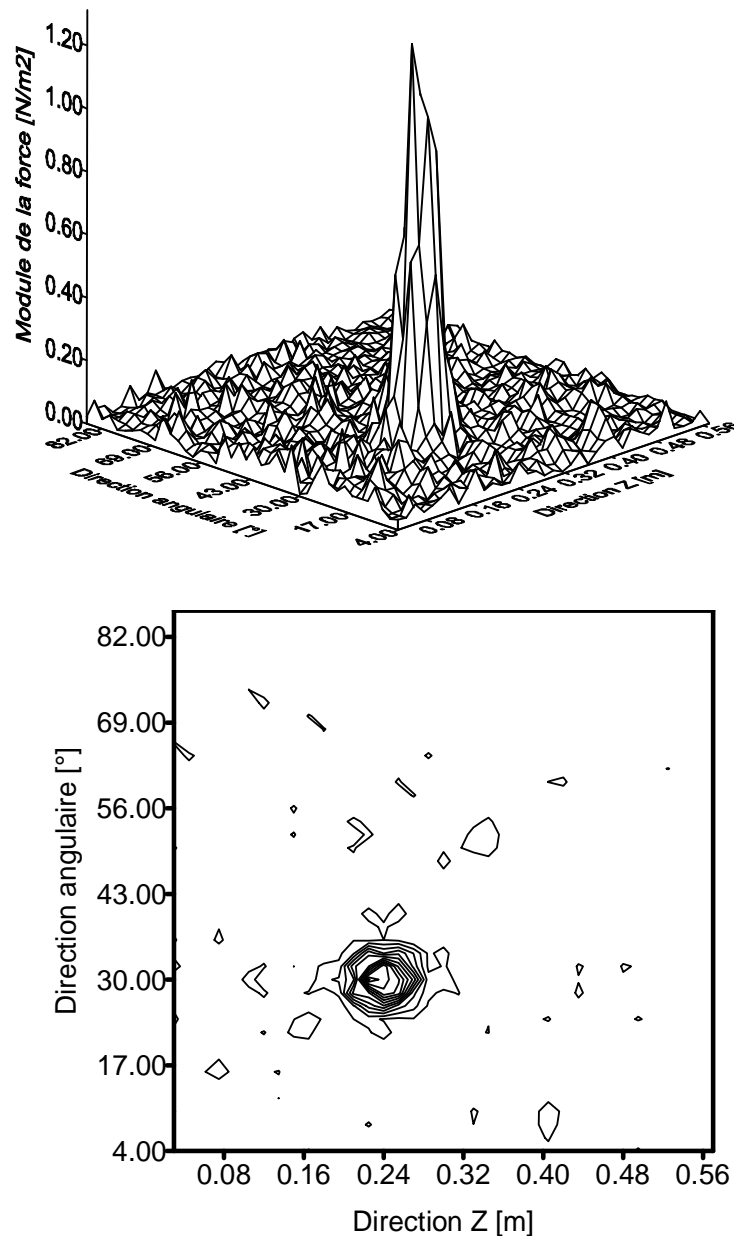


Fig. 2.4 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements bruités à 1% en module et en phase lorsque la coque est excitée à 4000Hz.

La figure 2.4 présente la force reconstruite à 4000Hz pour le même niveau de bruit (1%) où on peut constater que l'influence du bruit est négligeable et la force peut se localiser à sa position exacte. En augmentant le niveau de bruit jusqu'à 10% (figure 2.5), la localisation est encore possible malgré que la distribution est chahutée.

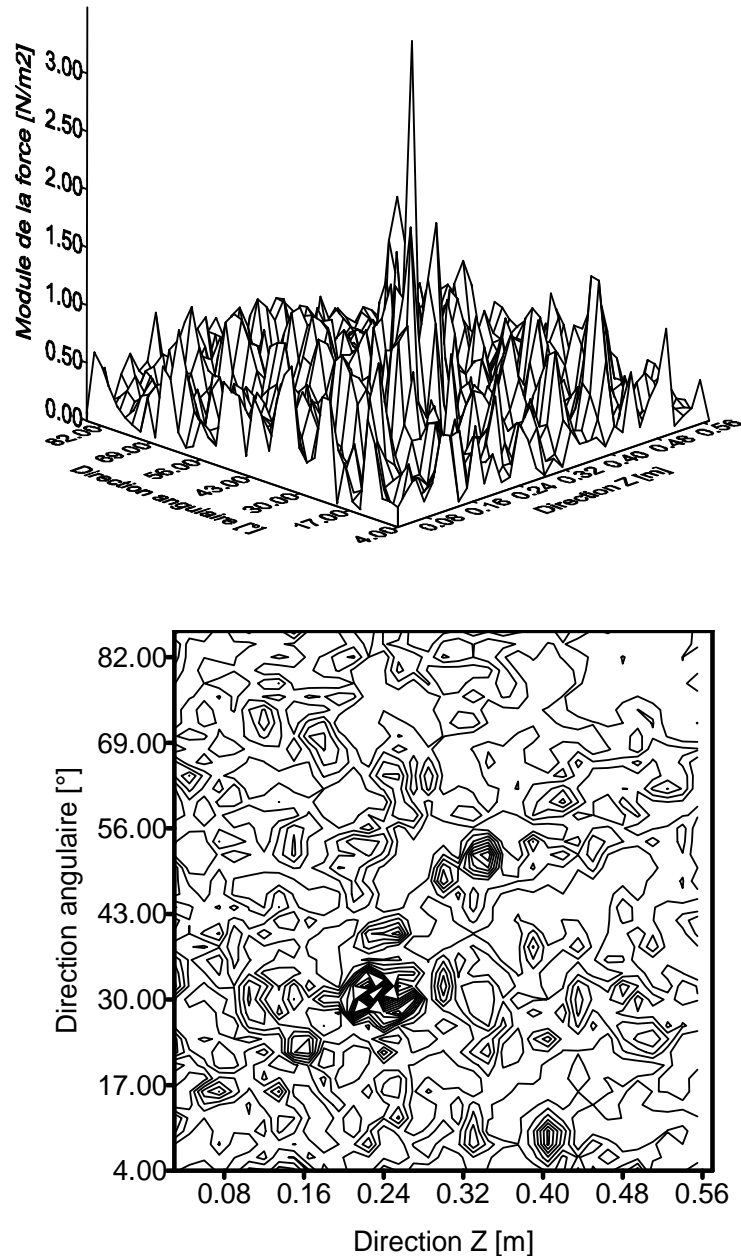


Fig. 2.5 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements bruités à 10% en module et en phase lorsque la coque est excitée à 4000Hz.

Cela signifie que des incertitudes de niveau élevé sont permises à des fréquences élevées du fait que la présence d'un plus grand nombre de modes excités dans cette zone permet l'accès à l'information locale concernant l'endroit d'application de l'effort.

Cherchons maintenant le domaine du nombre d'onde le plus affecté par le bruit en traçant la transformée de Fourier bidimensionnelle spatiale de la distribution de force telle qu'elle est régie par l'équation 2.3.

$$\hat{F}(k_m, k_n) = a\Delta_\theta\Delta_z \sum_{i=0}^{N_\theta-2} \sum_{k=0}^{N_z-2} F_{ik} e^{-j\frac{2ni}{N_\theta}} e^{-j\frac{2mk}{N_z}} \quad (2.3)$$

avec :

$$k_m = \frac{m\pi}{l} \text{ et } k_n = \frac{n}{a}$$

Les figures 2.6 et 2.7 illustrent respectivement la transformée de Fourier de la distribution de force calculée à partir des données exactes et celle calculée à partir des données bruitées en excitant la coque à 160Hz.

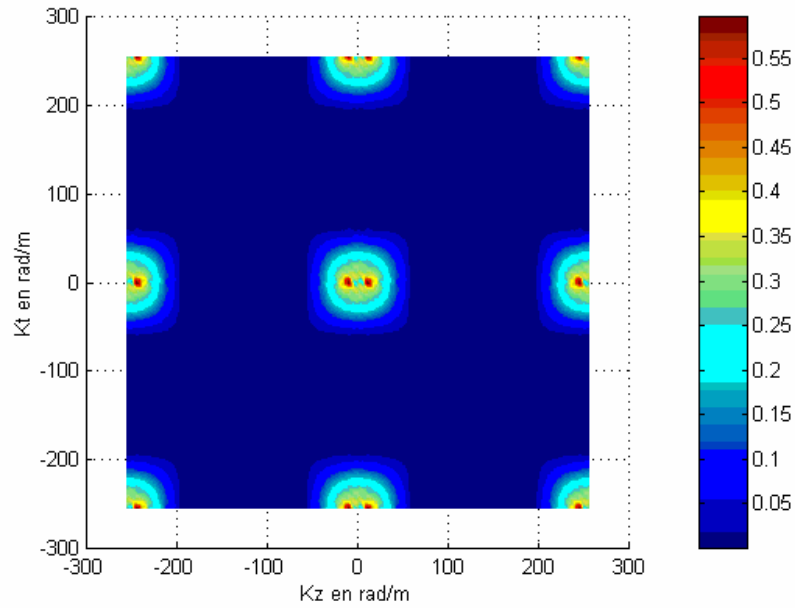


Fig. 2.6 Transformée de Fourier bidimensionnelle spatiale de la distribution de force, obtenue à partir des déplacements exacts. (La distribution est celle de la figure 1.4).

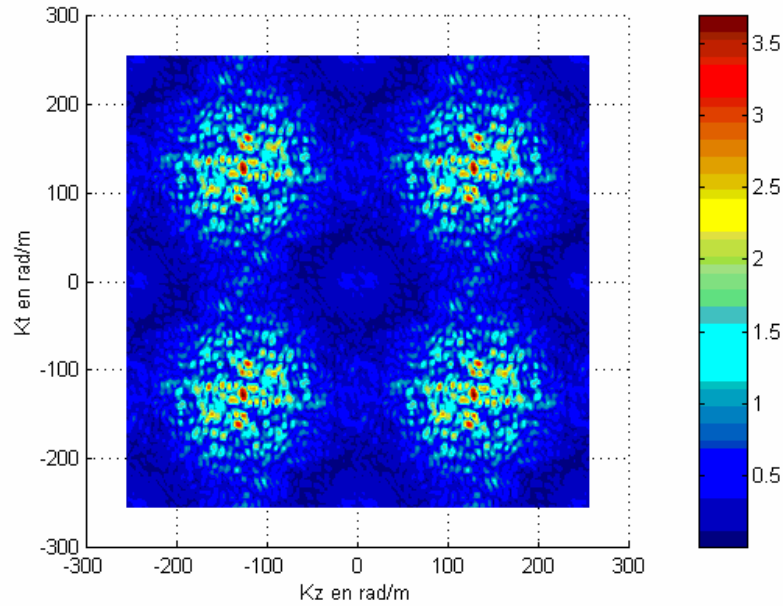


Fig. 2.7 Transformée de Fourier bidimensionnelle spatiale de la distribution de force, obtenue à partir des déplacements bruités. (La distribution est celle de la figure 2.1).

En comparant les deux transformées, Il est clair que le bruit se situe dans le domaine des nombres d'onde élevés et c'est bien ces nombres d'onde qui vont poser le problème lors de la reconstruction des sources.

2.3 Technique de régularisation :

Nous avons montré dans la figure 2.3 que les incertitudes commises lors de la mesure des déplacements (simulés jusque là) produisent un bruit énorme lors de la reconstruction de la force. Afin de rendre le problème inverse stable, il faut que ce dernier soit régularisé. L'approche, proposée en [21] et [16] pour les plaques, a été étendue ici au cas des coques cylindriques.

La technique de régularisation est basée sur le filtrage de la distribution de force issue des déplacements bruités en utilisant un filtre passe-bas idéal pour supprimer les composantes affectées par le bruit. Sa fonction de transfert $\hat{h}(k)$ correspond à une fonction porte, centrée à l'origine et limitée par son nombre d'onde de coupure k_c [69]. Elle est définie par :

$$\begin{cases} \hat{h}(k) = 1 & \text{pour } k \in [-k_c; +k_c] \\ \hat{h}(k) = 0 & \text{pour } k \notin [-k_c; +k_c] \end{cases} \quad (2.4)$$

La fonction de transfert du filtre est présentée sur la figure 2.8.

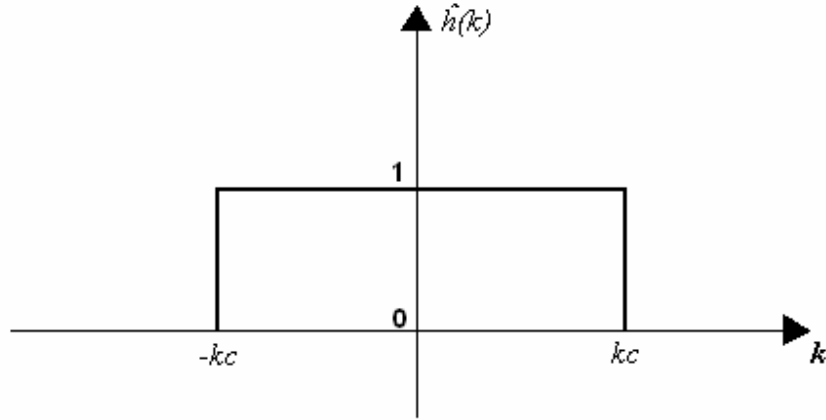


Fig. 2.8 Fonction de transfert d'un filtre passe-bas idéal

Le nombre d'onde de coupure ($k_c = 2\pi / \lambda_c$) est défini de sorte que les informations gardées sont celles où les distributions de force bruitée et non bruitée coïncident.

La réponse spatiale bidimensionnelle des deux filtres est définie comme le produit de deux sinus cardinaux résultant du produit de la transformée de Fourier inverse le long de la direction z par celle de la direction circonférentielle :

$$h(z, \theta) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-k_{cz}}^{+k_{cz}} \int_{-k_{c\theta}}^{+k_{c\theta}} \hat{h}(k_z) \hat{h}(k_\theta) e^{jk_z z} e^{jk_\theta a\theta} dk_z dk_\theta = \frac{\sin(k_{cz} z) \sin(k_{c\theta} a\theta)}{\pi^2 z a \theta} \quad (2.5)$$

Ici, k_{cz} et $k_{c\theta}$ sont deux nombres d'onde de coupure, respectivement le long de la direction z et la direction circonférentielle.

Le filtrage consiste, donc, à faire un produit de convolution de la distribution de force calculée à partir des déplacements bruités donnés par l'expression 2.1 avec la réponse spatiale du filtre.

$$F_{ij}^{Filtrée} = a \Delta_\theta \Delta_z \sum_{k=0}^{N_z-2} \sum_{l=0}^{N_\theta-2} F_{kl}^{bruitée} h((i-k)\Delta_z, (j-l)a\Delta_\theta) \quad (2.6)$$

Nous présentons, sur la figure 2.9, le résultat du filtrage de la distribution de force en choisissant arbitrairement un nombre d'onde de coupure estimé à 65 rad/m dans les deux directions.

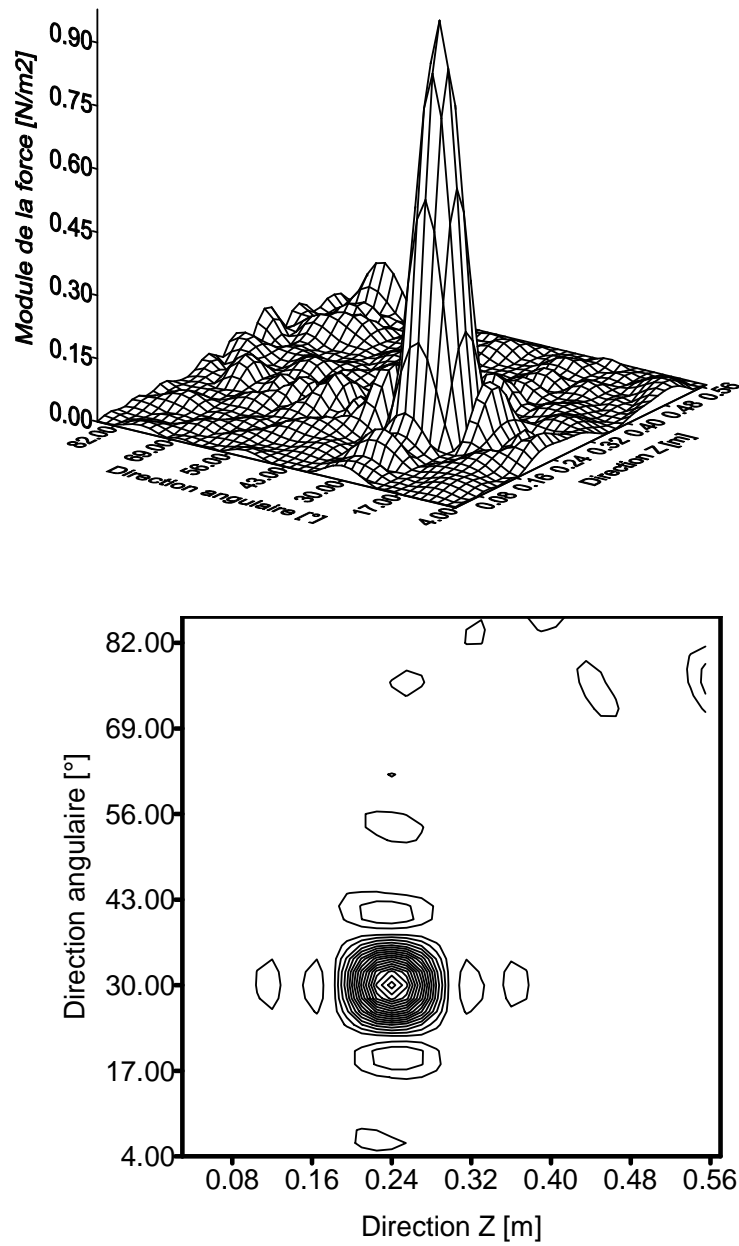


Fig. 2.9 Distribution de force après filtrage global pour $k_c = 65$ rad/m dans les deux directions.

(Mêmes exemples que les figures 1.4 et 2.3).

Le critère du choix du nombre d'onde de coupure sera présenté dans la section suivante. Il est clair que le filtrage permet non seulement de réduire le bruit engendré par les incertitudes mais aussi de localiser la force avec exactitude dans sa meilleure position.

Bien que la force soit parfaitement localisée, des efforts résiduels sont observés aux limites de la distribution de force résultante du filtrage. Ce phénomène est connu dans la littérature sous le nom de phénomène de Gibbs [6]. Les efforts, qui apparaissent aux limites comme résultat de la limitation du domaine spatial, dépendent du niveau du bruit et peuvent avoir des amplitudes importantes.

Dans ce cas, un fenêtrage doit être appliqué avant le filtrage pour réduire ces efforts en multipliant la distribution de force à filtrer par une fonction fenêtre bien adaptée le long des deux directions.

$$F^{fenêtrée}(z, \theta) = F^{bruitée}(z, \theta) \psi(z) \psi(\theta) \quad (2.7)$$

La fonction fenêtre peut être définie comme étant une fenêtre rectangulaire adoucie à ces limites par une demi fenêtre de Hanning [74].

La fonction fenêtre, le long de la direction z est définie, par exemple, par :

$$\begin{cases} \psi(z) = 0.5(1 - \cos(\pi z / \beta)) & \text{pour } z < \beta \\ \psi(z) = 1 & \text{pour } \beta \leq z \leq l - \beta \\ \psi(z) = 0.5(1 - \cos(\pi(z - l + 2\beta) / \beta)) & \text{pour } z > l - \beta \end{cases} \quad (2.8)$$

La forme de la fenêtre est présentée sur la figure 2.10.

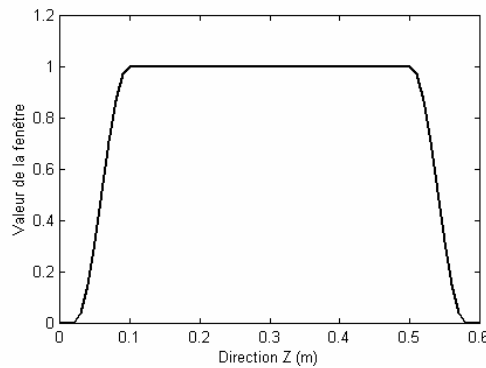


Fig. 2.10 Fenêtre rectangulaire adoucie aux limites par une demi-fenêtre de Hanning.

Nous présentons, sur la figure 2.11, la distribution de force après l'application du fenêtrage et du filtrage. Des simulations faites ont montré qu'une demi fenêtre de Hanning sur une longueur β égale à une demi longueur d'onde de coupure $\lambda_c / 2$ suffit pour étouffer les efforts résiduels observés aux limites de la structure (figure 2.9).

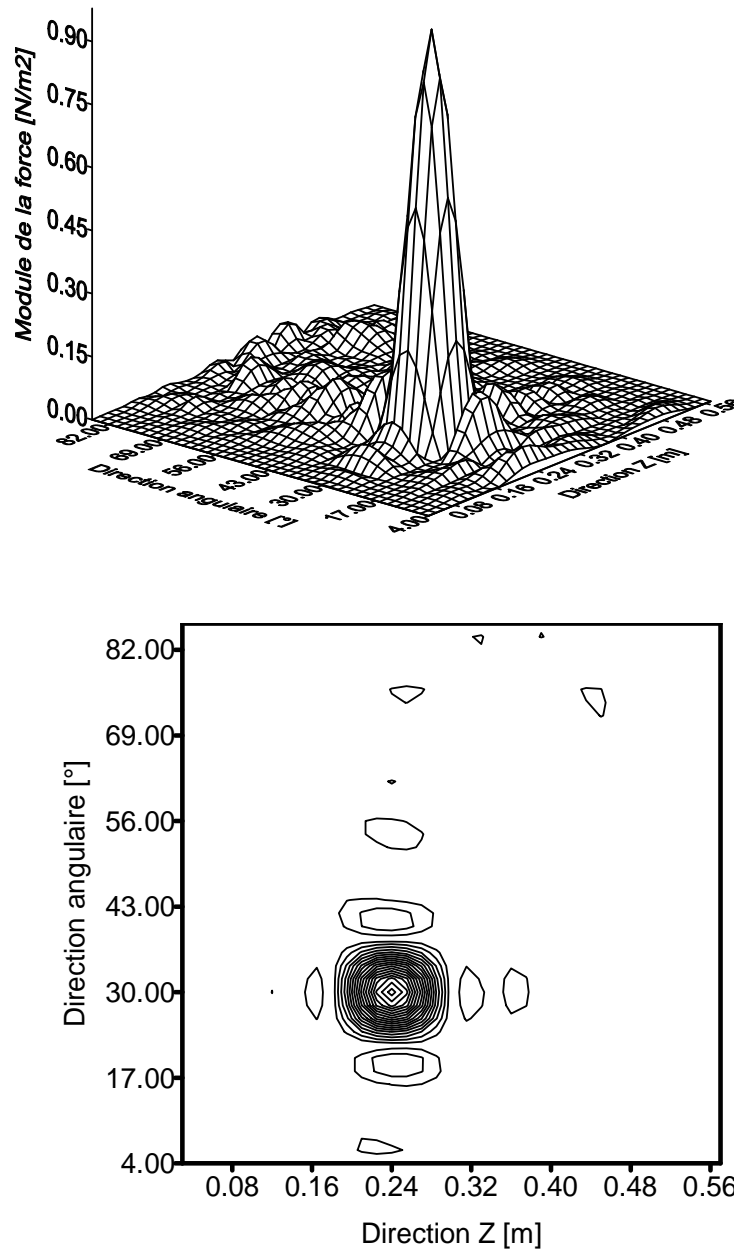


Fig. 2.11 Distribution de force après fenêtrage et filtrage global pour

$$k_{cz} = k_{c\theta} = 65 \text{ rad/m et } \beta = 0.09\text{m}$$

Jusque là, tous les composants de la distribution de force bruitée sont utilisés pour le filtrage de cette dernière. Afin que la méthode conserve son aspect local, Pezerat *et al.* [75] propose l'utilisation de deux filtres passe-bas de réponse spatiale finie dans le cas des plaques où le filtrage de la distribution de force, en chaque point (z_i, θ_i) , est défini comme un sinus

cardinal limité par deux fenêtres de Hanning centrées sur ce point. Nous avons appliqué cette démarche au cas des coques cylindriques dont la distribution de la force s'exprime par :

$$F^{filtrée}(z_i, \theta_j) = \frac{1}{\lambda_{cz} \lambda_{c\theta}} \int_{z_i-\beta}^{z_i+\beta} \int_{\theta_j-\gamma}^{\theta_j+\gamma} F(z, \theta) h\left(\frac{z-z_i}{\lambda_{cz}}, \frac{\theta-\theta_j}{\lambda_{c\theta}}\right) d\theta dz \quad (2.9)$$

La fonction mère bidimensionnelle $h(z, \theta)$ correspondant à la réponse totale du filtre muni d'un fenêtrage local. β et γ sont respectivement le demi longueur de la fenêtre de Hanning autour du point (z_i, θ_i) le long de la direction z et θ .

$$h(z, \theta) = \left(\frac{1}{2\pi z} \left(1 + \cos\left(\frac{\pi z}{f_z}\right)\right) \sin(2\pi z) \right) \left(\frac{1}{2\pi \theta} \left(1 + \cos\left(\frac{\pi \theta}{f_\theta}\right)\right) \sin(2\pi \theta) \right) \quad (2.10)$$

f_z et f_θ sont deux paramètres nommés "facteur de forme du filtre", défini chacun comme étant le rapport entre le demi longueur de la fenêtre de Hanning et la longueur d'onde de coupure dans chaque direction ($f_z = \beta / \lambda_{cz}$ et $f_\theta = \gamma / \lambda_{c\theta}$).

Le facteur de forme est un paramètre régulateur de la qualité du filtre. La figure 2.12 montre la réponse du filtre pour différentes valeurs du facteur de forme.

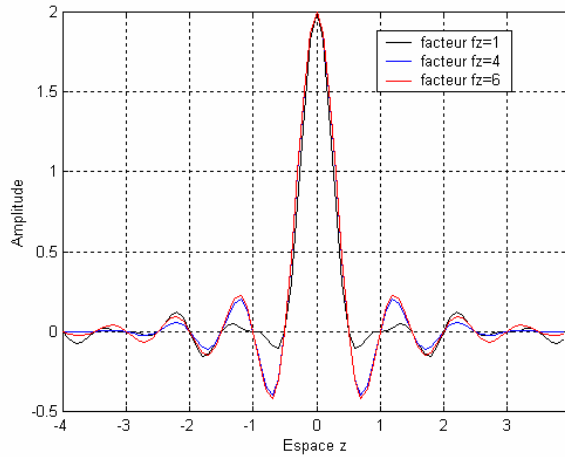


Fig. 2.12 Fonction mère monodimensionnelle d'un filtre optimisé.

Pour $f_z=4$ et au-delà, la réponse du filtre est la même. Le filtre est restrictif car il se rapproche du filtre idéal. Ce type de régularisation est bien adapté aux cas des distributions continues et réparties telles que les forces réparties et les excitations par ondes. Si ce facteur est faible $f_z=1$, le nombre d'échantillons contenus dans la réponse est réduit et les discontinuités éventuelles de la distribution seront mieux localisées.

Le nombre d'onde de coupure le long de chaque direction doit être minutieusement choisi. Un nombre d'onde très petit introduit un lissage à la distribution de force et peut ainsi supprimer les informations qui conduisent à la localisation de la force (figure 2.13).

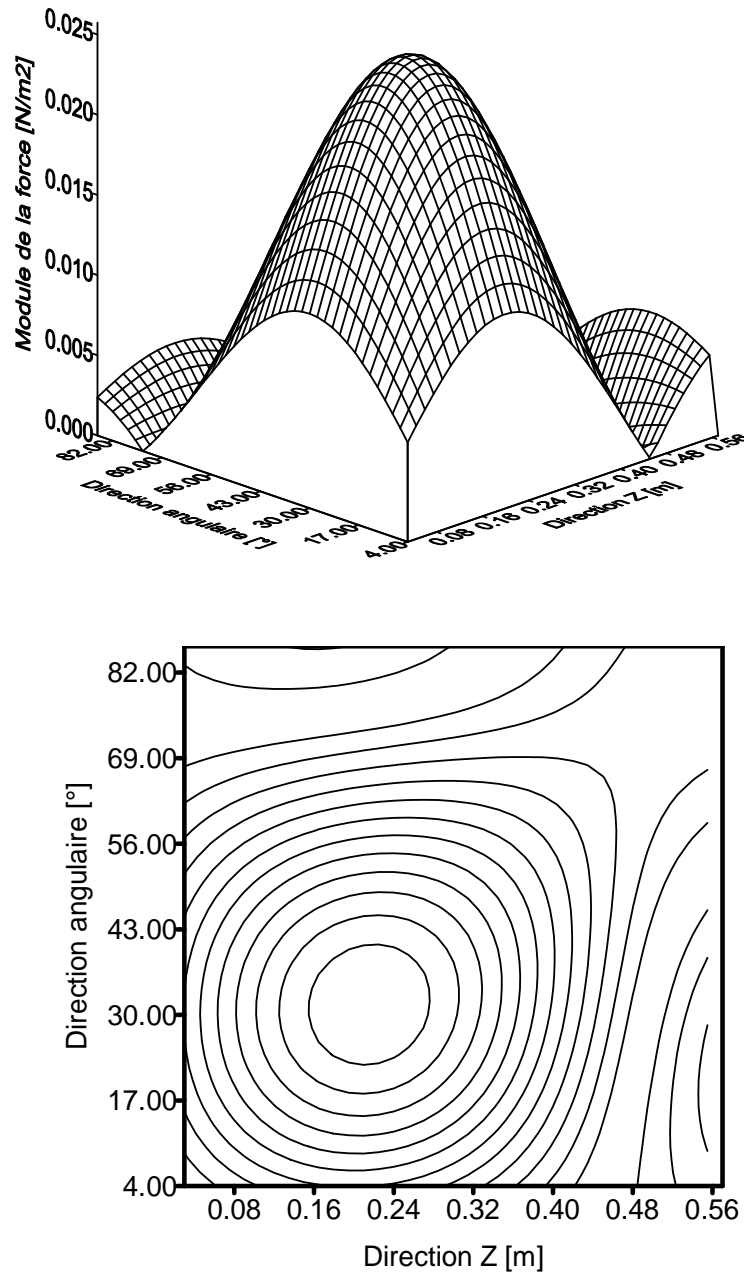


Fig. 2.13 Distribution de force après fenêtrage et filtrage pour $k_{cz} = k_{c\theta} = 10$ rad/m.
(Même exemple que celui présenté en figure 2.9).

En revanche, si ce nombre est trop élevé, le bruit ne sera pas supprimé et dans ce cas la force recherchée est noyée dans la distribution contaminée par le bruit et donc l'accès à l'information sera impossible (figure 2.14).

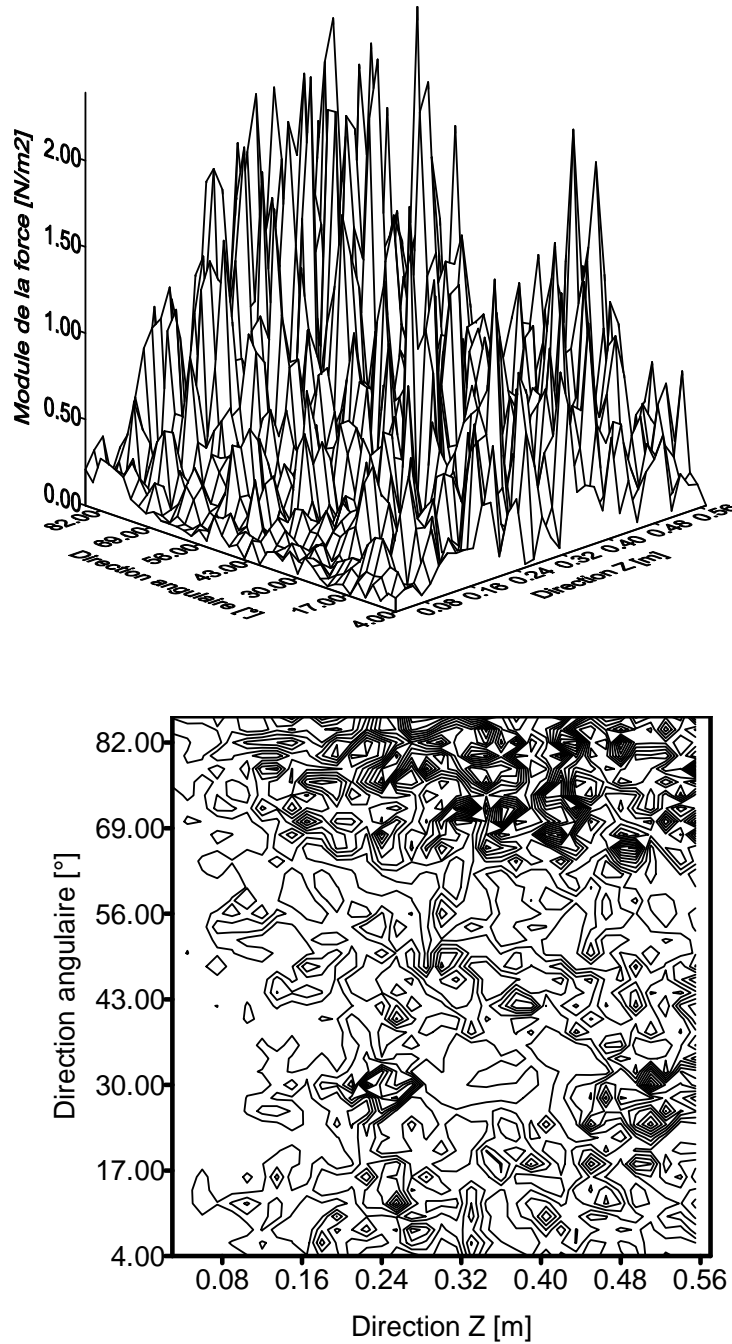


Fig. 2.14 Distribution de force après fenêtrage et filtrage pour $k_{cz} = k_{c\theta} = 200$ rad/m.
(Même exemple que celui présenté en figure 2.9).

Maintenant, la difficulté majeure réside dans le choix de la valeur optimale de chacun des nombres d'onde de coupure des filtres. Un nombre d'onde de coupure optimum k_{opt} peut être obtenu en imposant un seuil que ne doit pas dépasser l'écart entre les transformées de Fourier bidimensionnelles des distributions de force exacte et bruitée pour chaque fréquence. Les figures 2.15, 2.16 et 2.17 présentent l'écart entre les FFT des distributions de force exacte et bruitée pour un seuil fixé au préalable identique pour les différents niveaux de bruit. A partir de l'écart constaté, on détermine approximativement le nombre d'onde de coupure optimum k_{opt} pour chaque niveau de bruit.

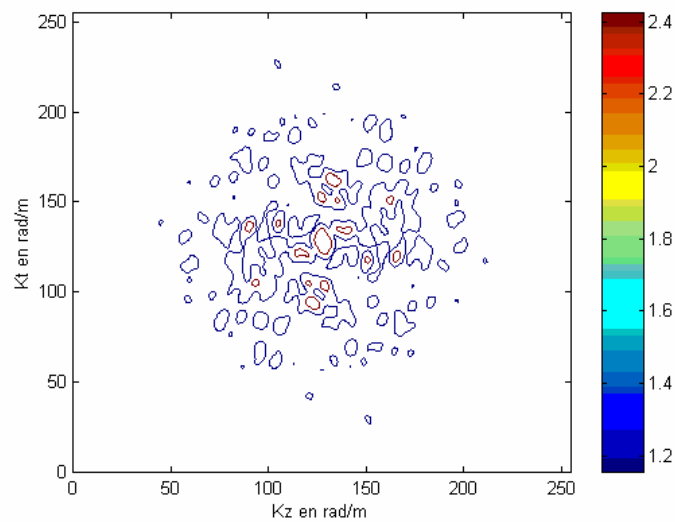


Fig. 2.15 Ecart entre les deux FFT des distributions des forces exacte et bruitée, calculées à 160Hz pour un niveau de bruit de 1%.

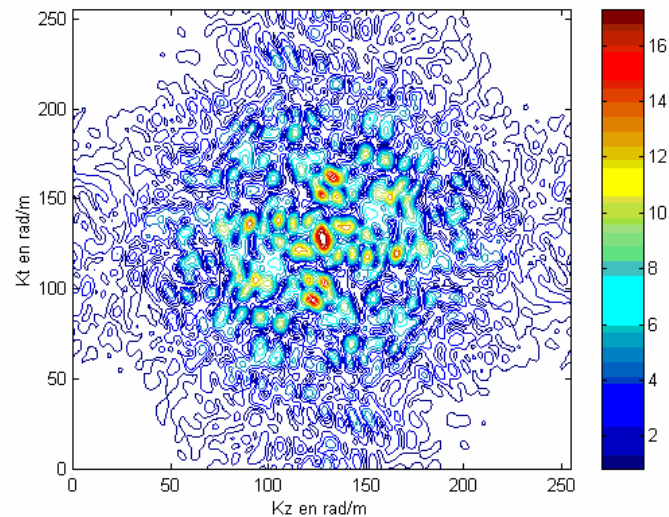


Fig. 2.16 Ecart entre les deux FFT des distributions des forces exacte et bruitée, calculées à 160Hz pour un niveau de bruit de 5%.

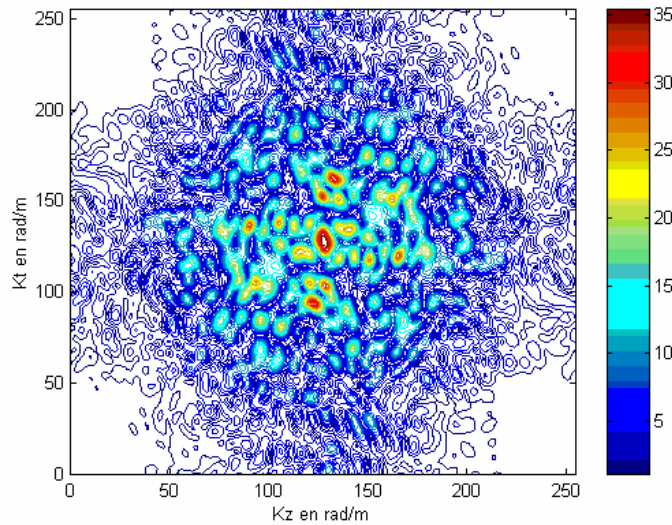


Fig. 2.17 Ecart entre les deux FFT des distributions des forces exacte et bruitée, calculées à 160Hz pour un niveau de bruit de 10%.

Les dépendances entre k_{opt} et le nombre d'onde de flexion k_f (donnée par l'expression 1.15 du chapitre I), pour différents niveaux de bruit, sont illustrées par la figure 2.18.

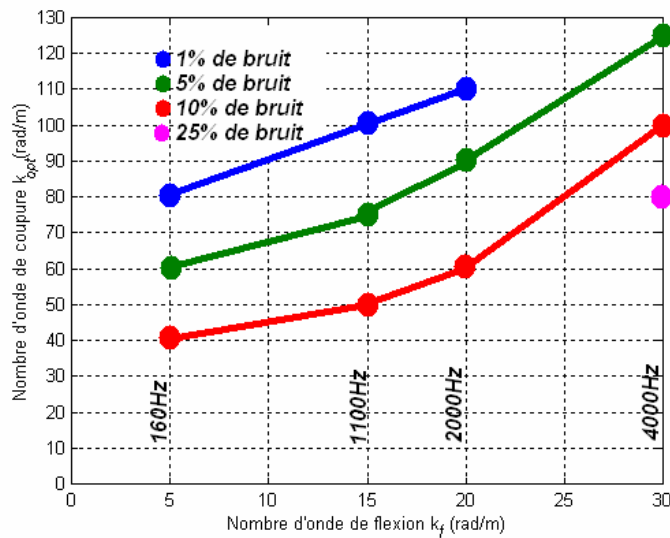


Fig. 2.18 Dépendance du nombre d'onde de coupure optimum en fonction du nombre d'onde de flexion pour différents niveaux de bruit.

A la différence des plaques où la dépendance est linéaire $k_{opt}=a_p k$ [70], elle est de même pour les coques cylindriques mais elle ne passe pas par l'origine $k_{opt}=a_c k+b$. Cette dépendance est confirmée par l'allure des fréquences propres tracées en fonction du nombre d'onde et qui elle aussi ne passe pas par l'origine (voir figure 1.11 du chapitre I).

La pente des droites de dépendance étant pratiquement identique pour tous les niveaux de bruit mais c'est ce niveau qui détermine la valeur de b . La valeur de la pente est pratiquement égale à 2 et la valeur de b est égale à 70 pour le cas d'un niveau de bruit de 1%.

La figure 2.19 illustre la distribution de force pour un filtrage à 65 rad/m et un fenêtrage local avec un facteur de forme correspondant à une force répartie ($f_z = f_\theta = 4$).

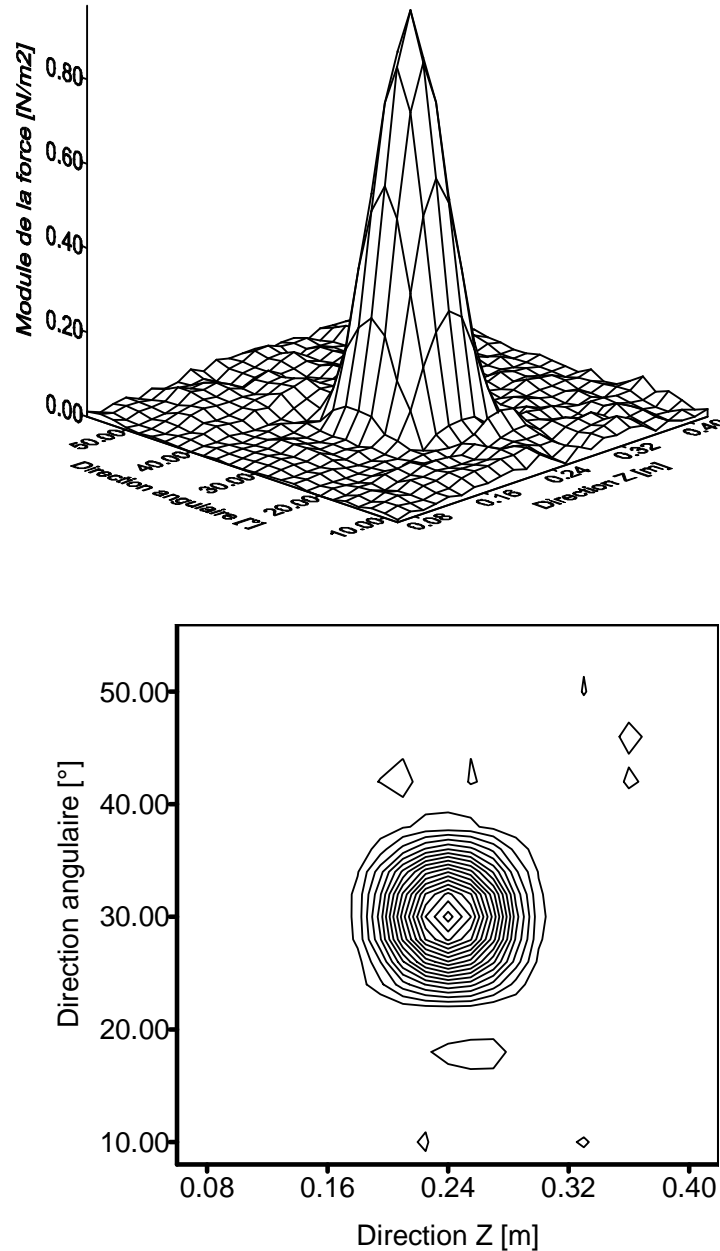


Fig. 2.19 Distribution de force après fenêtrage et filtrage optimisé $k_{cz} = k_{c\theta} = 65$ rad/m et

$$f_z = f_\theta = 4 \text{ (Même exemple que celui présenté en figure 2.11).}$$

Avec un filtrage optimisé, les informations nécessaires au calcul de la distribution de force peuvent, d'une part, se limiter à un nombre réduit de points et d'autre part, les lobes observés aux limites de la surface de mesure seront ainsi évités.

2.4 Conclusion :

Dans des cas de mesures réelles, des incertitudes sont toujours présentes dans les déplacements servant comme base pour le calcul des distributions de force. Nous avons vu, à travers les simulations, que les résultats divergent en présence du bruit. Afin de contourner cette instabilité, caractéristique du problème inverse, une technique de régularisation basée sur l'application des fenêtres rectangulaires adoucies à ces extrémités et des filtres à réponse finie est appliquée. Ce type de filtrage donne à la méthode l'avantage de n'utiliser que peu d'informations en évitant ainsi la naissance des efforts résiduels aux bords de la structure. Le bon choix des paramètres des fenêtres et ceux des filtres a conduit vers une stabilité du problème et par la suite les efforts excitant la structure sont bien localisés.

Chapitre III :

Validation par la méthode des éléments finis

3.1 But du Chapitre :

Dans ce chapitre, nous allons présenter une validation de l'approche proposée en se servant des déplacements calculés par la méthode des éléments finis. Cette technique numérique permet de résoudre, de manière approchée, les équations différentielles linéaires en respectant les conditions aux limites imposées. Les logiciels intégrés basés sur le calcul par éléments finis dans le domaine d'ingénierie sont nombreux. Ils permettent non seulement de concevoir la structure, de réaliser le maillage, d'introduire les caractéristiques mécaniques du matériau, de choisir les conditions aux limites, de résoudre les équations de mouvement en vibrations libres pour extraire les fréquences propres mais aussi de visualiser les déformées propres de la structure. En plus des tâches précitées, le calcul de la réponse de la structure exprimée en terme de déplacement, vitesse ou accélération semble être la principale tâche de chacun des logiciels.

Au départ, nous allons calculer les fréquences propres de la coque et nous allons les comparer avec ceux obtenus par la méthode analytique.

Le calcul des déplacements radiaux peut se réaliser avec exactitude dans toute la bande de fréquence choisie mais le problème majeur réside dans le calcul des déformations tangentielle et axiale. Deux solutions sont envisageables pour les quantifier :

La première : on cherche à les calculer par le logiciel éléments finis et les injecter directement dans l'équation de mouvement de la coque. Cette démarche sera intéressante du point de vue exactitude de leurs valeurs en évitant ainsi de les approximer.

La deuxième : On essaye d'approximer les déformations par les déplacements correspondants comme au chapitre I, en tenant compte d'un maximum de modes pour faire inclure ceux de torsion et de traction-compression lors du calcul des déplacements. Conformément au calcul modal, nous avons trouvé que les modes excités jusqu'à pratiquement la fréquence d'anneau sont tous des modes de flexion et que la convergence des déplacements est assurée au-delà de 1600 modes.

3.2 Principe de la méthode des éléments finis :

Le modèle éléments finis, réalisé par la version 8 de I-deas [76], est montré par la figure 3.1. La structure est discrétisée par des éléments coques en adoptant un maillage surfacique régulier. Un nombre de 9720 nœuds résultant de 120 nœuds autour de la circonférence et de

81 nœuds le long de l'axe de la coque est généré d'une façon automatique. Les propriétés mécaniques du matériau sont définies identiques à celles du chapitre I ainsi que les conditions aux limites. La méthode de Lanczos est utilisée pour extraire les modes propres et leurs fréquences.

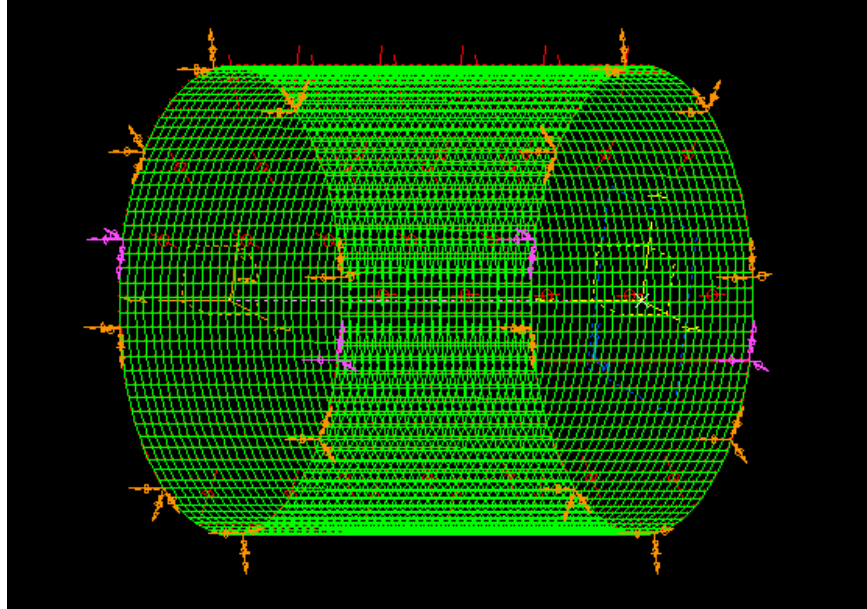


Fig. 3.1 Modèle éléments finis de la coque simplement appuyée.

La réponse dynamique de n'importe quelle structure représentée par un modèle éléments finis peut être obtenue à partir de l'équation de base suivante :

$$[M]\{\ddot{x}\} + [C]\{\dot{x}\} + [K]\{x\} = \{F\} \quad (3.1)$$

Avec : $[M]$ représente la matrice de masse ;

$[C]$ représente la matrice d'amortissement ;

$[K]$ représente la matrice de raideur ;

$\{F\}$ constitue le vecteur des forces associées à chaque degré de liberté ;

$\{\ddot{x}\}$ représente le vecteur accélération ;

$\{\dot{x}\}$ représente le vecteur vitesse ;

$\{x\}$ représente le vecteur déplacement ;

L'équation (3.1) correspond en fait à un système de N équations couplées pouvant être résolues par une technique dite d'intégration directe où la structure est supposée linéaire (petites vibrations, [M], [K] et [C] constantes).

Dans l'approche présentée dans I-deas, la matrice d'amortissement visqueux [C] associé au modèle n'est en fait jamais construite. L'amortissement sera introduit lors de l'analyse de réponse et non pas avant. L'extraction des modes propres du modèle est réalisée en résolvant l'équation (3.2) en vibrations libres.

$$[M]\{\ddot{x}\} + [K]\{x\} = \{0\} \quad (3.2)$$

3.2.1 Calcul des fréquences propres :

La résolution du système (3.2) permet d'extraire les modes propres de la coque dont le nombre conditionne l'exactitude du calcul de la réponse. Dans une première étape, nous avons décidé d'extraire les 500 premiers modes confondus entre symétriques et anti-symétriques. Pour s'assurer de la représentativité du maillage adopté, nous avons comparé les fréquences propres calculées par deux logiciels éléments finis (I-deas et Nastran) avec celles obtenues par la méthode analytique. Les résultats sont récapitulés dans le tableau 3.1.

D'après le tableau 3.1, on remarque que la fréquence maximale obtenue par le logiciel I-deas (2112.79Hz) se trouve très proche à la fréquence d'anneau de la coque (2128Hz). D'autre part, les premiers modes ont des fréquences très rapprochées où la différence entre les fréquences calculées par les différentes méthodes est moins de 1% mais elle croît au fur et à mesure de l'augmentation de la fréquence pour atteindre 1.74% pour la fréquence d'ordre 250.

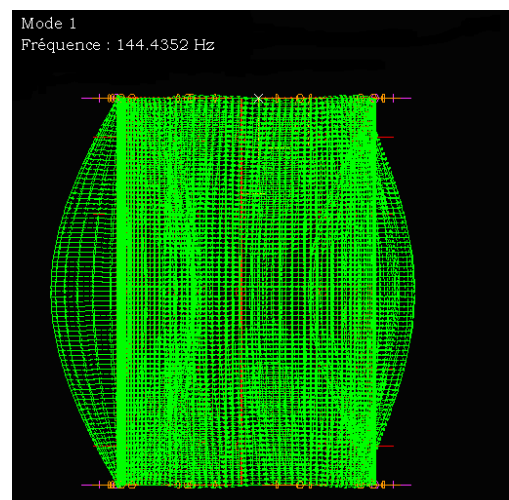
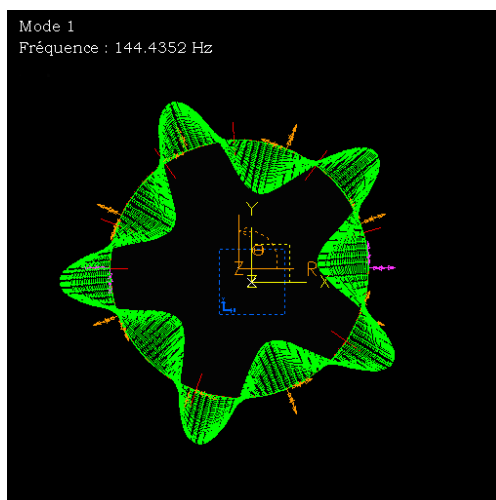
| N° | Rang du Mode | Type de mode | Méthode modale | I-deas | Nastran |
|----|--------------|--------------|----------------|----------|----------|
| 1 | (5 , 1) | Flexion | 144.6091 | 144.4352 | 143.6562 |
| 2 | (4 , 1) | Flexion | 147.7009 | 148.784 | 148.1152 |
| 3 | (6 , 1) | Flexion | 178.7031 | 177.6994 | 176.5165 |
| 4 | (3 , 1) | Flexion | 213.3806 | 215.2653 | 214.3393 |
| 5 | (7 , 1) | Flexion | 232.7184 | 231.5558 | 229.7216 |
| 6 | (6 , 2) | Flexion | 284.8127 | 288.7332 | 287.2160 |
| 7 | (7 , 2) | Flexion | 294.3329 | 297.3123 | 295.3260 |
| 8 | (8 , 1) | Flexion | 299.5884 | 298.8058 | 296.0475 |
| 9 | (5 , 2) | Flexion | 325.7221 | 330.3084 | 328.8207 |
| 10 | (8 , 2) | Flexion | 338.3627 | 340.6866 | 337.8285 |

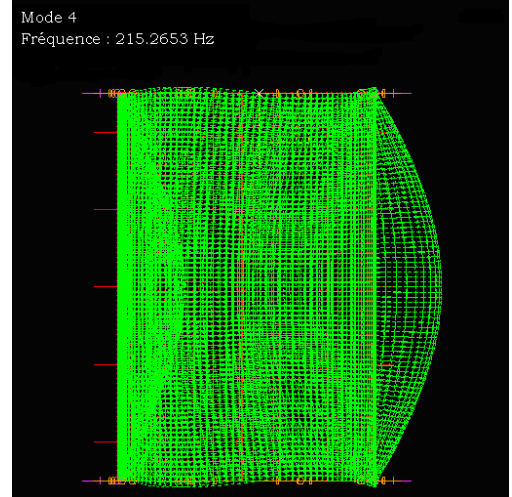
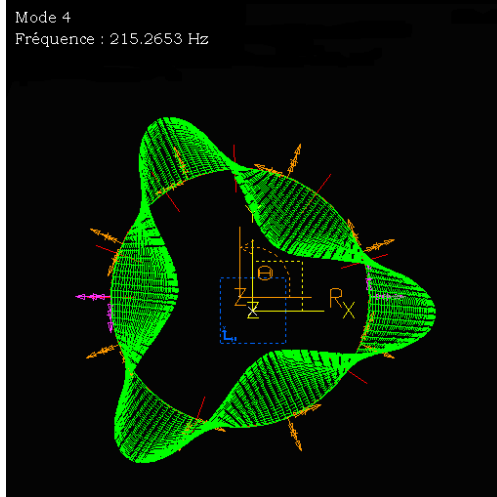
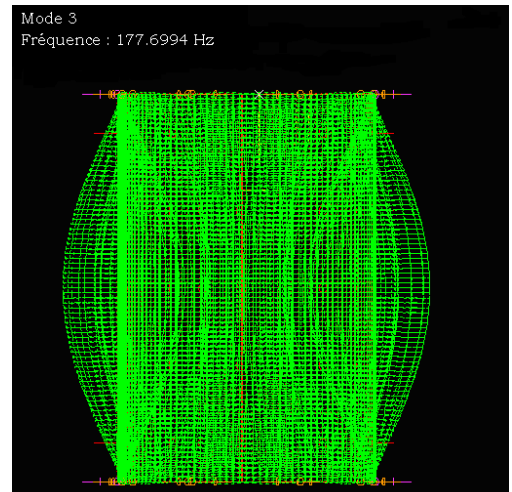
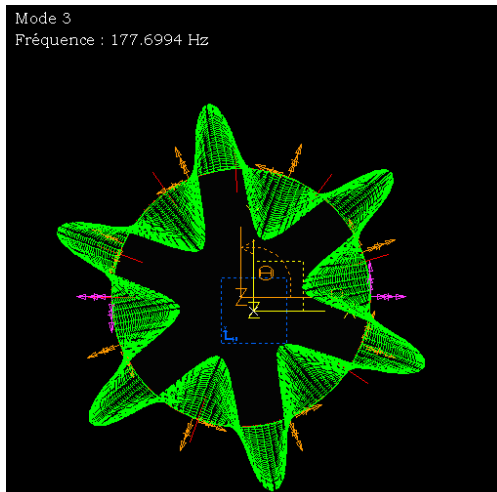
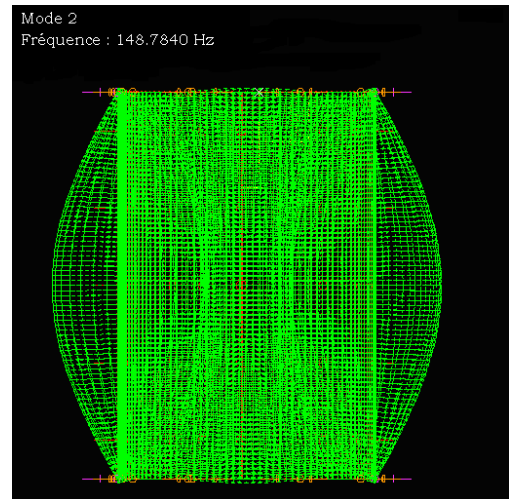
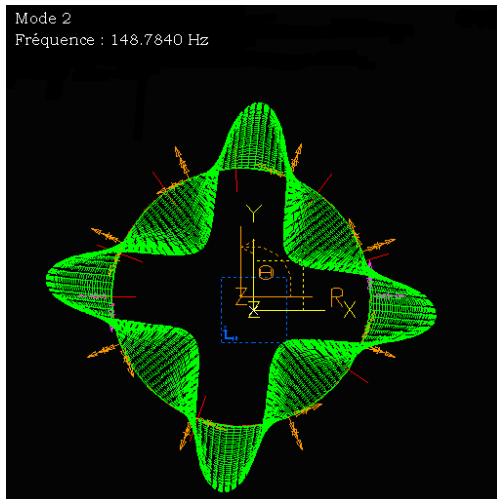
| | | | | | |
|-----|----------|--------------------------|-----------|-----------|----------|
| 51 | (13 , 4) | Flexion | 878.0101 | 887.4812 | 873,9932 |
| 52 | (11 , 6) | Flexion | 889.4894 | 902.4157 | 893,0845 |
| 53 | (8 , 6) | Flexion | 905.4431 | 918.8475 | 900,2092 |
| 54 | (14 , 1) | Flexion | 906.1330 | 923.5262 | 915,8072 |
| 55 | (6 , 5) | Flexion | 917.3894 | 932.6623 | 918,5419 |
| 56 | (14 , 2) | Flexion | 922.2051 | 934.6829 | 928,4905 |
| 57 | (13 , 5) | Flexion | 945.7549 | 955.6927 | 940,134 |
| 58 | (12 , 6) | Flexion | 948.8880 | 960.2634 | 944,1411 |
| 59 | (14 , 3) | Flexion | 951.2628 | 963.3766 | 947,9866 |
| 60 | (2 , 2) | Flexion | 983.0400 | 989.0240 | 984,7583 |
| 245 | (12 , 4) | Flexion | 2056.2557 | 2090.4340 | |
| 246 | (12 , 5) | Flexion | 2060.6140 | 2091.8170 | |
| 247 | (12 , 6) | Flexion | 2061.5353 | 2093.5370 | |
| 248 | (12 , 7) | Flexion | 2073.3075 | 2108.2330 | |
| 249 | (12 , 8) | Flexion | 2073.9541 | 2110.1040 | |
| 250 | (12 , 9) | Flexion | 2076.0456 | 2112.7970 | |
| 280 | (1,1) | Torsion | 2186.0866 | | |
| 343 | (0,1) | Traction- Compression | 2478.7055 | | |

Tableau 3.1. Comparaison des fréquences propres

3.2.2 Présentation des déformées propres :

La figure 3.2 montre quelques déformées propres de la coque dans le vide.





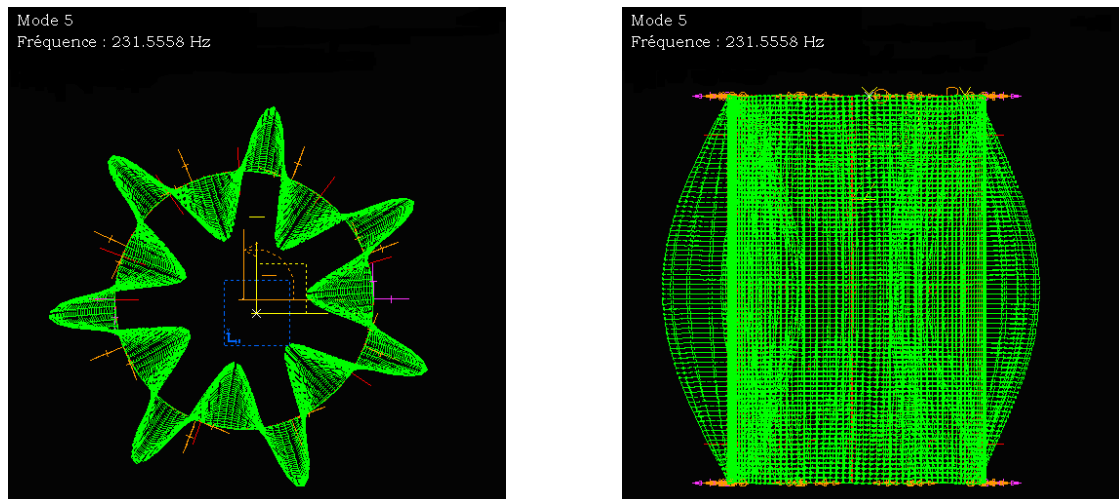


Fig. 3.2 Déformées propres de la coque relatives aux cinq premiers modes

3.2.3 Calcul des déplacements :

Les réponses obtenues avec I-deas sont basées sur les modes, il faut donc s'assurer de l'aptitude du modèle à bien représenter le comportement dynamique de la structure dans la bande de fréquence étudiée (finesse du modèle, type d'éléments...). La réponse d'une structure à une fréquence f est le résultat d'une combinaison de tous les modes de la structure dont la contribution du mode (j) a tendance à décroître rapidement lorsque :

$$f_j \gg f \text{ ou } f_j \ll f$$

Etant donné que les déplacements physiques sont exprimés dans une base modale tronquée, le nombre de modes à considérer est inférieur à celui qui peut être théoriquement extrait du modèle éléments finis. Le problème est comment choisir la troncature de façon à ce que les modes significatifs participent à la réponse. Malheureusement, il n'existe pas de règle générale permettant de définir *a priori* ce nombre car il est fortement dépendant du type de structure et surtout de la nature de l'excitation.

L'analyse de la troncature modale, par des outils tels que la flexibilité dynamique (déplacement/force) et la transmissibilité dynamique (force/force et déplacement/déplacement), est le seul vrai moyen de s'assurer d'une relative précision des résultats. Toutefois, il n'est pas toujours aisé d'accéder à ces informations, voire de les interpréter car la manipulation et le stockage des données nécessaires à leur calcul dans le cas général est également une source de difficulté.

La notion de masse dynamique (force/accélération) semble être aujourd'hui la plus répandue car, même si elle ne répond pas à tous les types de problèmes, elle est relativement aisée à mettre en oeuvre.

Nous avons excité la coque avec une force ponctuelle radiale au point de coordonnées ($z=0.48m$ et $\theta=60^\circ$) à des fréquences situées au dessus et en dessous de la fréquence d'anneau de la coque. Nous avons calculé la réponse de la coque en sélectionnant une zone autour du point d'application de la force couvrant un angle de 120° .

Les fichiers des résultats sont ensuite exportés en format universel pour qu'ils soient traités par un programme Matlab. Ce parcours est nécessaire afin d'extraire les valeurs des déplacements nodaux à la fréquence choisie.

Dans le travail que nous avons mené en [77] et afin de vérifier la convergence des déplacements d'une plaque courbée, nous avons calculé le déplacement radial, par I-deas, au nœud où la force est appliquée en fonction de la fréquence pour différents nombres de modes. Sur la figure 3.3, on constate que le déplacement radial calculé avec 500 modes est différent de celui calculé avec 300 modes. Ce qui signifie que la convergence est loin d'être atteinte. Nous avons tenté d'extraire plus de 500 modes pour s'assurer de la convergence des déplacements. Malheureusement le processus s'arrête après trois jours de calcul vu la taille très importante des matrices à résoudre.

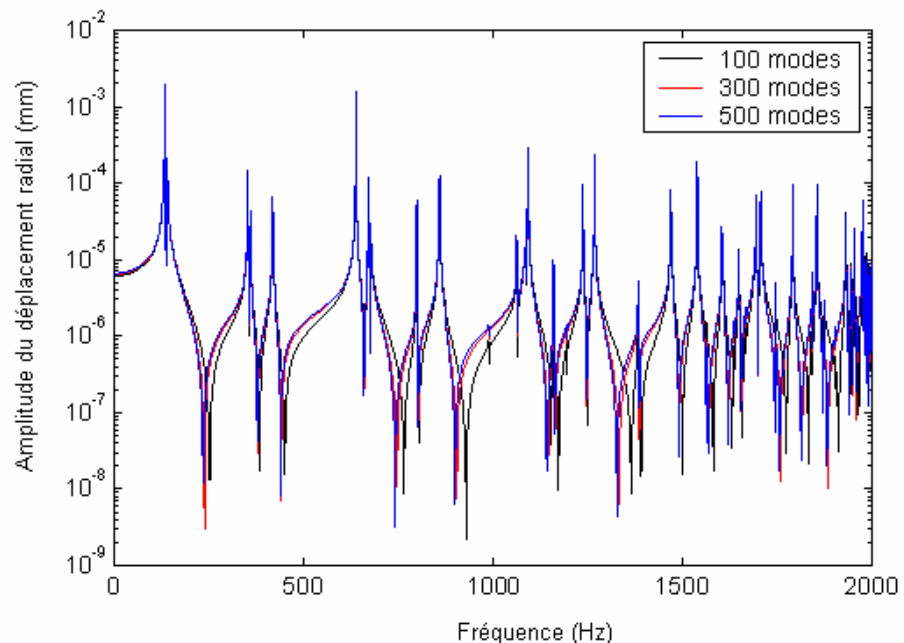


Fig. 3.3 Convergence du déplacement radial au point d'excitation.

3.2.4 Calcul de la distribution de force :

La distribution de force calculée à partir des déplacements radiaux à une fréquence de 4000Hz est montrée en figure 3.4.

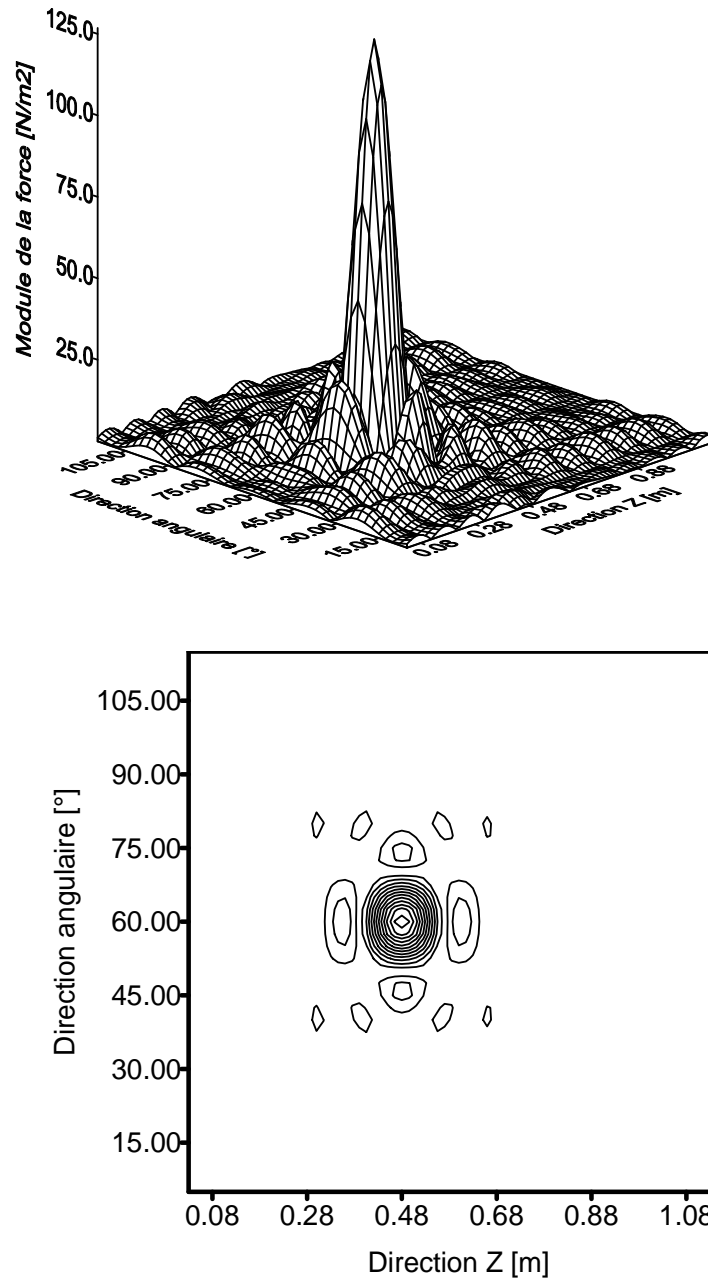


Fig. 3.4 Distribution de force calculée à 4000Hz à partir des déplacements radiaux.

La force est clairement prononcée dans la distribution à sa position exacte car à des fréquences supérieures à la fréquence d'anneau, la coque se comporte comme une plaque ayant la même épaisseur. Dans ce cas, la composante radiale suffit pour représenter la réponse

de la coque. La valeur de l'amplitude nettement supérieure à celle de la force injectée est le résultat de la multiplication du module de la force par la distribution de Dirac.

En dessous de la fréquence d'anneau, la distribution de force calculée à la fréquence de 250Hz à partir des déplacements radiaux est montrée en figure 3.5.

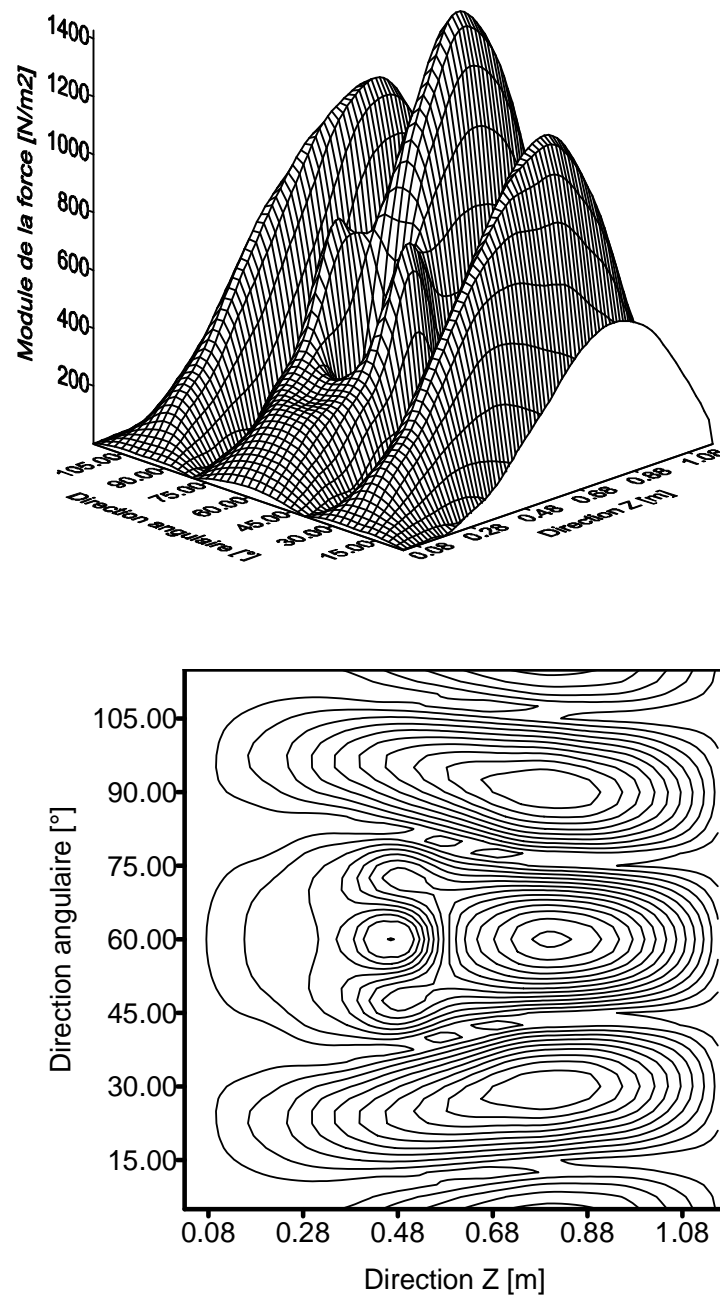
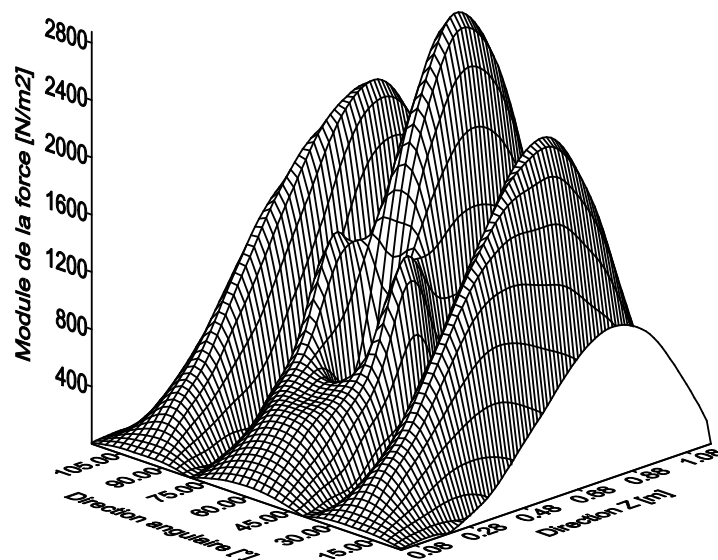


Fig. 3.5 Distribution de force calculée à 250Hz à partir des déplacements radiaux.

On constate que la position de la force est localisée mais elle est noyée dans la distribution qui présente des amplitudes importantes par rapport à celle de la force recherchée. Ce qui est normal du fait qu'en dessous de la fréquence d'anneau, les trois composantes sont nécessaires pour aboutir à la localisation de la force et le fait de négliger les deux composantes de déplacement lors de la reconstruction de la force conduit forcément à une distribution de force erronée car le couplage entre les mouvements de la coque devient de plus en plus fort en s'éloignant de la fréquence d'anneau vers les basses fréquences.

Examinons toujours le cas où la coque est excitée à 250Hz, mais cette fois-ci la distribution de force est calculée à partir de tous les déplacements.



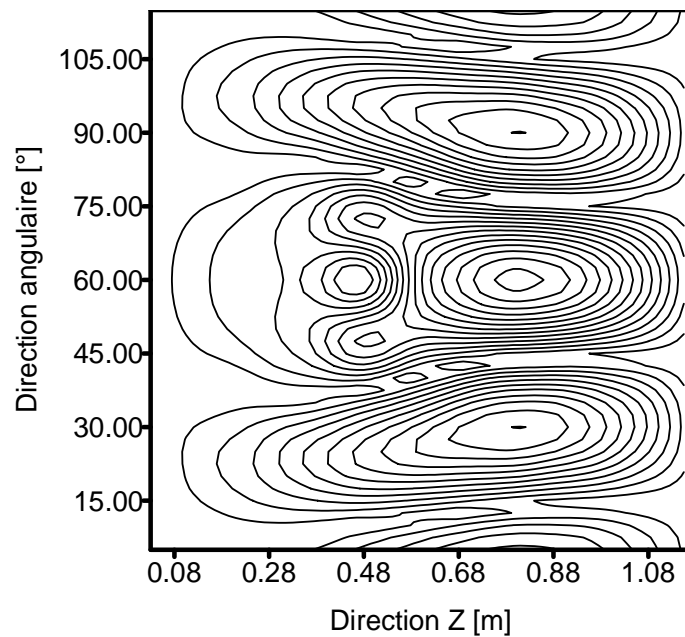


Fig. 3.6 Distribution de force calculée à 250Hz à partir des trois composantes de déplacement.

Nous avons montré par les simulations au chapitre I qu'en tenant compte de toutes les composantes de déplacement en basses fréquences, le résultat s'améliore d'une manière radicale. Alors, en figure 3.6, on remarque que l'allure de la distribution est identique à la précédente mais les valeurs des amplitudes de la force se sont pratiquement doublées par rapport à celles de la figure 3.5.

L'analyse de ce phénomène est que le nombre de modes utilisés lors du calcul modale s'élève à 1600 modes dans lesquelles sont inclus les modes de torsion et de traction-compression. A la différence de la rapidité des calculs que nous avons mené par la méthode analytique, nous sommes confrontés à des difficultés lors de l'extraction des modes propres de la coque par le logiciel I-deas. Les capacités du matériel informatique permettaient uniquement 500 modes comme un seuil maximum dans lesquels aucun mode de torsion ou de traction-compression n'est représenté. La fréquence maximale que nous avons pu atteindre est de 2112.79Hz, inférieure à celle du premier mode de torsion situé à 2186.08Hz ainsi qu'à celle du premier mode de traction-compression qui se manifeste à 2478.70Hz.

3.3 Conclusion :

La distribution de force, calculée à partir des déplacements radiaux fournis par le logiciel I-deas, montre la possibilité de localisation de la force au dessus de la fréquence

d'anneau. Alors que pour des fréquences inférieures, la localisation est difficile du fait que les déplacements calculés n'ont pas convergés à leurs valeurs exactes. D'autre part, la fréquence du premier mode de torsion et celle de traction-compression est encore plus élevée comparativement à la fréquence du mode de flexion de rang le plus élevé que nous avons pu atteindre. Cela veut dire qu'à part les modes de flexion qui sont excités, ceux correspondant à la torsion et à la traction-compression ne sont pas excités et par conséquent, les déplacements tangentiel et axial avaient des valeurs ne reflétant pas la vraie réponse de la coque. D'où, la distribution de force résultante n'offre aucune chance de localiser la force.

Les démarches proposées pour contourner les difficultés rencontrées n'ont pas abouti ni pour le calcul des déformations car le logiciel n'a pas la possibilité de faire cette tâche en dynamique ni avec un nombre de modes plus élevé suite à l'incapacité du matériel informatique d'extraire un nombre de modes encore plus élevé.

Chapitre IV :

Localisation des sources
d'excitation pour une coque
couplée avec un fluide externe
au repos et interne en
mouvement uniforme

4.1 But du Chapitre :

Les chapitres précédents avaient pour objectif la localisation des forces qui agissent sur une coque cylindrique dans le vide. Nous avons montré qu'il est possible de localiser des sources d'excitation mécaniques que ce soit en dessous de la fréquence d'anneau en utilisant les trois composantes de déplacement ou au dessus de cette fréquence en ne prenant que la composante radiale. Dans ce chapitre, on va traiter un problème beaucoup plus compliqué dans lequel la coque est couplée avec deux fluides ; externe au repos et interne en mouvement uniforme dont la circulation laminaire du fluide à l'intérieur de la coque peut provoquer une instabilité à partir de certaines vitesses d'écoulement [64]. Dans un premier temps, nous allons voir l'influence de la vitesse d'écoulement sur la détection des sources mécanique et acoustique pariétale. Dans un deuxième temps, nous examinons le cas d'une source acoustique monopolaire placée dans le fluide loin de la paroi où l'objectif est de voir si sa localisation est possible.

La résolution de l'équation d'Helmholtz, sans écoulement pour le milieu externe et avec écoulement laminaire pour le volume interne, s'effectue par l'application du théorème de Green. En appliquant la méthode intégrale, lorsque les fluides sont sollicités par les vibrations du cylindre sous l'action des sources d'excitation, les expressions de la pression acoustique externe et interne sont ensuite obtenues.

La résolution de l'équation du mouvement est réalisée en projetant les équations d'équilibre de la coque couplée aux milieux acoustiques sur la base de ses modes propres dans le vide pour aboutir aux amplitudes modales. Ces dernières permettent le calcul des déplacements qui servent comme données principales pour la résolution du problème inverse.

4.2 Equation du mouvement de la coque sous charges fluides :

Le problème traité dans ce qui suit est la résolution de l'équation du mouvement d'une coque cylindrique finie et prolongée par des baffles cylindriques semi-infinis rigides (figure 4.1) avec prise en compte du couplage avec les fluides interne et externe. Les baffles rigides ont de l'importance lors du calcul des intégrales qui mènent à la détermination de la vitesse acoustique, imposée nulle par les prolongements de la coque [78].

La méthode utilisée pour résoudre les problèmes de ce type est une méthode intégrale où le théorème de Green est appliqué au volume interne pour résoudre l'équation d'Helmoltz. Ce cheminement conduit à la détermination de la pression acoustique interne.

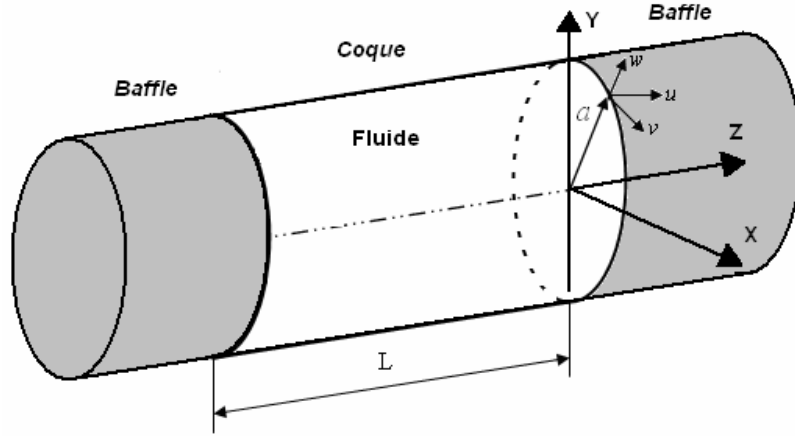


Fig. 4.1 Coque cylindrique prolongée par des baffles indéformables

Les équations de base sont celles formulées au chapitre I, mais couplées avec les fluides externe au repos et interne en mouvement uniforme lorsque la coque est excitée avec une force mécanique, appliquée radialement :

$$\frac{Eh}{1-\nu^2} [L] \begin{Bmatrix} u \\ v \\ w \end{Bmatrix} + \rho\omega^2 h \begin{Bmatrix} u \\ v \\ w \end{Bmatrix} = - \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ Fw \end{Bmatrix} - \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ P^{(e)} - P^{(i)} \end{Bmatrix} \quad (4.1)$$

où: $P^{(e)}$ et $P^{(i)}$ sont, respectivement, la pression pariétale extérieure et intérieure.

Tous les développements permettant le calcul des pressions acoustiques sont explicitement exposées en [79] pour l'acoustique extérieure et en [64] pour celle intérieure. Nous nous exposons ici une brève synthèse de ces développements.

4.2.1 Expression de la pression acoustique externe :

La pression acoustique $P^{(e)}$ peut être calculée à n'importe quel point du milieu extérieur au repos par l'expression suivante :

$$P^{(e)}(Q_0) = \rho_e \int \int_{\theta, z} w(Q) G^e(Q, Q_0) ad \theta dz \quad (4.2)$$

avec : ρ_e la masse volumique du fluide extérieur ;

$G^e(Q, Q_0)$ une fonction de Green du milieu extérieur ;

$w(Q)$ les déplacements radiaux de la coque.

L'expression de la fonction de Green dans le milieu extérieur est donnée par :

$$G^e(Q, Q_0) = \frac{1}{4\pi a^2} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \cos n(\theta - \theta_0) \int_{-\infty}^{+\infty} H_n(k_r r) / [k_r H'_n(k_r a)] e^{jk_z(z-z_0)} dk_z \quad (4.3)$$

avec : $k_e^2 = k_z^2 + k_r^2$ et $k_e = \omega / c_e$

K_e : Nombre d'onde acoustique dans le milieu extérieur ;

c_e : Célérité du son dans le milieu extérieur ;

K_z : Nombre d'onde axial ;

K_r : Nombre d'onde radial ;

H_n : Fonction de HANKEL (sa dérivée H'_n) de premier espèce d'ordre n ;

ε_n : Facteur de Neumann.

Introduisons (4.3) dans (4.2) ainsi que les déplacements radiaux exprimés de la même manière qu'au chapitre I par l'expression (1.2), on obtient l'expression de la pression acoustique pariétale sous la forme suivante :

$$P^{(e)}(Q) = \rho_e \frac{\omega^2}{2\pi} \sum_{\alpha=0}^1 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{j=1}^3 A_{nmj}^{\alpha} \sin(n\theta + \alpha\pi / 2) \int_{-\infty}^{+\infty} H_n(k_r r) / [k_r H'_n(k_r a)] e^{jk_z(z-z_0)} dk_z \quad (4.4)$$

où A_{nmj}^{α} sont les amplitudes modales de la coque sous charges fluides, d'ordre circonférentiel n et d'ordre longitudinal m et de type de mode j .

La pression généralisée, exercée par le fluide extérieur sur la coque, est exprimée par :

$$P_{pqk}^{\alpha(e)} = \int_{\theta} \int_z (P^{(e)} \sin(p\theta + \alpha\pi / 2) \sin k_q z) ad \theta dz \quad (4.5)$$

En remplaçant l'expression (4.4) dans l'expression (4.5) et en intégrant sur la surface du cylindre, on aboutit à l'expression de la pression généralisée extérieure suivante :

$$P_{pqk}^{\alpha(e)} = -j\omega \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{j=1}^3 Z_{pqm}^e A_{pmj}^{\alpha} \quad (4.6)$$

où Z_{pqm}^e est l'impédance de rayonnement intermodale dans le milieu extérieur, d'ordre circonférentiel p et d'ordres longitudinaux q et m .

$$Z_{pqm}^e = j\rho_e \omega a^2 / \varepsilon_p \int_{-\infty}^{+\infty} H_p(k_r a) / [k_r a H_n'(k_r a)] \hat{\psi}_m(k_z) \hat{\psi}_m^*(k_z) dk_z \quad (4.7)$$

où $\hat{\psi}_m(k_z)$ est la transformée de Fourier spatiale de la forme propre longitudinale d'ordre m qui est exprimée comme suit :

$$\hat{\psi}_m(k_z) = \int_0^L \sin \frac{m\pi}{L} z e^{-jk_z z} dz \text{ et sa conjuguée } \hat{\psi}_m^*(k_z) = \int_0^L \sin \frac{q\pi}{L} z e^{+jk_z z} dz \quad (4.8)$$

Les expressions des impédances de rayonnement sont calculées numériquement car elles sont difficiles à calculer analytiquement.

4.2.2 Expression de la pression acoustique interne :

La pression acoustique $P^{(i)}$ produite par les vibrations de la coque est donnée par l'expression suivante :

$$P^{(i)}(Q_0) = -\rho_i \int \int_{\theta} G(Q, Q_0) (-\omega^2 + V_z^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} - 2j\omega V_z \frac{\partial}{\partial z}) w(Q) ad \theta dz \quad (4.9)$$

avec : ρ_i la masse volumique du fluide intérieur ;

$G(Q, Q_0)$ une fonction de Green du milieu intérieur ;

V_z la vitesse d'écoulement du fluide à l'intérieur de la coque ;

La fonction de Green représente la fonction de transfert acoustique entre le point d'écoute Q et le point d'émission Q_0 . En présence de l'écoulement, cette fonction n'est pas symétrique en aval et en amont du point d'émission en z_0 et elle s'exprime comme suit :

A gauche de z_0 ($z \leq z_0$) :

$$G_g(Q, Q_0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{j}{2S_0} \frac{J_n(k_{nl}r_0)J_n(k_{nl}r) \exp(jn(\theta - \theta_0))}{\left[1 - \left(\frac{n}{k_{nl}a}\right)^2\right] J_n^2(k_{nl}a) \sqrt{k^2 - (1 - M^2)k_{nl}^2}} \exp\left(j \frac{kM - \sqrt{k^2 - (1 - M^2)k_{nl}^2}}{1 - M^2} (z - z_0)\right) \quad (4.10)$$

A droite de z_0 ($z \geq z_0$) :

$$G_d(Q, Q_0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{j}{2S_0} \frac{J_n(k_{nl}r_0)J_n(k_{nl}r) \exp(jn(\theta - \theta_0))}{\left[1 - \left(\frac{n}{k_{nl}a}\right)^2\right] J_n^2(k_{nl}a) \sqrt{k^2 - (1 - M^2)k_{nl}^2}} \exp\left(j \frac{kM + \sqrt{k^2 - (1 - M^2)k_{nl}^2}}{1 - M^2} (z - z_0)\right) \quad (4.11)$$

avec : $J_n(k_{nl}r)$ la fonction de Bessel d'ordre circonférentiel n ;

k_{nl} le nombre d'onde propre des fonctions de Bessel avec condition de Neumann d'ordre circonférentiel n et radial l ;

k le nombre d'onde acoustique $k = \omega/c$;

M le nombre de Mach, défini comme V_z/c ;

S_0 la section du cylindre.

Par ailleurs, si l'écoulement est nul ($M=0$), la fonction de Green devient symétrique et prend la forme suivante :

$$G(Q, Q_0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{j}{2S_0} \frac{J_n(k_{nl}r_0)J_n(k_{nl}r) \exp(jn(\theta - \theta_0))}{\left[1 - \left(\frac{n}{k_{nl}a}\right)^2\right] J_n^2(k_{nl}a) \sqrt{k^2 - k_{nl}^2}} \exp\left(j \sqrt{k^2 - k_{nl}^2} |z - z_0|\right) \quad (4.12)$$

Introduisons les expressions (4.10) et (4.11) dans l'expression intégrale de la pression pariétale donnée par (4.9), on obtient :

$$P^{(i)}(Q_0) = -\rho_i \left\{ \int_0^{2\pi} \int_0^{z_0} G_g(Q, Q_0) \left((-\omega^2 - V_z^2 k_m^2) w(Q) - 2j\omega V_z \frac{\partial w(Q)}{\partial z} \right) adz d\theta \right. \\ \left. + \int_0^{2\pi} \int_0^L G_d(Q, Q_0) \left((-\omega^2 - V_z^2 k_m^2) w(Q) - 2j\omega V_z \frac{\partial w(Q)}{\partial z} \right) adz d\theta \right\} \quad (4.13)$$

Enfin, l'expression finale de la pression acoustique agissant sur la paroi interne du cylindre peut être obtenue sous la forme suivante :

$$P^{(i)}(Q_0) = j\rho_i \frac{1}{a} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{j=1}^3 \sum_{l=1}^{\infty} (A_{nmj}^{sym} \cos n\theta_0 + A_{nmj}^{asym} \sin n\theta_0) \\ \frac{[k^2 - (1-M^2)k_{nl}^2]^{1/2}}{\chi_{nl}} \left\{ (\omega^2 + V_z^2 k_m^2) \left(\frac{\exp(-jk_{z2}z_0)}{k^2 - k_{z2}^2} (-k_m \cos k_m z_0 \exp(jk_{z2}z_0) \right. \right. \\ \left. \left. + k_m + jk_{z2} \sin k_m z_0 \exp(jk_{z2}z_0) \right) + \frac{\exp(-jk_{z1}z_0)}{k_m^2 - k_{z1}^2} (-k_m (-1)^m \exp(jk_{z1}L) + \right. \\ \left. k_m \cos k_m z_0 \exp(jk_{z1}z_0) - jk_{z1} \sin k_m z_0 \exp(jk_{z1}z_0)) \right) + 2j\omega V_z k_m \left(\frac{\exp(-jk_{z2}z_0)}{k_m^2 - k_{z2}^2} \right. \\ \left. (k_m \sin k_m z_0 \exp(jk_{z2}z_0) + jk_{z2} \cos k_m z_0 \exp(jk_{z2}z_0) - jk_{z2}) + \frac{\exp(-jk_{z1}z_0)}{k_m^2 - k_{z1}^2} \right. \\ \left. (-k_m \sin k_m z_0 \exp(jk_{z1}z_0) + jk_{z1} (-1)^m \exp(jk_{z1}L) - jk_{z1} \cos k_m z_0 \exp(jk_{z1}z_0)) \right) \left. \right\} \quad (4.14)$$

Avec : $\chi_{nl} = (1 - (\frac{n}{k_{nl}a})^2) \quad \text{si } (n,l) \neq (0,1); \chi_{01} = 1$

Les nombres d'ondes axiaux k_{z1} et k_{z2} sont définis comme suit :

$$k_{z1} = \frac{kM + \sqrt{k^2 - (1-M^2)k_{nl}^2}}{1-M^2} \quad \text{et} \quad k_{z2} = \frac{kM - \sqrt{k^2 - (1-M^2)k_{nl}^2}}{1-M^2} \quad (4.15)$$

La pression généralisée, exercée par le fluide intérieur sur la coque, est exprimée par :

$$P_{pqk}^{\alpha(i)} = \int_{\theta} \int_z (P^{(i)} \sin(p\theta + \alpha\pi/2) \sin(k_q z)) ad\theta dz \quad (4.16)$$

En remplaçant l'expression (4.15) dans l'expression (4.16) et en intégrant sur la surface du cylindre, on aboutit à l'expression de la pression généralisée intérieure suivante :

$$P_{pqk}^{\alpha(i)} = j\omega \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{j=1}^3 Z_{pqm}^{(i)} A_{pmj}^{\alpha} \quad (4.17)$$

où $Z_{pqm}^{(i)}$ est l'impédance intermodale qui couple le fluide avec les modes de la coque, d'ordre circonférentiel p et longitudinaux q et m .

Les expressions des impédances de rayonnement, directe et croisée, sont exprimées de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
 Z_{pqq}^{(i)} = \rho_f \frac{2\pi}{\varepsilon_p} & \left(j \frac{L}{2} \left(\frac{k_{z2}(\omega + V_z^2 k_q^2 / \omega) + 2V_z k_q^2}{k_q^2 - k_{z2}^2} - \frac{k_{z1}(\omega + V_z^2 k_q^2 / \omega) + 2V_z k_q^2}{k_q^2 - k_{z1}^2} \right) \right. \\
 & + \frac{1 - (-1)^q e^{-jk_{z2}L}}{(k_q^2 - k_{z2}^2)^2} (k_q^2 \omega + V_z^2 k_q^4 / \omega) + 2V_z k_{z2} k_q^2 \\
 & \left. + \frac{1 - (-1)^q e^{-jk_{z1}L}}{(k_q^2 - k_{z1}^2)^2} (k_q^2 \omega + V_z^2 k_q^4 / \omega) + 2V_z k_{z1} k_q^2 \right) \alpha_{pl}
 \end{aligned} \quad (4.18)$$

$$\begin{aligned}
 Z_{pqm}^{(i)} = \rho_f \frac{2\pi}{\varepsilon_p} & \left(\frac{k_m k_q (1 - (-1)^q e^{-jk_{z2}L})}{(k_m^2 - k_{z2}^2)(k_q^2 - k_{z2}^2)} (\omega + V_z^2 k_m^2 / \omega + 2V_z k_{z2}^2) \right. \\
 & \left. + \frac{k_m k_q ((-1)^{m+q} - (-1)^m e^{jk_{z1}L})}{(k_m^2 - k_{z2}^2)(k_q^2 - k_{z2}^2)} (\omega + V_z^2 k_m^2 / \omega + 2V_z k_{z1}^2) \right) \alpha_{pl}
 \end{aligned} \quad (4.19)$$

Avec :

$$\alpha_{pl} = \frac{(k^2 - (1 - M^2)k_{pl}^2)^{-1/2}}{\chi_{nl}}$$

La projection des équations du mouvement 4.1 dans la base propre du cylindre, en utilisant les relations d'orthogonalité des modes de coque dans le vide, fournit les équations du mouvement modales sous la forme suivante :

$$m_{pqk} (\omega_{pqk}^2 - \omega^2) A_{pqk}^\alpha = F_{pqk}^\alpha + P_{pqk}^{\alpha(i)} - P_{pqk}^{\alpha(e)} \quad (4.20)$$

Remplaçons les expressions de la pression acoustique généralisée extérieure (4.6) et intérieure (4.17) dans l'équation du mouvement généralisée (4.20) et tenons en compte l'amortissement structural, on aboutit à un système d'équations linéaires généralisées qui dépendent uniquement des amplitudes modales de la coque sous charges fluides :

$$m_{pqk} (\omega_{pqk}^2 (1 - j\eta_c) - \omega^2) A_{pqk}^\alpha - j\omega \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{j=1}^3 (Z_{pqm}^e - Z_{pqm}^i) A_{pmj}^\alpha = F_{pqk}^\alpha \quad (4.21)$$

La résolution de (4.21) permet la détermination des amplitudes modales de la coque sous la charge des fluides extérieur et intérieur. Ensuite, on procède au calcul des déplacements de la coque par l'expression (1.2) du chapitre I.

4.2.3 Pression acoustique interne en présence d'un monopole :

La procédure de calcul de la pression acoustique dans la conduite à la suite d'une excitation par monopole est donnée en [64].

$$P^{(i)}(Q_0) = -\rho_i \iint_{\theta z} G(Q, Q_0) (-\omega^2 + V_z^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} - 2j\omega V_z \frac{\partial}{\partial z}) w(Q) ad\theta dz - j\omega A G(Q_s, Q_0) - V_z A \frac{\partial G(Q_s, Q_0)}{\partial z_s} \quad (4.22)$$

Avec $G(Q_s, Q_0)$ la fonction de Green exprimant le transfert acoustique entre le point source Q_s et le point d'écoute Q_0 .

L'expression (4.22) montre que l'excitation par le monopôle, représentée par le deuxième terme, donne naissance à un dipôle (troisième terme). On remarque qu'en absence d'écoulement ($V_z=0$), la source dipolaire disparaît de l'expression de la pression.

L'expression finale de la pression acoustique à l'intérieur du cylindre, après tous les développements faits, peut s'exprimer comme suit :

$$\begin{aligned} P^{(i)}(Q_0) = & j\rho_i \frac{1}{a} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{j=1}^3 \sum_{l=1}^{\infty} (A_{nmj}^{sym} \cos n\theta_0 + A_{nmj}^{asym} \sin n\theta_0) \\ & \frac{J_n(k_{nl}r_0) [k^2 - (1-M^2)k_{nl}^2]^{-1/2}}{J_n(k_{nl}a) \chi_{nl}} \left\{ (\omega^2 + V_z^2 k_m^2) \left(\frac{\exp(-jk_{z2}z_0)}{k^2 - k_{z2}^2} (-k_m \cos k_m z_0 \exp(jk_{z2}z_0)) \right. \right. \\ & + k_m + jk_{z2} \sin k_m z_0 \exp(jk_{z2}z_0)) + \frac{\exp(-jk_{z1}z_0)}{k_m^2 - k_{z1}^2} (-k_m (-1)^m \exp(jk_{z1}L) + \\ & k_m \cos k_m z_0 \exp(jk_{z1}z_0) - jk_{z1} \sin k_m z_0 \exp(jk_{z1}z_0)) + 2j\omega V_z k_m \left(\frac{\exp(-jk_{z2}z_0)}{k_m^2 - k_{z2}^2} \right. \\ & (k_m \sin k_m z_0 \exp(jk_{z2}z_0) + jk_{z2} \cos k_m z_0 \exp(jk_{z2}z_0) - jk_{z2}) + \frac{\exp(-jk_{z1}z_0)}{k_m^2 - k_{z1}^2} \\ & \left. \left. (-k_m \sin k_m z_0 \exp(jk_{z1}z_0) + jk_{z1} (-1)^m \exp(jk_{z1}L) - jk_{z1} \cos k_m z_0 \exp(jk_{z1}z_0)) \right) \right\} \\ & + A \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\varepsilon_n}{2S} \frac{J_n(k_{nl}r_0) J_n(k_{nl}r_s) \cos n(\theta_s - \theta_0)}{\left[1 - \left(\frac{n}{k_{nl}a} \right)^2 \right] J_n^2(k_{nl}a) \sqrt{K^2 - (1-M^2)k_{nl}^2}} \left\{ (\omega + jV_z k_{z1}) \exp(jk_{z1}(z_s - z_0)) \right\}_{z_s \geq z_0} \\ & \left\{ (\omega + jV_z k_{z2}) \exp(jk_{z2}(z_s - z_0)) \right\}_{z_s \leq z_0} \end{aligned} \quad (4.23)$$

4.3 Simulations numériques sans écoulement :

Des simulations numériques ont été faites avec les mêmes données du chapitre I mais en présence des fluides au repos (de l'air et/ou de l'eau) dans le but de voir la possibilité de localiser des sources mécaniques ou acoustiques.

4.3.1 Cas d'une excitation mécanique :

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats de la simulation numérique pour la localisation d'une force répartie ($z=0.27-0.33m$ et $\theta=41^\circ-49^\circ$). Trois configurations de couplage des fluides avec la structure : de l'eau à l'intérieur et de l'air à l'extérieur, de l'air à l'intérieur et de l'eau à l'extérieur, de l'air à l'intérieur et de l'air à l'extérieur.

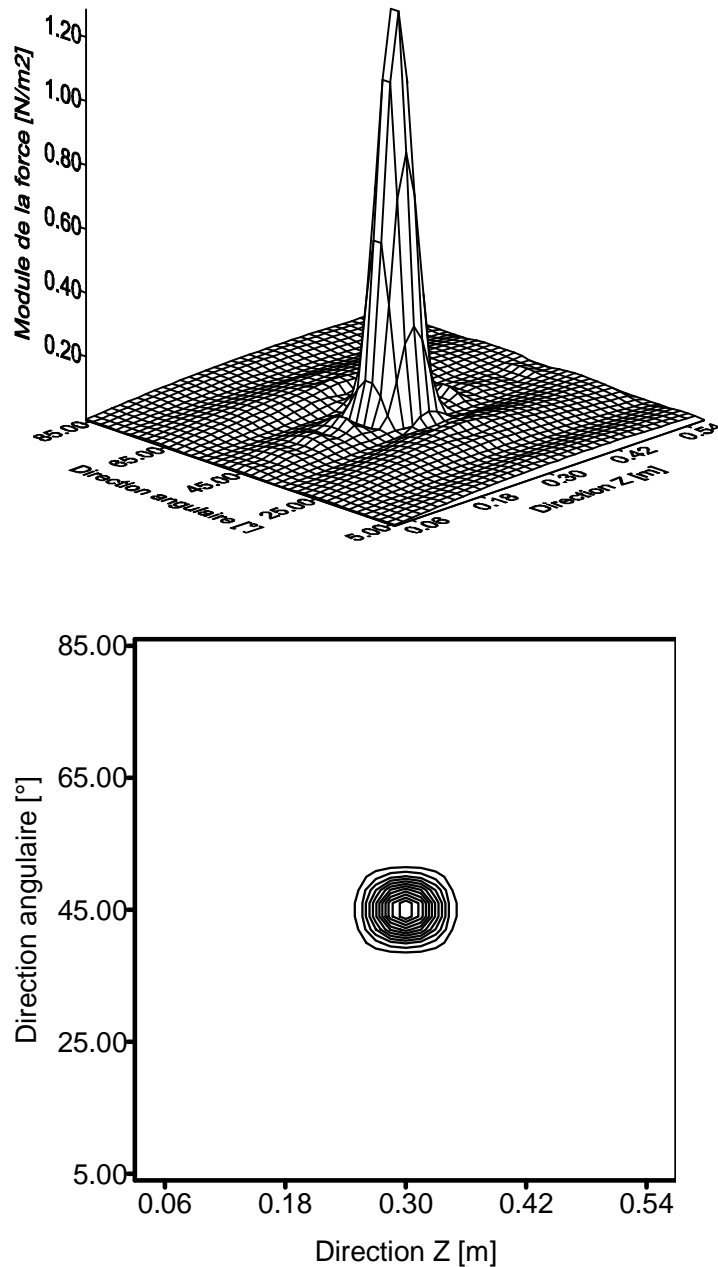


Fig. 4.2 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements exacts.

La coque, contenant de l'eau au repos et immergée dans l'air, est excitée à 160Hz par une force répartie.

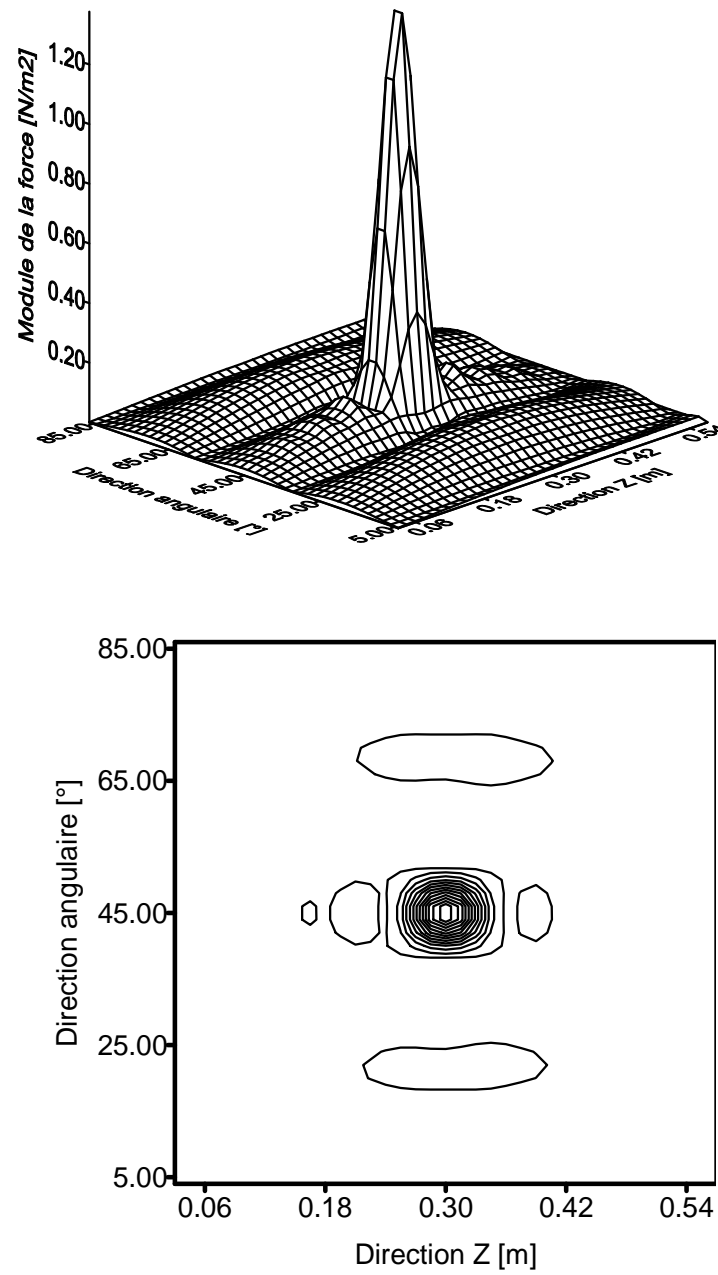


Fig. 4.3 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements exacts.
 La coque, contenant de l'air au repos et immergée dans l'eau, est excitée à 160Hz par une force répartie.

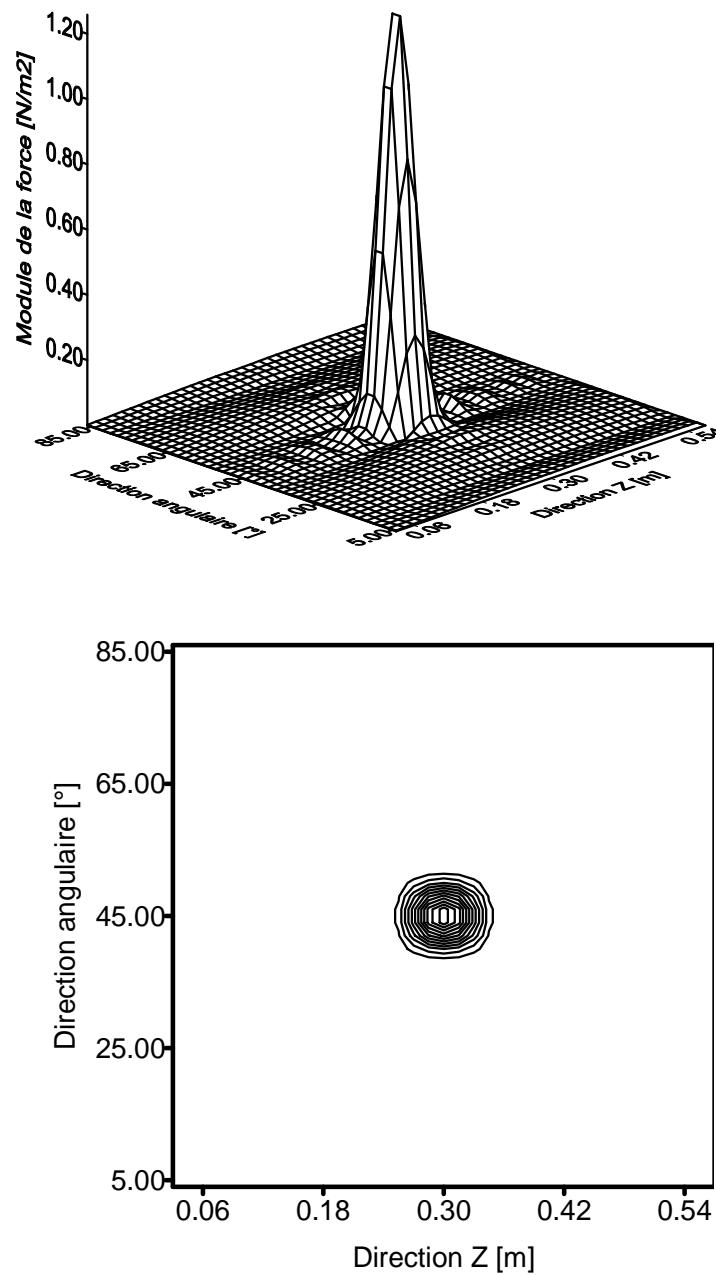


Fig. 4.4 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements exacts.

La coque, contenant de l'air au repos et immergée dans l'air, est excitée à 160Hz par une force répartie.

Il est clair que la méthode donne aussi de bons résultats quelque soit la nature des fluides. La figure 4.2 montre que lorsque la coque est remplie d'eau et immergée dans l'air, l'amplitude de la force reconstruite, égale à 1.28618N/m^2 , est légèrement inférieure à celle

reconstruite lorsque la coque est dans le vide (1.32328N/m^2). L'eau, dans ce cas, exerce un amortissement sur la paroi interne de la coque et réduit l'amplitude des vibrations et par conséquent, l'amplitude de la force diminue. Au contraire, lorsque de l'eau est à l'extérieur et de l'air est à l'intérieur de la coque (figure 4.3), la masse du fluide extérieur agit en même direction que celle de la force appliquée et dans ce cas l'amplitude de la force reconstruite est augmentée (1.37698N/m^2). Lorsque la coque est remplie avec de l'air et immergée dans l'air (figure 4.4), celle-ci présente une amplitude de 1.25862N/m^2 , légèrement inférieure à celle où la coque est remplie avec de l'eau. Pour la même bande de fréquence, le nombre de modes qui participent positivement à la réponse est plus élevé dans le cas où la coque est remplie avec de l'eau qu'avec de l'air. Ce qui explique la diminution de l'amplitude de la force reconstruite lorsque la coque est remplie avec de l'air.

Afin de mieux comprendre l'effet de la nature du fluide interne sur le comportement dynamique de la structure, nous présentons sur la figure 4.5 la vitesse quadratique moyenne radiale de la coque cylindrique contenant soit de l'air soit de l'eau en fonction de la fréquence [64]. On constate que le niveau vibratoire de la coque diminue sous l'effet de l'amortissement provoqué par l'eau. En outre, un décalage des pics vers les basses fréquences est observé suite à l'effet de la masse ajoutée de l'eau plus importante que celle de l'air.

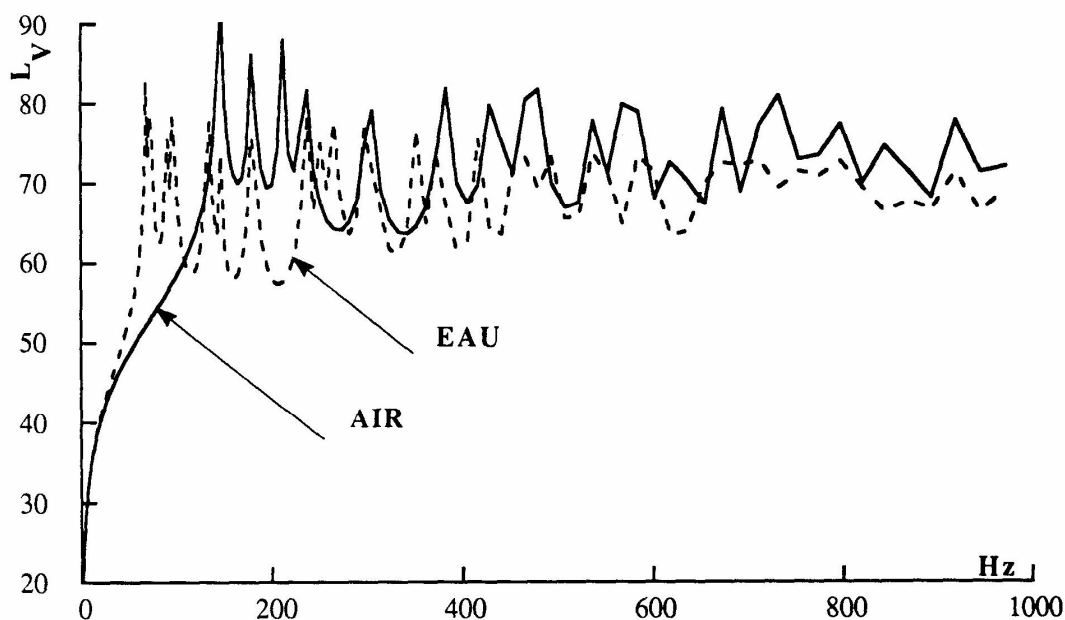


Fig. 4.5 Vitesse quadratique radiale de la coque dans l'air, contenant soit de l'air soit de l'eau au repos. Excitation avec force ponctuelle en $L/2$.

Les deux phénomènes sont observés aussi pour le cas d'une plaque couplée avec un fluide lourd [80].

Pour mieux voir la possibilité de localiser des sources mécaniques en d'autres zones fréquentielles, des simulations numériques ont été réalisées sur la coque remplie d'eau et immergée dans l'air.

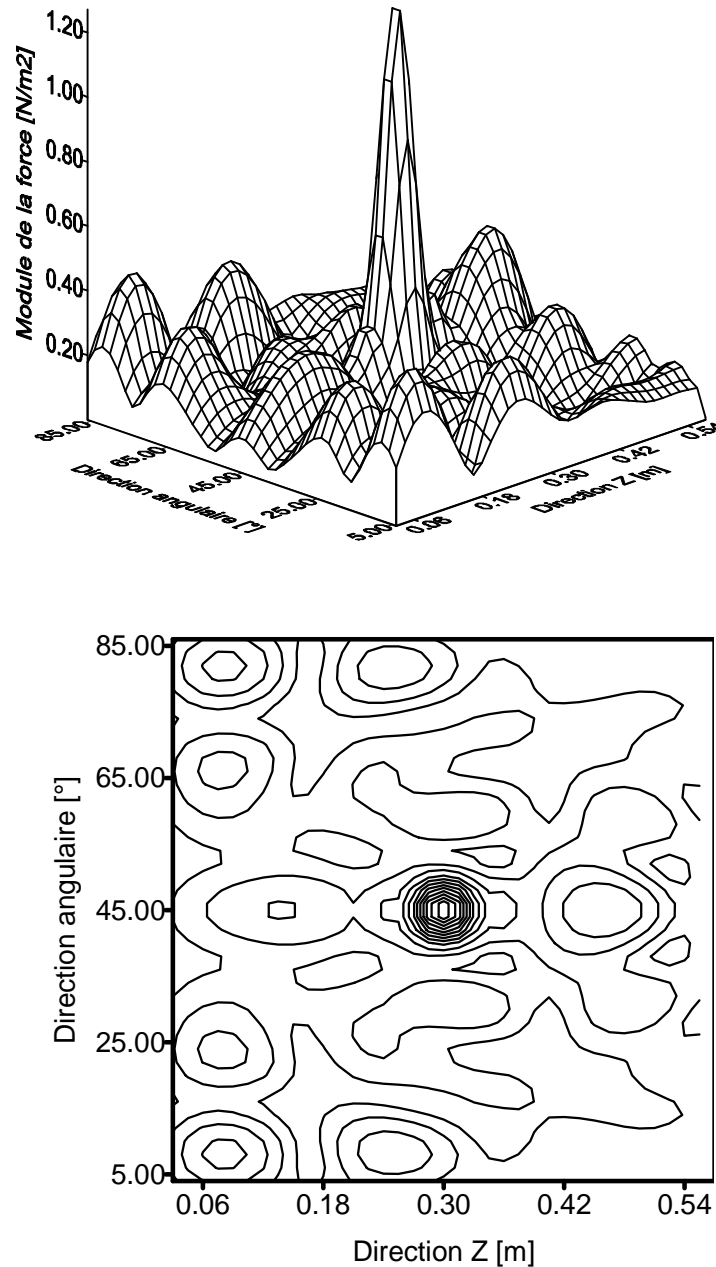


Fig. 4.6 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements exacts. La coque, contenant de l'eau au repos et immergée dans l'air, est excitée à 925Hz par une force répartie.

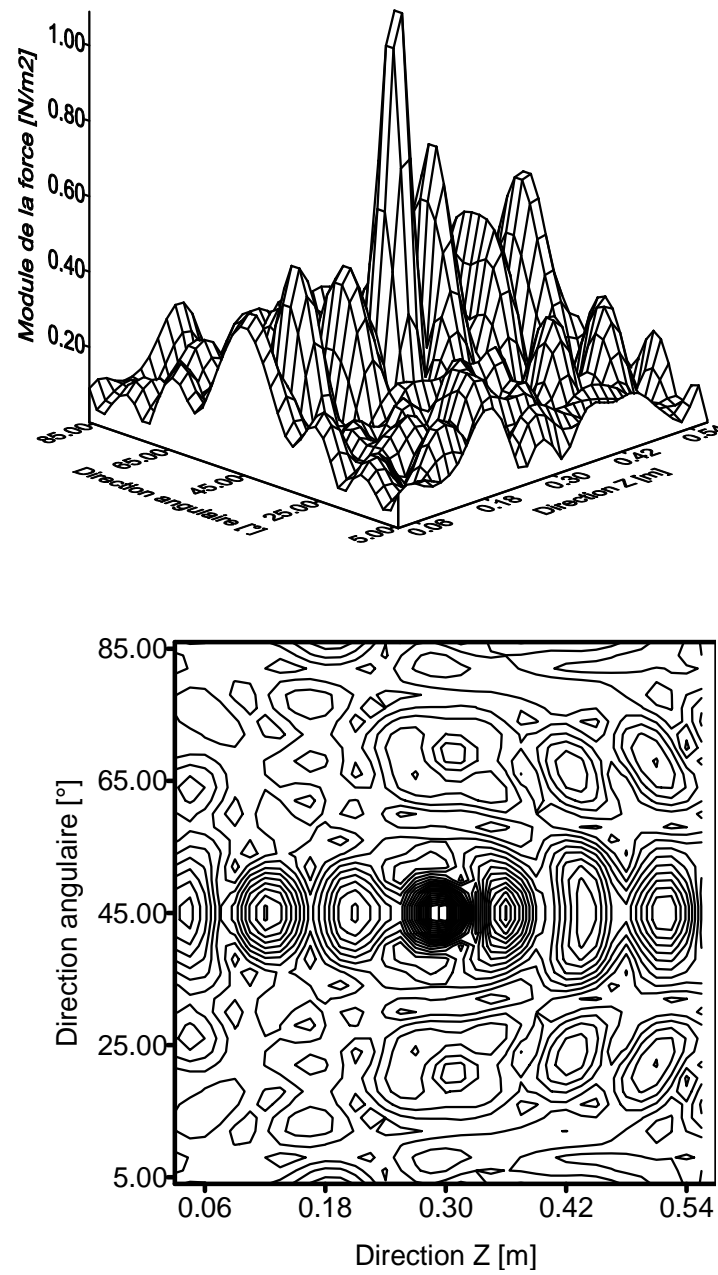


Fig. 4.7 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements exacts.
 La coque, contenant de l'eau au repos et immergée dans l'air, est excitée à 1615Hz par une force répartie.

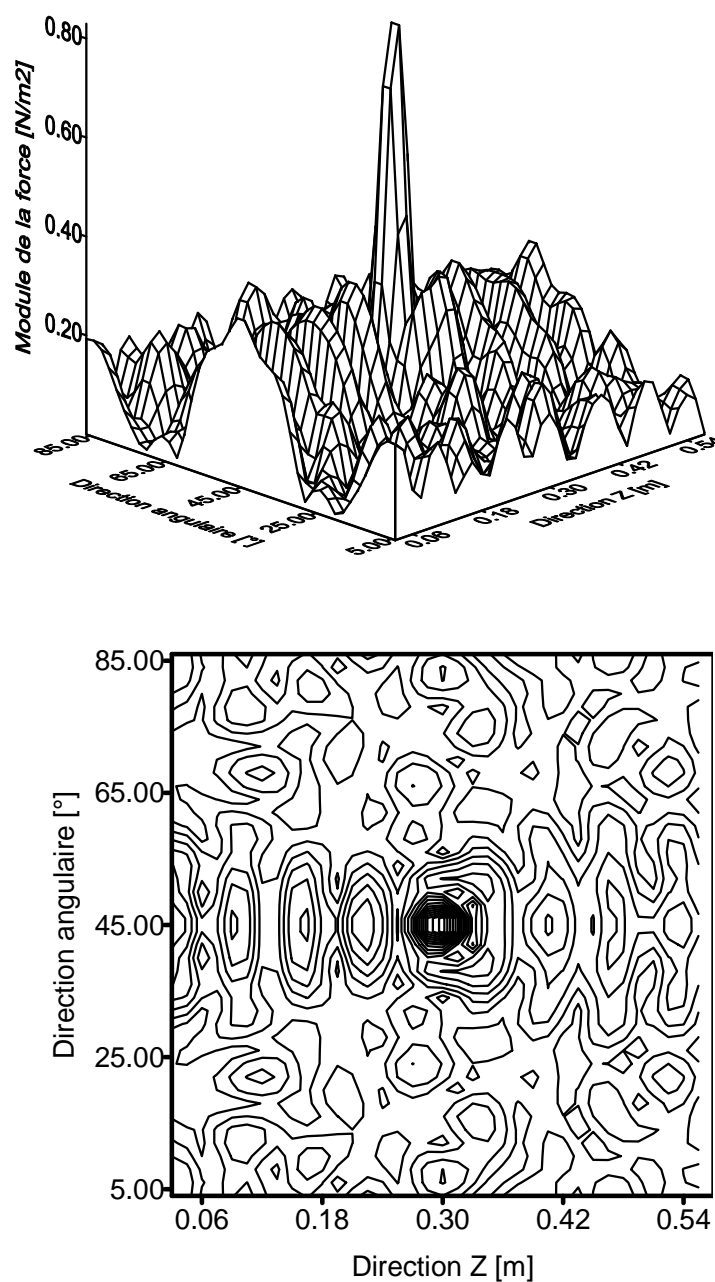
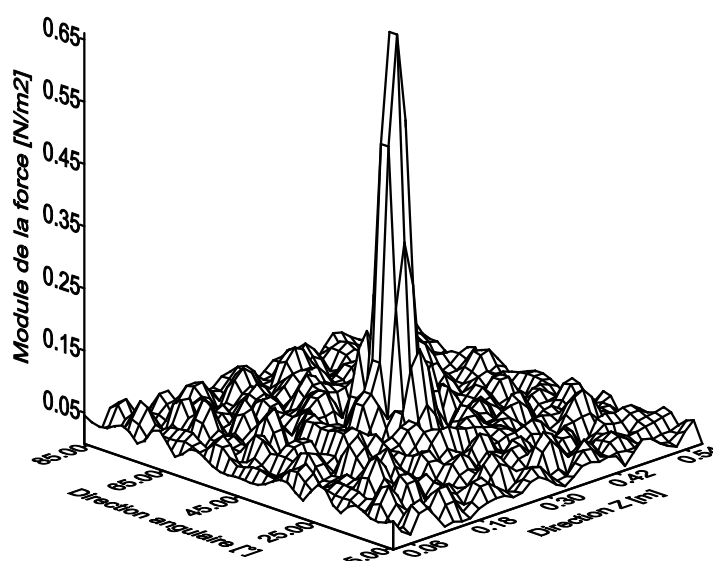


Fig. 4.8 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements exacts.
 La coque, contenant de l'eau au repos et immergée dans l'air, est excitée à 2128Hz
 par une force répartie.

Sur les figures 4.6, 4.7 et 4.8, on montre les distributions de force à différentes fréquences d'excitation où la position de l'excitation est clairement prononcée. La première constatation est que l'amplitude de la force elle-même diminue avec la croissance de la

fréquence. Ce qui normal du fait que l'amplitude des vibrations diminue avec l'augmentation de la fréquence. La deuxième constatation est que des lobes secondaires naissent à côté de la force recherchée dont le nombre augmente avec l'augmentation de la fréquence et qui reflète la densité modale réelle. Par ailleurs, les amplitudes de ces lobes sont plus au moins importantes indépendamment de la fréquence. Le décalage des pics de résonance vers les basses fréquences dans le cas où la coque est couplée avec de l'eau (figure 4.4) peut faire rapprocher une des fréquences propres à la fréquence d'excitation de sorte que la résonance commence à se manifester.

La figure 4.9 présente la distribution de force reconstruite à 4000Hz avec uniquement la composante radiale de déplacement où la diminution de l'amplitude de la force est observée. Par contre, les lobes ont pratiquement disparu et leurs amplitudes sont beaucoup moins importantes qu'auparavant car la densité modale à cette fréquence est très importante.



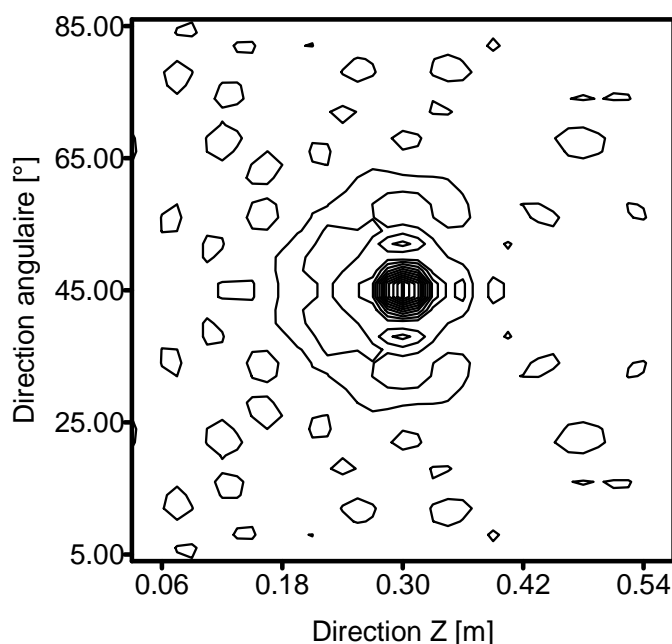


Fig. 4.9 Distribution de force reconstruite à partir du déplacement radial uniquement.
La coque, contenant de l'eau au repos et immergée dans l'air, est excitée à 4000Hz par une force répartie.

4.3.2 Cas d'une excitation acoustique :

Dans ce paragraphe, on essaiera de localiser une source de nature différente que celle mécanique (un monopole par exemple) agissant sur l'intérieur de la coque et voir, en particulier, l'influence de la position radiale de cette source sur la possibilité de sa localisation lorsque la coque contient de l'eau au repos et immergée dans l'air.

Sur les figures 4.10, 4.11 et 4.12, nous présentons la reconstruction d'une source monopolaire à la suite d'une excitation à 160Hz lorsque cette source est placée en $z_s=0.4m$, en $\theta_s=30^\circ$ et à des positions radiales variables : respectivement en contact avec la paroi intérieure, à moitié du rayon et sur l'axe du cylindre et sur l'axe du cylindre.

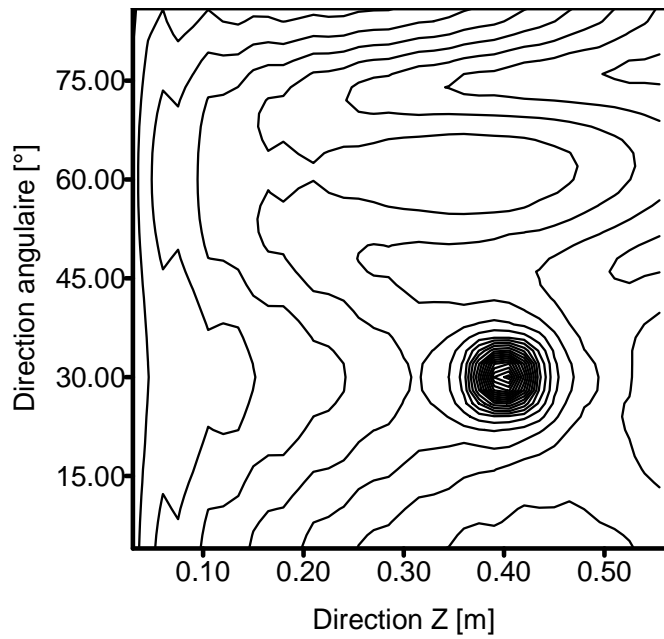
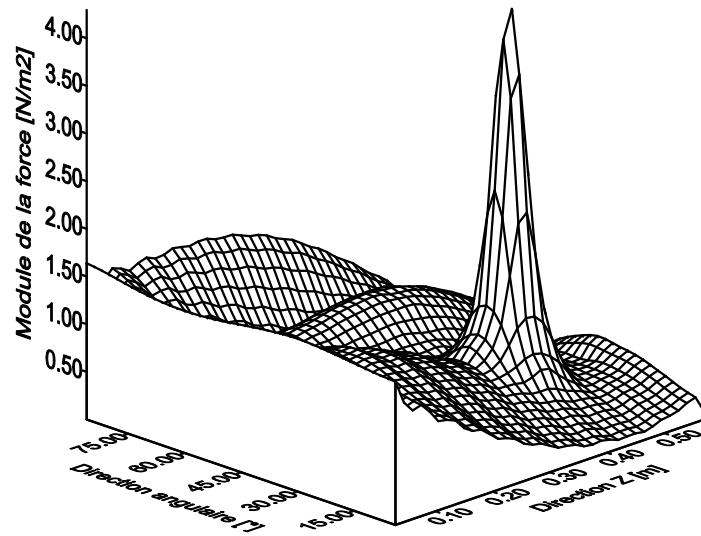


Fig. 4.10 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements exacts.
 La coque, contenant de l'eau au repos et immergée dans l'air, est excitée à 160Hz. Le monopole est placé en $r_s=0.385\text{m}$.

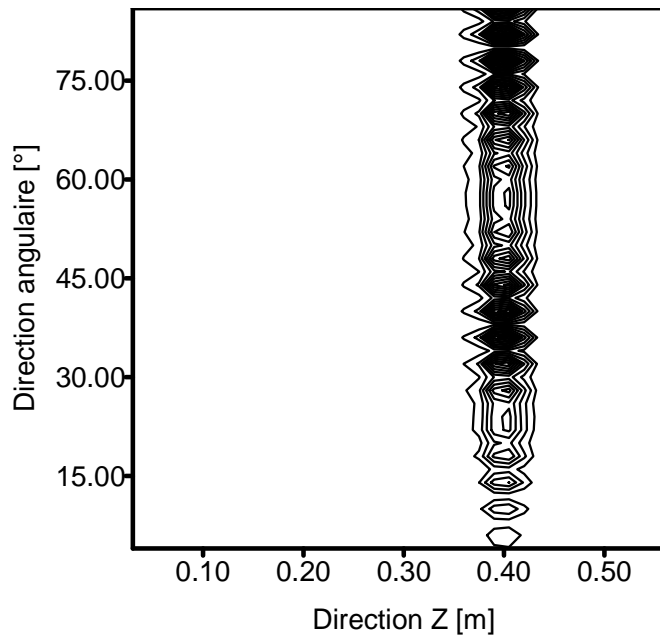
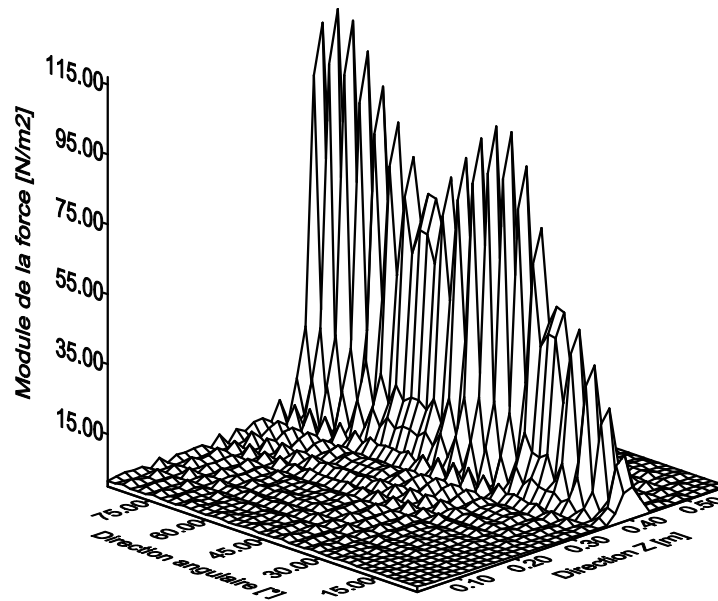


Fig. 4.11 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements exacts.
 La coque, contenant de l'eau au repos et immergée dans l'air, est excitée à 160Hz. Le monopole est placé en $r_s=0.2\text{m}$.

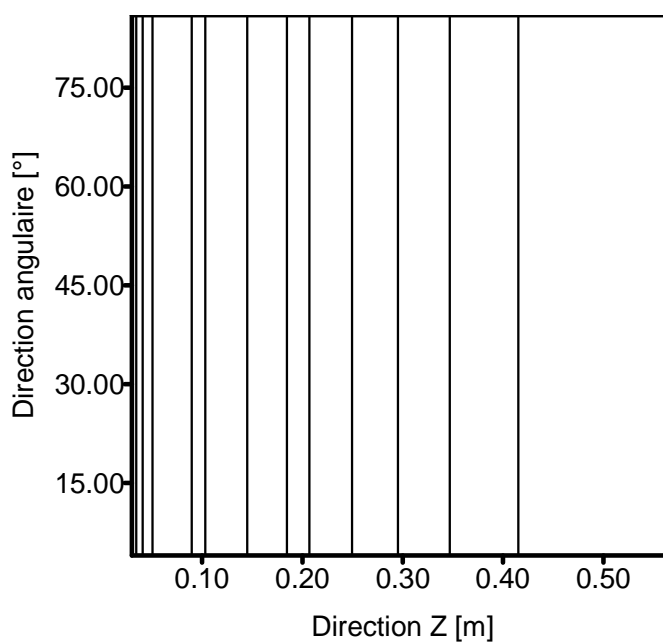
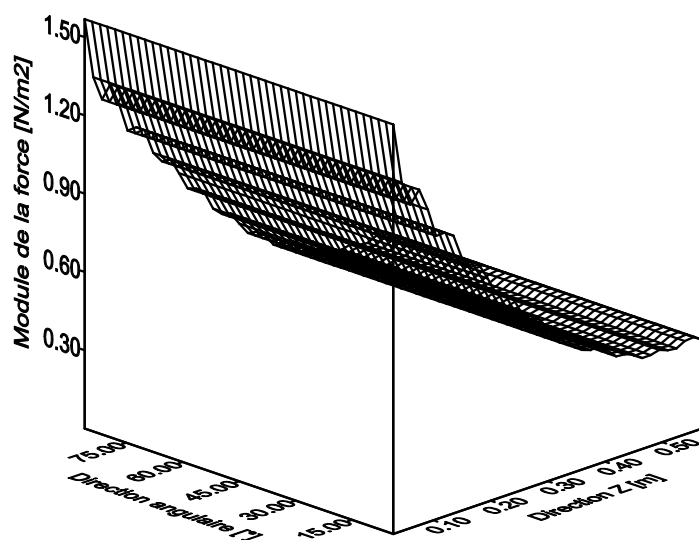


Fig. 4.12 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements exacts.

La coque, contenant de l'eau au repos et immergée dans l'air, est excitée à 160Hz. Le monopole est placé sur l'axe de la coque ($r_s=0m$).

Il est clair que lorsque le monopole est placé contre la paroi interne de la coque ($r_s=0.395m$), la source est parfaitement localisée (figure 4.10) car le rayonnement du monopole est maximal à cet endroit. Alors qu'aux limites de la coque ($z\approx 0$ et $z\approx L$), le

rayonnement est très faible provoquant ainsi des déplacements presque nuls, ce qui favorise l'apparition du phénomène de Gibbs. En s'éloignant de la paroi ($r_s=0.2m$), le monopole rayonne dans le plan radial autour de sa position, ce qui rend la localisation possible le long de l'axe de la coque mais elle est très ambiguë selon la direction circonférentielle (figure 4.11). Au centre de la coque, le rayonnement du monopole n'arrive pas à exciter la coque, ce qui se traduit par une distribution aplatie ne présentant aucune trace de la source (figure 4.12). En référence [64], l'auteur montre clairement que l'excitation pariétale est beaucoup plus bruyante que celle centrale (Fig. 4.13) du fait que la source monopolaire ressemble à une force agissant au même point. L'excitation centrale provoque une réponse de la structure très faible et par conséquent la localisation de cette source demeure impossible.

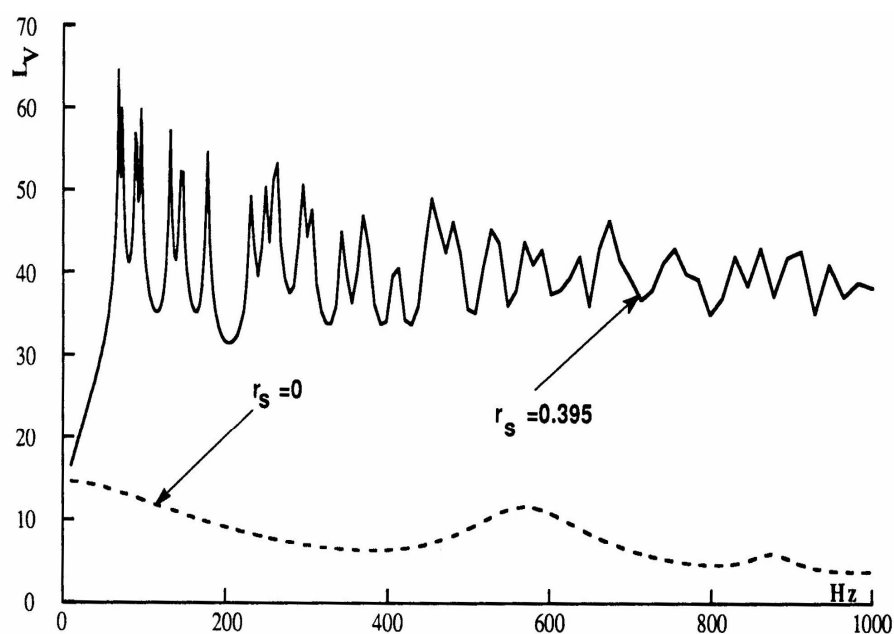


Fig. 4.13 Vitesse quadratique radiale de la coque dans l'air et contenant de l'eau au repos. Le monopole est placé en $L/2$.

4.4 Simulations numériques avec écoulement :

Dans ce paragraphe, nous allons présenter l'influence de la vitesse d'écoulement du fluide intérieur sur la possibilité de localiser des sources mécaniques ou acoustiques. Toutes les simulations numériques ont été faites avec les mêmes données du chapitre I. Sur la figure 4.14, l'auteur de la référence [64] présente la vitesse quadratique radiale en fonction de la fréquence avec et sans écoulement. Il est remarquable que la vitesse d'écoulement a tendance

à faire décaler encore les pics de résonance vers les basses fréquences tandis que le niveau vibratoire est presque le même pour les deux cas. Cette constatation est validée expérimentalement par Mattei *et al.* [81] qui réalisaient des mesures, avec un vibromètre laser, de la réponse d'une coque excitée par un fluide intérieur en mouvement turbulent.

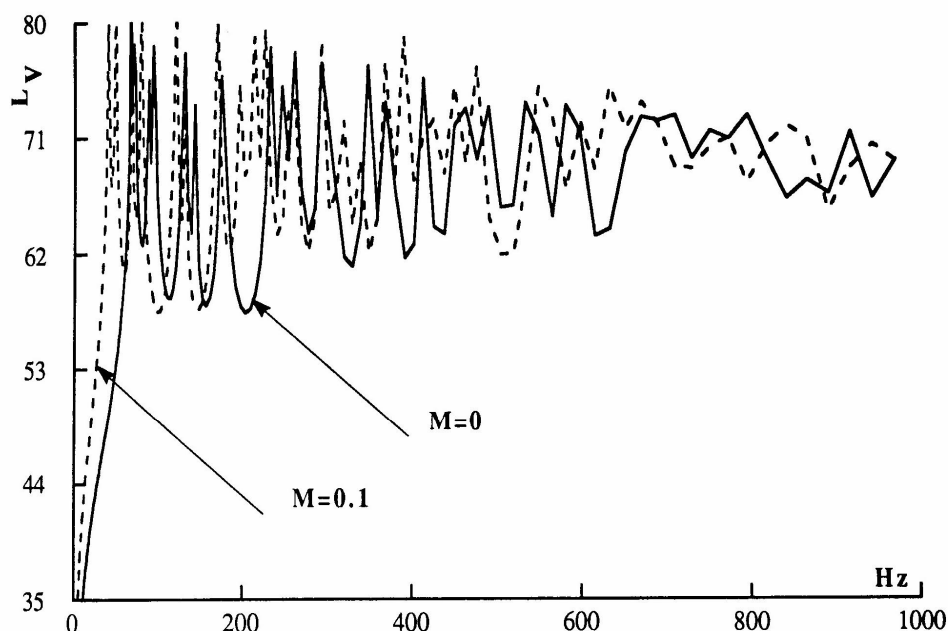


Fig. 4.14 Vitesse quadratique radiale de la coque dans l'air, contenant de l'eau au repos et en écoulement. La coque est excitée avec une force ponctuelle en $L/2$.

4.4.1 Cas d'une excitation mécanique :

Les figures 4.15, 4.16 et 4.17 présentent, respectivement, la distribution de force reconstruite à 160Hz lorsque la coque est immergée dans l'air et contient de l'eau qui circule à des vitesses d'écoulement différentes ($M=0.1$, $M=0.2$, $M=0.5$). La coque est excitée avec une force répartie ($z=0.27m-0.33m$ et $\theta=41^\circ-49^\circ$).

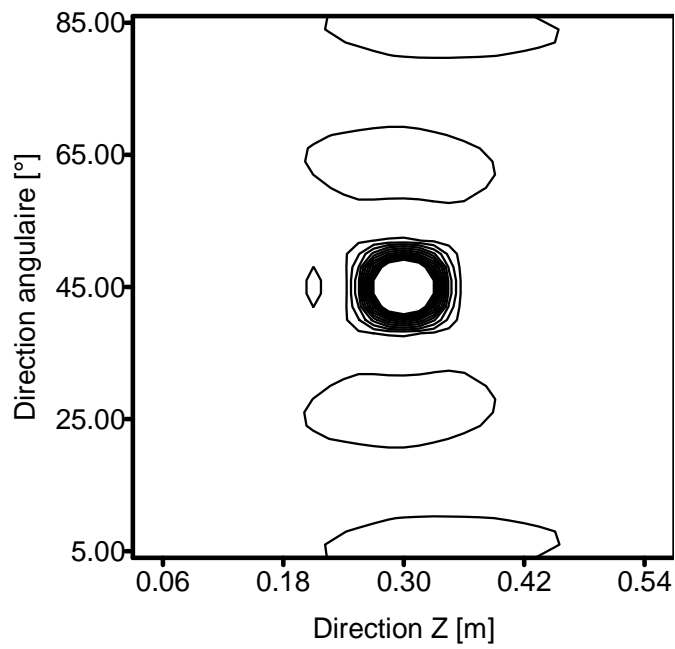
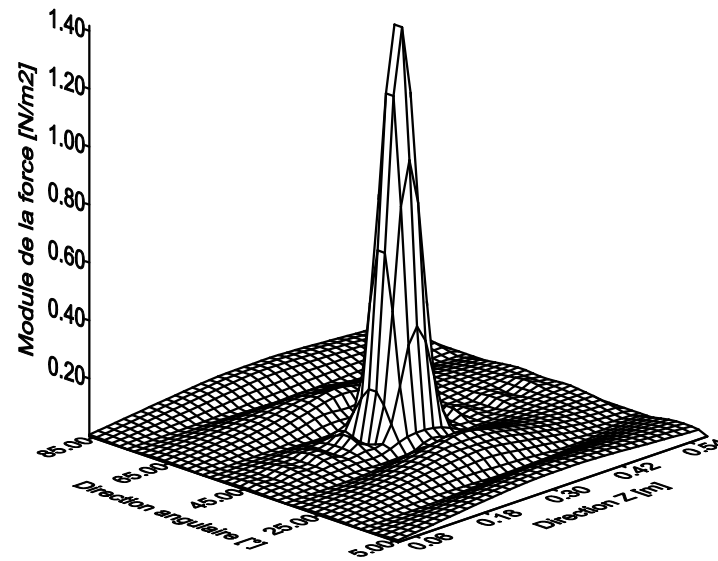


Fig. 4.15 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements exacts.
 La coque, contenant de l'eau en mouvement uniforme ($M=0.1$) et immergée dans l'air, est excitée à 160Hz par une force répartie.

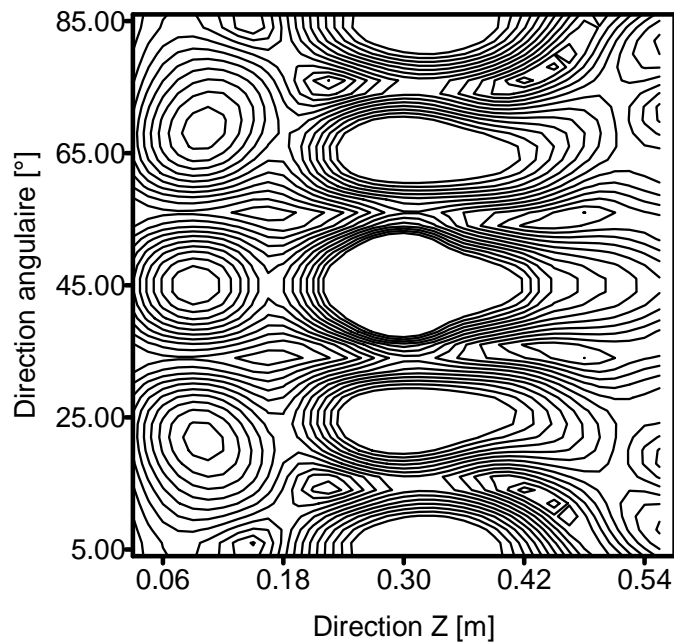
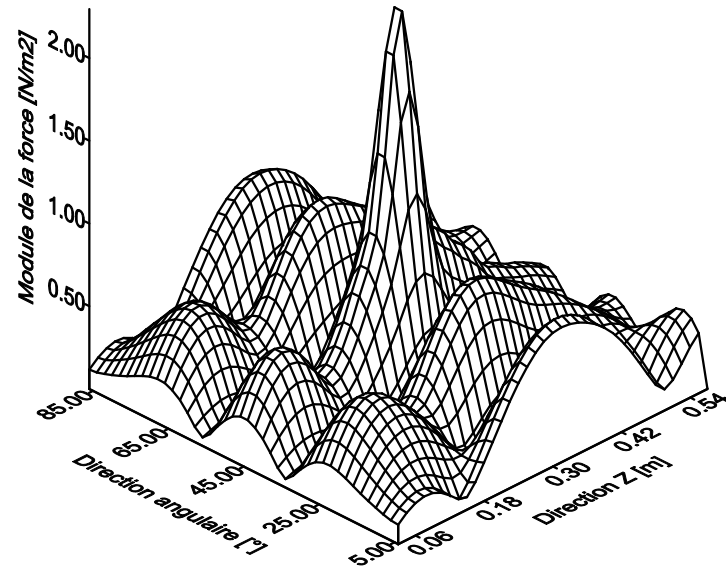


Fig. 4.16 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements exacts.
 La coque, contenant de l'eau au mouvement uniforme ($M=0.2$) et immergée dans l'air, est excitée à 160Hz par une force répartie.

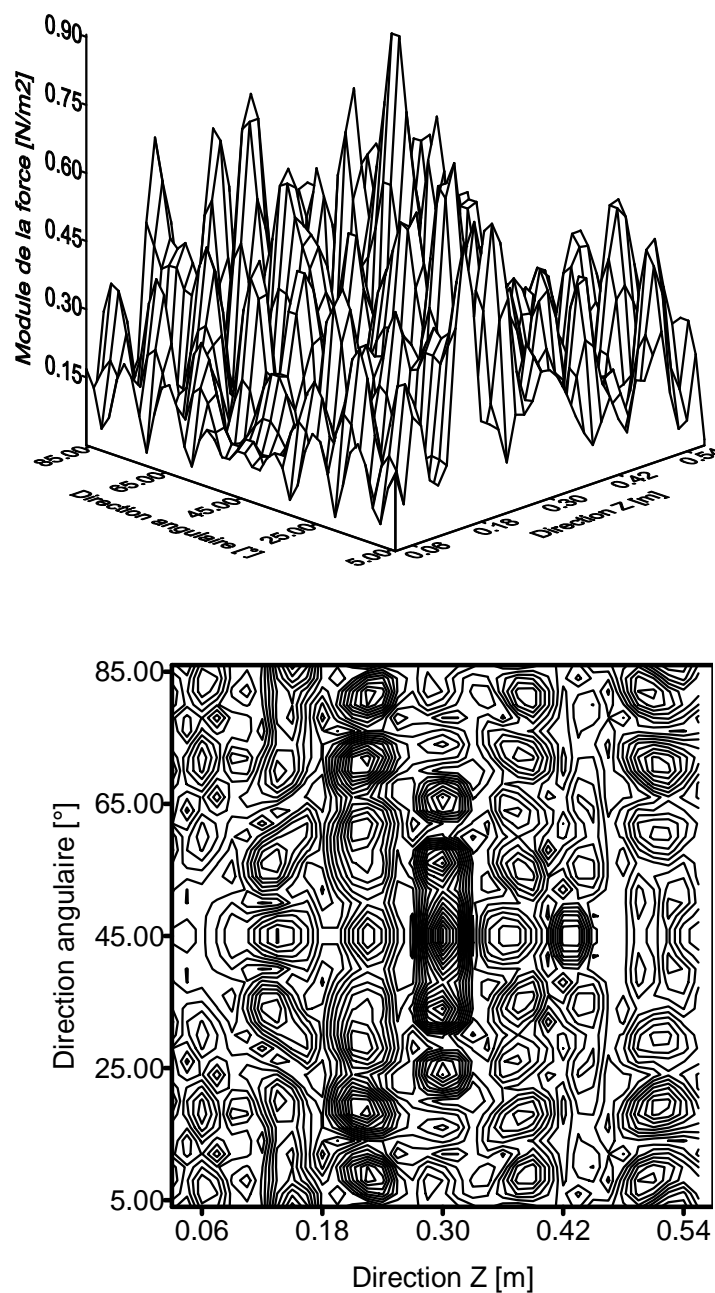


Fig. 4.17 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements exacts.
 La coque, contenant de l'eau au mouvement uniforme ($M=0.5$) et immergée dans l'air, est excitée à 160Hz par une force répartie.

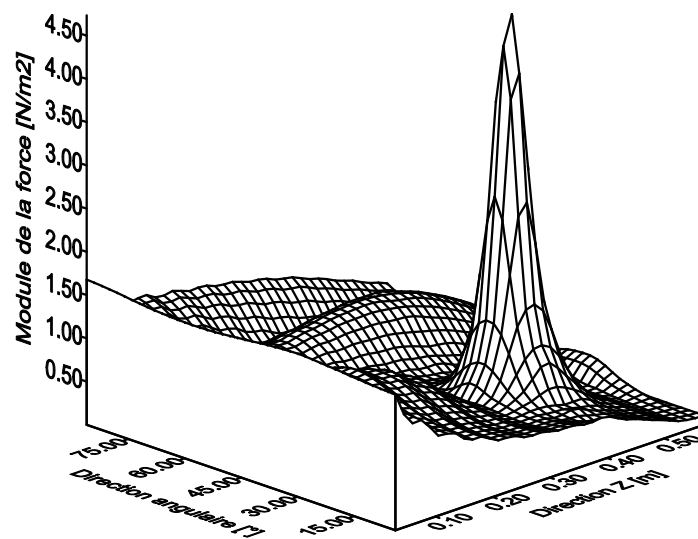
Il est clair que la méthode donne aussi de bons résultats en particulier à des vitesses d'écoulement allant jusqu'à ($M=0.2$) même si une légère augmentation de l'amplitude de la force reconstruite est observée. Dès que l'écoulement prend des vitesses plus grandes

($M=0.5$), la coque devient pratiquement instable suite à des phénomènes liés au transfert d'énergie du fluide en mouvement vers la structure [64]. Comme résultat à cette instabilité, la distribution de force présente de fortes perturbations de sorte que la force recherchée est complètement noyée.

4.4.2 Cas d'une excitation acoustique :

Les figures 4.18, 4.19 et 4.20 présentent les résultats de calcul de la distribution de force lors d'une excitation par un monopole à 160Hz. La coque est parcourue avec de l'eau à différentes vitesses d'écoulement ($M=0.1$, $M=0.2$, $M=0.5$).

Afin de mieux voir l'effet de la vitesse d'écoulement, nous avons choisi de placer la source monopolaire en contact avec la paroi interne de la coque du fait que cette position permet de mieux exciter la coque.



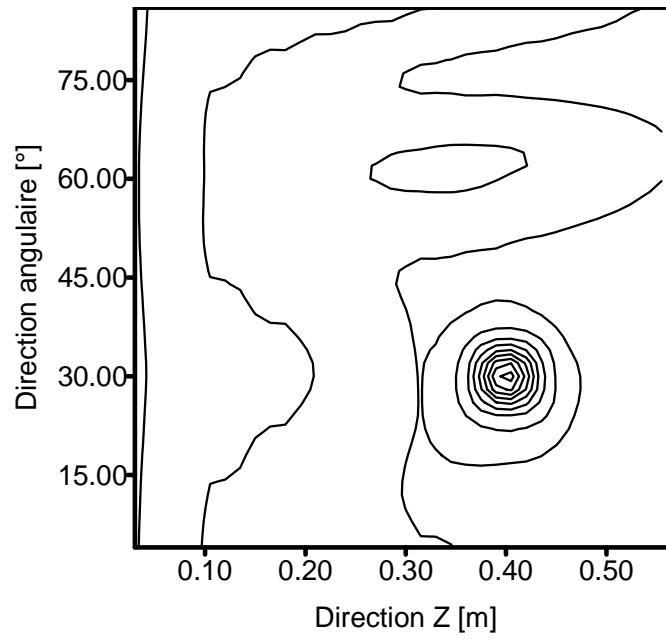
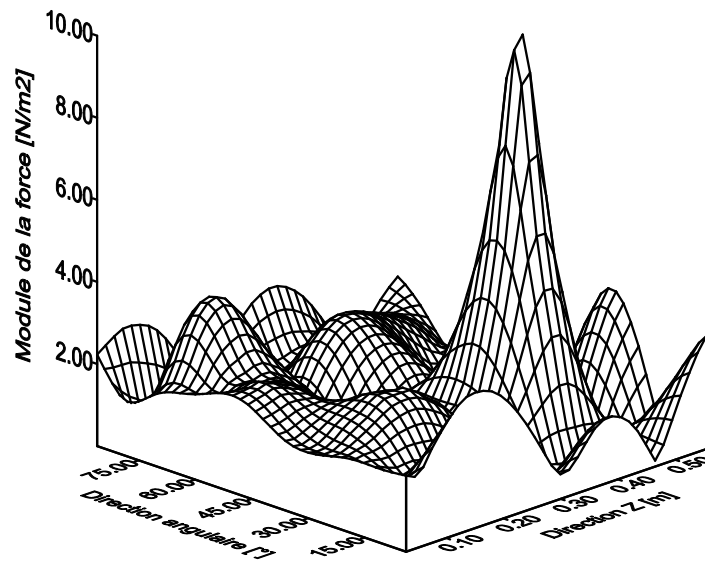


Fig. 4.18 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements exacts.
 La coque, immergée dans l'air et contenant de l'eau en mouvement uniforme ($M=0.1$), est excitée à 160Hz par un monopole.



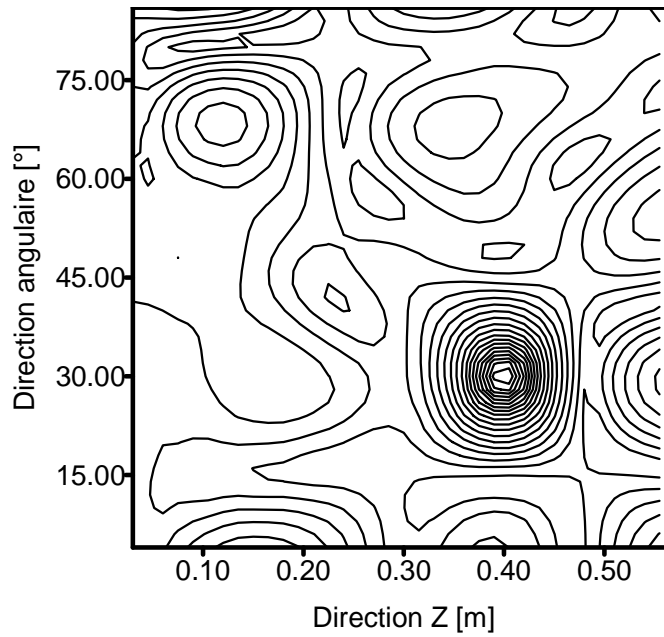
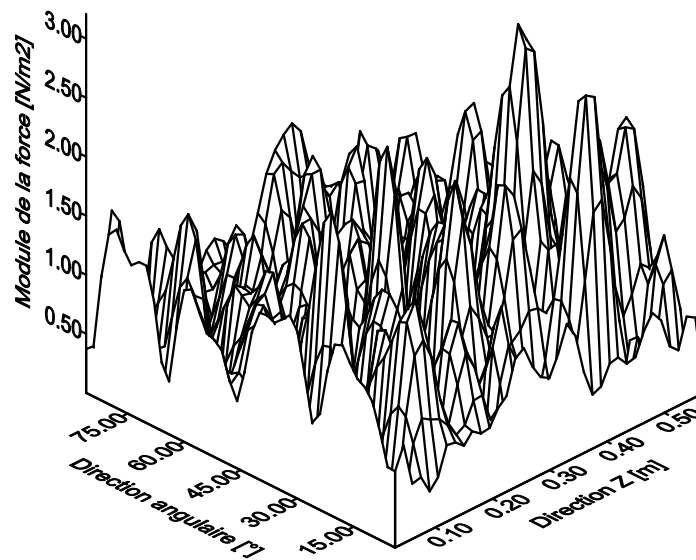


Fig. 4.19 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements exacts.
 La coque, immergée dans l'air et contenant de l'eau en mouvement uniforme ($M=0.2$),
 est excitée à 160Hz par un monopole.



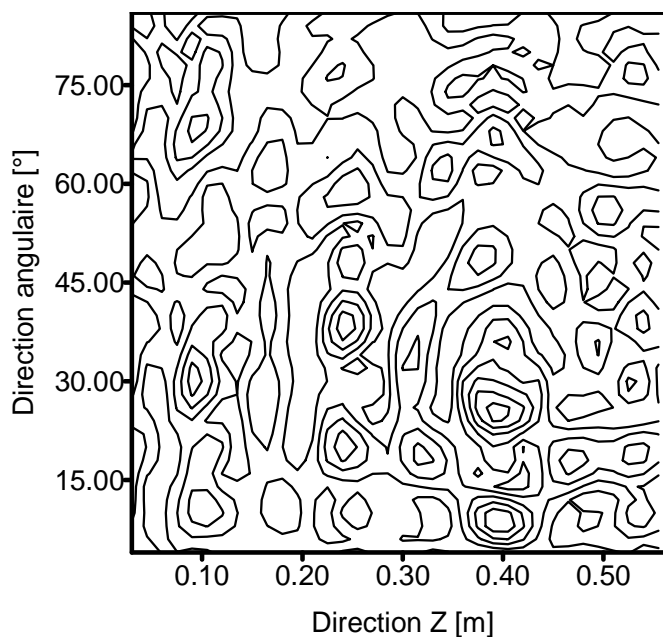


Fig. 4.20 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements exacts.
La coque, immergée dans l'air et contenant de l'eau en mouvement uniforme ($M=0.5$),
est excitée à 160Hz par un monopole.

4.5 Régularisation du problème.

Pour simuler des déplacements entachés d'incertitudes, nous avons procédé de la même manière qu'au chapitre II.

Les figures 4.21 et 4.22 présentent les résultats de calcul des distributions de force obtenus à 160Hz à partir des déplacements bruités respectivement lors d'une excitation par force et par monopole. Dans les deux cas, les incertitudes introduites dans les déplacements génèrent un bruit qui domine l'espace total de la surface en augmentant aléatoirement les amplitudes des efforts reconstruite de manière que la force recherchée est complètement noyée.

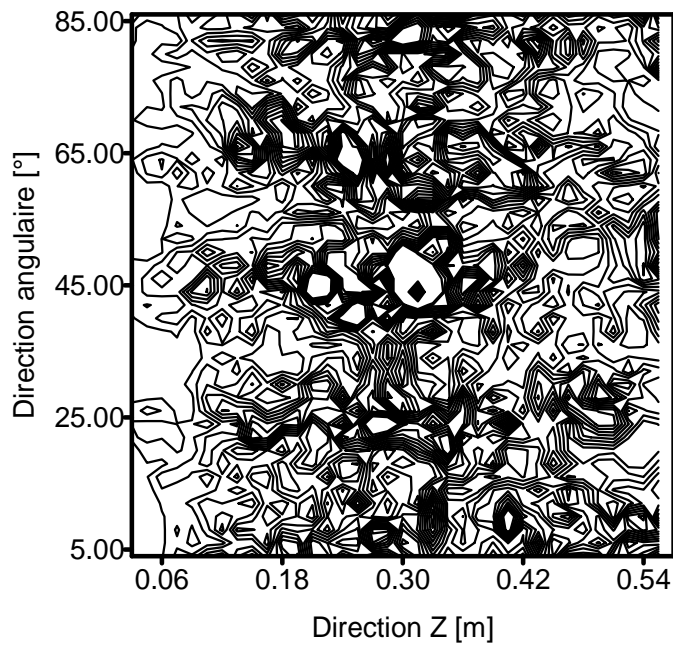
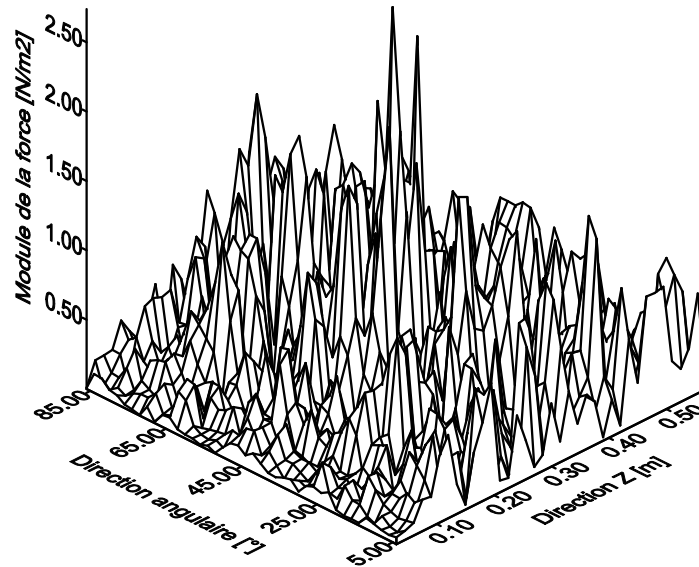


Fig. 4.21 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements bruités à 1% lorsque la coque est excitée à 160Hz avec une force répartie. (Même exemple que celui présenté en figure 4.2)

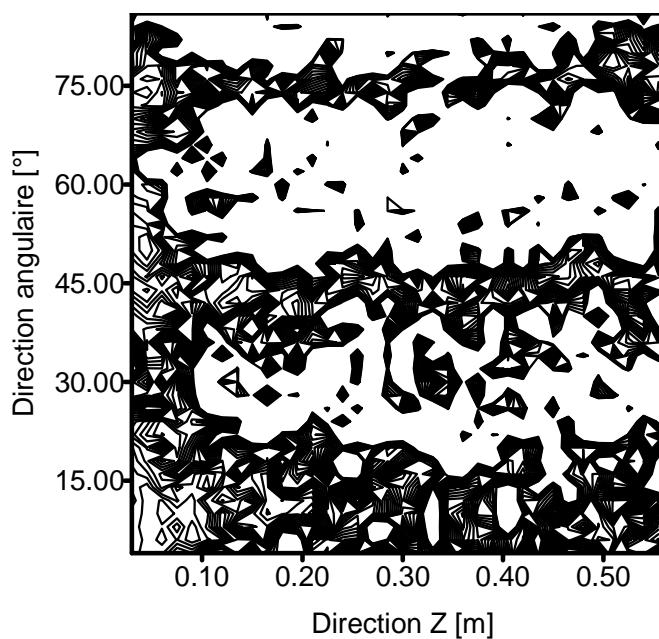
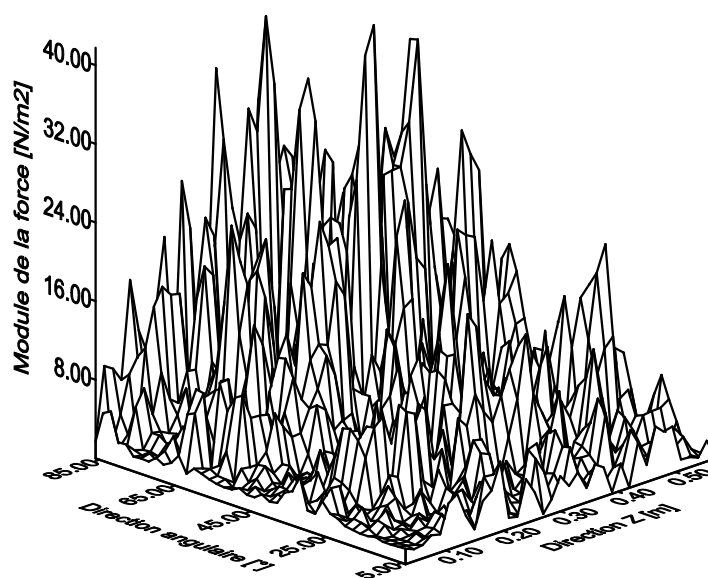


Fig. 4.22 Distribution de force reconstruite à partir des déplacements bruités à 1% lorsque la coque est excitée à 160Hz avec un monopole. (Même exemple que celui présenté en figure 4.10)

Nous présentons, sur les figures 4.23 et 4.24, les résultats du fenêtrage et filtrage de la distribution de force à la suite d'une excitation par force et par monopole. On constate que le

filtrage permis non seulement de réduire le bruit engendré par les incertitudes mais aussi de localiser la force avec exactitude dans sa meilleure position.

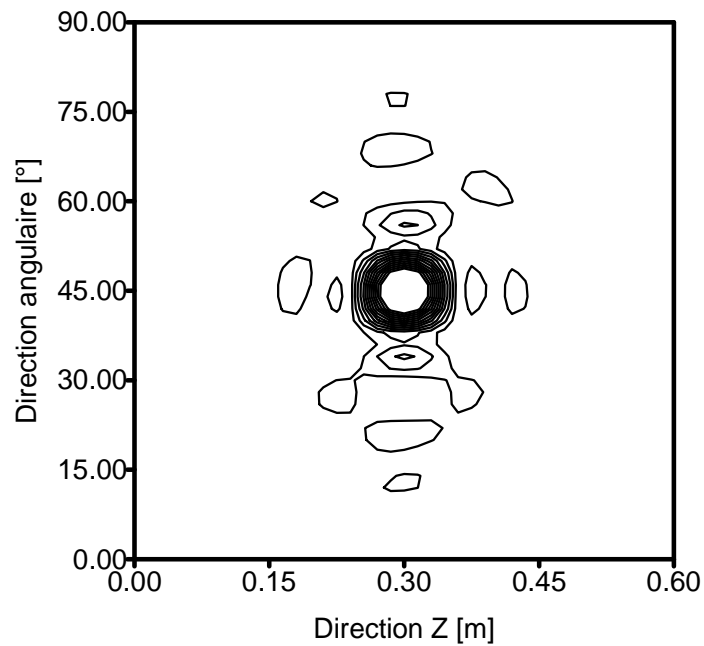
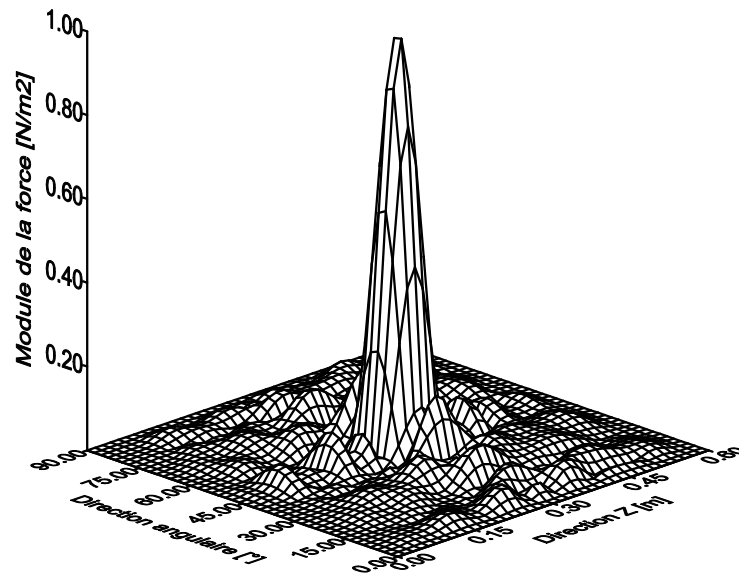


Fig. 4.23 Distribution de force après fenêtrage et filtrage global avec $k_{cz} = k_{c\theta} = 65 \text{ rad/m}$ et $\beta = \gamma = 0.048\text{m}$. (Même exemple que celui présenté en figure 4.21).

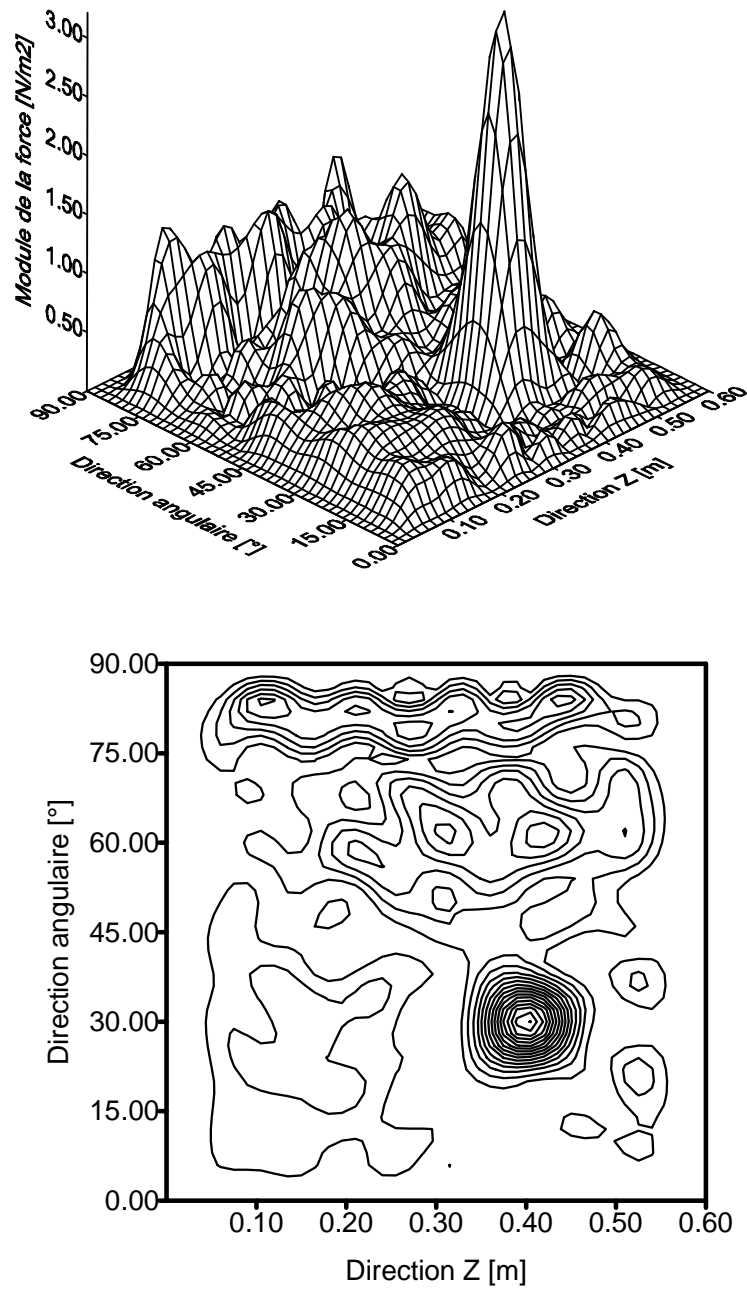


Fig. 4.24 Distribution de force après fenêtrage et filtrage global avec

$$k_{cz} = k_{c\theta} = 65 \text{ rad/m et } \beta = \gamma = 0.048\text{m.}$$

(Même exemple que celui présenté en figure 4.22).

Essayons maintenant de filtrer la distribution (figure 4.20) résultante de l'excitation monopolaire lorsque le fluide interne circule à une vitesse de ($M=0.5$). Le résultat de fenêtrage et filtrage de cette distribution est présenté en figure 4.25 où on constate que le filtrage n'a pas

pu donné le résultat souhaité, du fait qu'il ne s'agit pas d'enlever le bruit mais qu'il s'agit d'une réponse de la coque sollicitée par le fluide en mouvement.

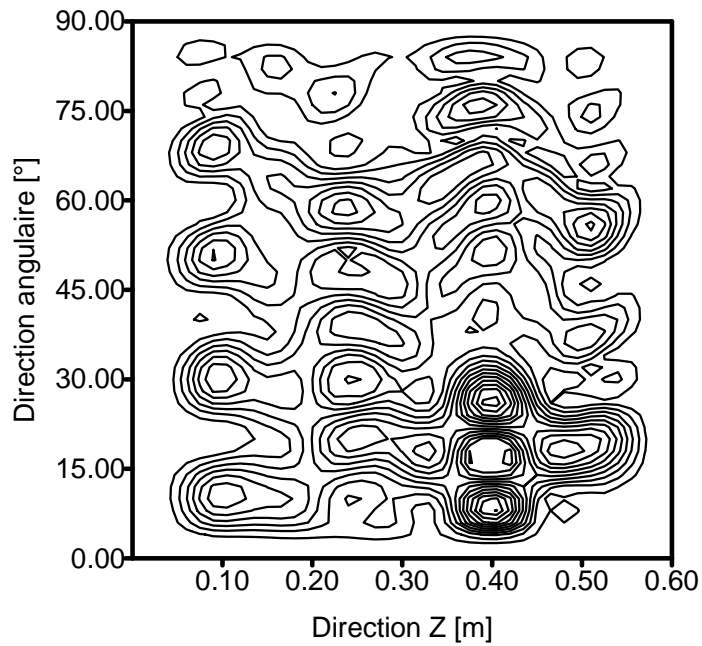
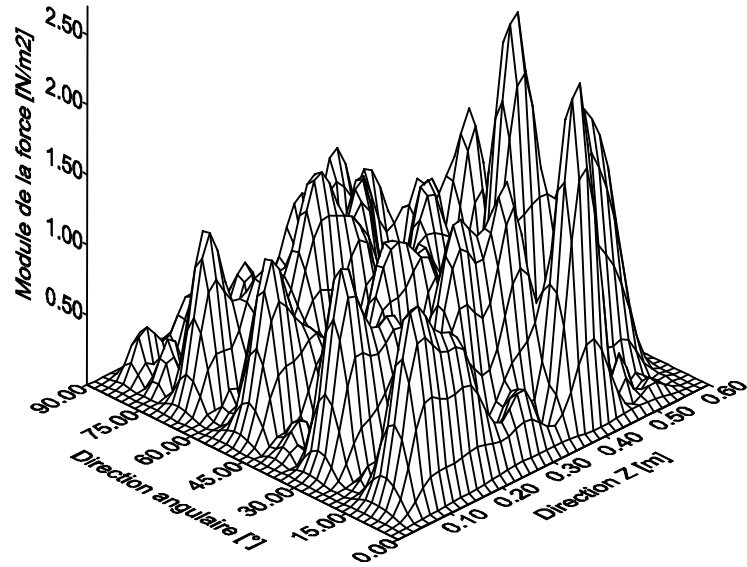


Fig. 4.25 Distribution de force après fenêtrage et filtrage global pour

$$k_{cz} = k_{c\theta} = 65 \text{ rad/m et } \beta = \gamma = 0.048\text{m.}$$

(Même exemple que celui présenté en figure 4.20).

4.6 Conclusion :

Le rayonnement vibroacoustique d'une coque cylindrique dû à des excitations mécanique et acoustique a été brièvement exposé dans ce chapitre. Nous avons montré que le fluide lourd interne provoque une chute du niveau vibratoire de la coque cylindrique et décale les pics de résonance vers les basses fréquences. D'autre part, nous avons montré que la position de la source acoustique a une grande influence sur le rayonnement de la coque, plus la source est proche à la paroi plus le rayonnement est important. La vitesse d'écoulement du fluide interne, quand à elle, n'a pas d'influence sur le niveau vibratoire de la coque mais elle a tendance de décaler les pics de résonance encore vers les basses fréquences. Ces constatations ont permis d'analyser les effets de différents paramètres qui influent sur la localisation de la source en résolvant le problème inverse et nous avons confirmé par les simulations numériques que si le monopole est placé loin de la paroi ou si la vitesse est trop élevée, la localisation de la source acoustique devient impossible. En appliquant le fenêtrage et le filtrage, la distribution résultante montre qu'il y a possibilité de localiser des sources en présence de fluides au repos ou en mouvement uniforme. Par contre, les distributions non bruitées qui ne donnent pas accès à la position de la force avant filtrage ne peuvent pas être régularisées car il ne s'agit pas là d'un effet de bruit mais d'un effet de coque perturbée par l'action de la vitesse d'écoulement du fluide.

Chapitre V :

Validation expérimentale

5.1 But du Chapitre :

Le but principal de ce chapitre est de valider la méthode proposée sur une structure vibrante réelle où les données du problème sont mesurées. Nous avons montré aux chapitres précédents que les simulations numériques donnent de bons résultats lorsque les données sont exactes ou même bruitées volontairement après une régularisation du problème.

Ce chapitre s'articule autour de deux parties. En premier lieu, on décrit le dispositif expérimental utilisé pour mesurer le champ de vitesses sur une aire sélectionnée sur la coque cylindrique puis on présente les différents résultats issus de ces mesures avant et après la régularisation du problème.

5.2 Dispositif expérimental :

Pour mesurer les vitesses radiales sur une partie de la coque cylindrique, un vibromètre laser à balayage est utilisé. A la différence des accéléromètres, la mesure par vibromètre laser se fait sans contact avec la surface de mesure. Les applications des vibromètres laser sont multiples [82, 83, 84] en vue des avantages que présente la mesure avec cet instrument précieux :

- Pas de masse ajoutée à la structure;
- Réduction du temps d'expérimentation;
- Possibilité de faire une répétition de la mesure et prendre la valeur moyenne;
- Degré de sensibilité: 1mm/s à 10m/s ;
- Un maillage très fin de l'ordre de 512×512 points qui correspond à un angle de balayage de ± 20 ;
- Caméra vidéo pour visualiser en détail la zone de mesure;

Le système de mesure (figure 5.1) est composé de la tête laser de type Polytec OFV056, placée à une distance de 1.8m par rapport à la structure et reliée avec un contrôleur de type OFV3001S. Ce dernier est connecté d'une part avec un boîtier de jonction de Polytec PSV-Z-040-U et d'autre part avec un PC doté d'un logiciel qui permet à la fois le pilotage du faisceau laser, l'amorçage de l'excitation et l'acquisition des mesures.

La coque cylindrique de 1.75m de longueur, de 0.8m de diamètre et d'une épaisseur de 1mm , est posée verticalement sur des appuis amortissants placés sur le sol.



Fig. 5.1. Chaîne de mesure.

5.3 Choix du maillage :

Le logiciel de Polytec offre la possibilité de choisir le maillage et de le modifier si nécessaire. Une grille de points de mesure est visible à l'écran du PC et est superposée à l'image de la structure fournie par une caméra intégrée dans la tête du vibromètre laser. Pour ajuster le nombre de points, nous avons appliqué le critère qui exige le respect d'un minimum de six éléments par longueur d'onde.

La longueur d'onde de flexion λ_f est calculée par l'expression (1.15) du chapitre I. Pour une coque en acier ($E=2.10^{11}N/m^2$, $\nu=0.3$, $\rho=7800kg/m^3$) de $1mm$ d'épaisseur et pour une fréquence d'analyse maximale de $3200Hz$, la longueur d'onde de flexion $\lambda_f=0.137m$ et par conséquent, le pas de maillage dans les deux directions doit être inférieur à $\lambda_f/6 = 0.0228m$.

Les limites de la zone de mesure (Figure 5.2) sont ajustées en se servant de la caméra et de la qualité du signal du faisceau laser. Après plusieurs réglages réalisés, une surface de $0.20m$ ($\cong 29^\circ$) selon la courbure et de $0.44m$ selon la longueur de la coque, est maillée en 945 points résultant de 21 points selon la direction angulaire et 45 points le long de l'axe du cylindre dont la taille d'une maille carrée est de $0.01m$.

Une fois le maillage généré, l'excitation est amorcée et le laser commence l'acquisition point par point. En fin de mesure, il revient automatiquement sur les points où la mesure n'a

pas été concluante. Dans ce cas, si la nouvelle acquisition est acceptable, le point est validé. Autrement, la mesure de ce point sera omise.

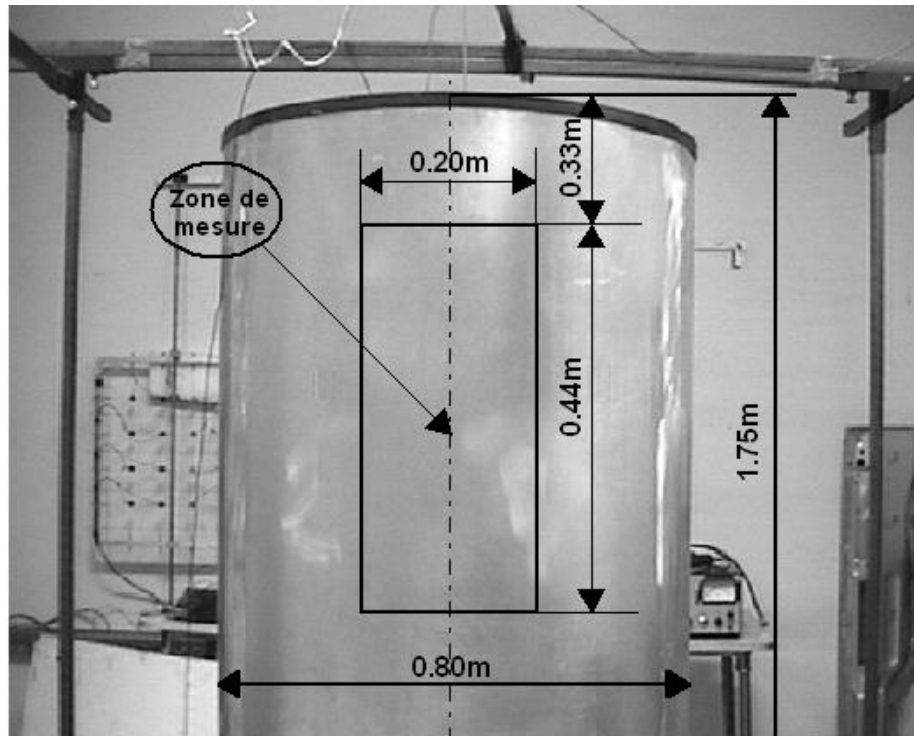


Fig. 5.2. Zone de mesure sur le cylindre.

5.4 Résultats des essais :

Deux séries de mesure ont été réalisées en fonction de la nature de l'excitation.

5.4.1 Excitation avec un pot vibrant :

La coque cylindrique est excitée de l'intérieur par un pot vibrant type 4809, placé approximativement au centre de la zone de mesure. Ce dernier génère une force de type bruit blanc dans une bande de fréquence de 0 à 3200Hz.

Pour mesurer la force d'excitation, un capteur de force ayant une sensibilité égale à $100\text{mv}/N$ est placé sur la tige du pot vibrant. Le capteur est relié au boîtier de jonction de Polytec (PSV-Z-40-U) à travers un amplificateur de charge.

La force mesurée au noeud N°473 (figure 5.3) présente une amplitude maximale à des basses fréquences mais elle décroît pour se stabiliser au-delà de 1000Hz.

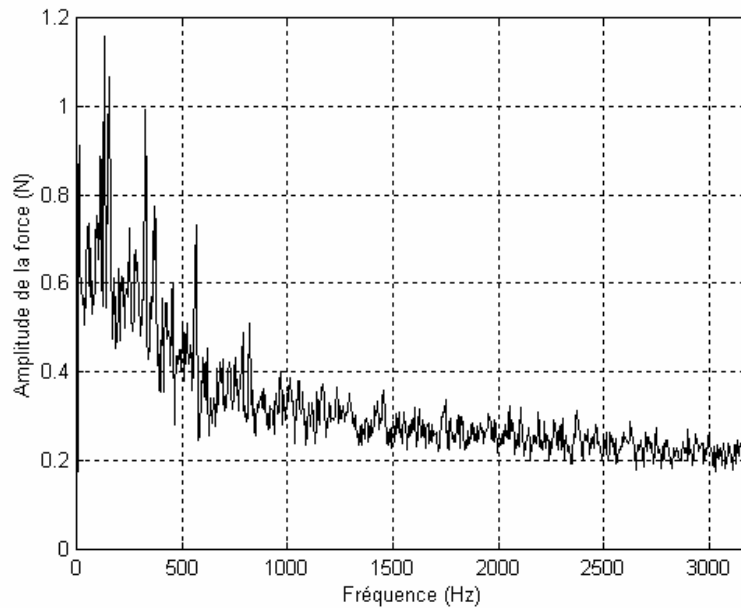


Fig. 5.3. Force mesurée à l'endroit de l'excitation (nœud N°473).

Pour voir la convergence des mesures en chaque point, deux séries d'expériences ont été faites. Un premier essai avec des moyennes calculées sur 20 acquisitions un second avec des moyennes calculées sur 40 acquisitions. La figure 5.4 montre la vitesse mesurée au point central (noeud N°473) dans la bande de fréquence de 3200Hz pour les deux moyennes. On constate que les deux courbes sont pratiquement superposées surtout au dessus de 1000Hz et ont une tendance presque identique à celle de la force d'excitation. Pour cette raison, nous avons limité la mesure à 20 acquisitions pour réduire le temps de mesure pratiquement de moitié.

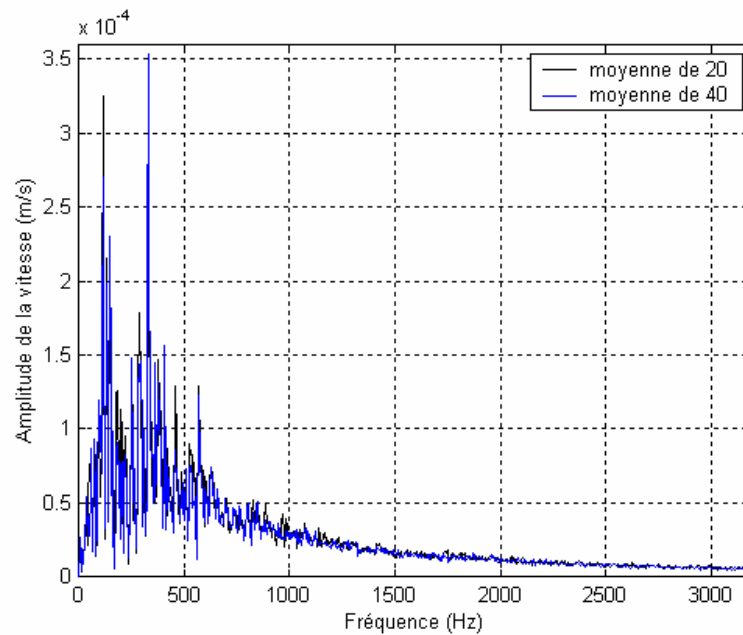


Fig. 5.4. Comparaison entre les vitesses mesurées à l'endroit de l'excitation (nœud N°473) en fonction de la fréquence pour deux moyennes différentes.

La mesure de la vitesse a permis, entre autre, l'extraction des fréquences propres de la coque. D'après le tableau 5.1, Il est clair que les premières fréquences ont des valeurs très faibles car la coque est très mince dont le rapport épaisseur/rayon est de 1/400.

| | | | | | | | | | | | |
|-----|-----|-----|-----|-----|-----|------|------|------|------|------|------|
| 8 | 40 | 60 | 76 | 96 | 116 | 120 | 132 | 136 | 148 | 160 | 176 |
| 188 | 192 | 200 | 224 | 228 | 252 | 288 | 296 | 308 | 332 | 364 | 380 |
| 408 | 424 | 436 | 460 | 480 | 488 | 496 | 504 | 508 | 524 | 528 | 532 |
| 540 | 544 | 552 | 572 | 596 | 608 | 620 | 636 | 640 | 652 | 692 | 716 |
| 724 | 728 | 752 | 764 | 788 | 824 | 836 | 856 | 868 | 880 | 896 | 908 |
| 920 | 932 | 948 | 964 | 980 | 984 | 1004 | 1020 | 1044 | 1060 | 1068 | 1072 |

Tableau 5.1. Fréquences propres déterminées à partir du spectre de la vitesse mesurée.

Afin de montrer la qualité des mesures, nous avons relevé les cohérences entre la force excitatrice et la vitesse vibratoire et qui sont calculées par le logiciel de Polytec en tout point du maillage. Sur la figure 5.5, nous présentons quelques points particuliers de la zone de mesure.

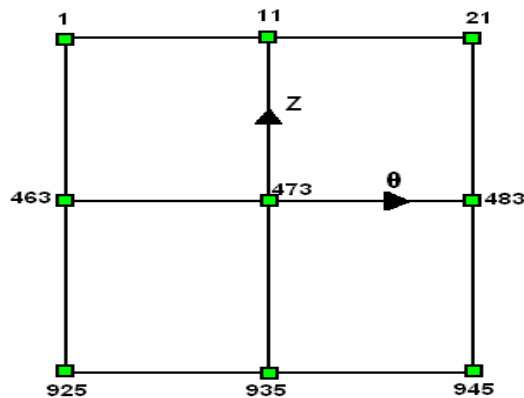


Fig. 5.5. Noeuds particuliers sur la surface scannée.

Les figures (5.6 à 5.8) montrent que lorsque le faisceau laser est normal à la surface (nœud N°473), sa réflexion est parfaite et la cohérence à partir de 1000Hz est proche de 1. Les vitesses mesurées au alentour de ce point sont de bonnes qualité.

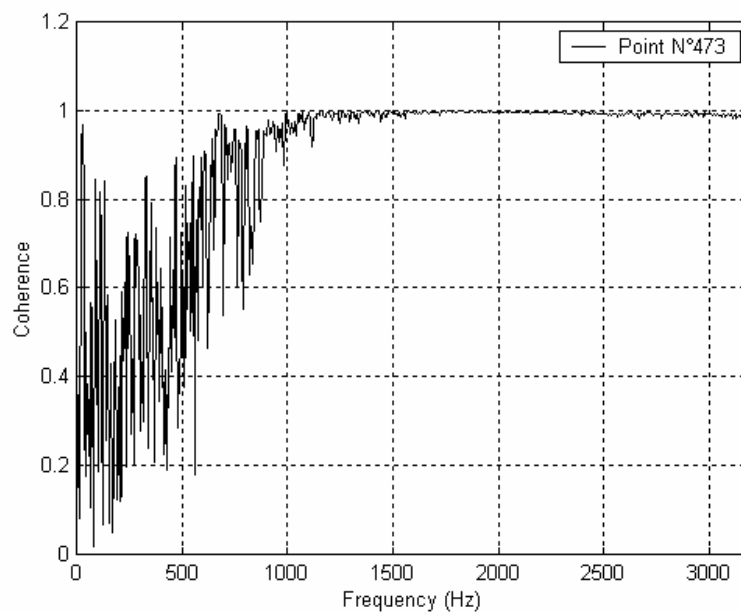


Fig. 5.6. Cohérence au nœud N°473.

Cependant, dès qu'on s'éloigne du centre de la surface (N°11 et N°483), la réflexion du laser devient de plus en plus mauvaise, la cohérence diminue nettement et la qualité des mesures n'est pas aussi bonne que celle du point central.

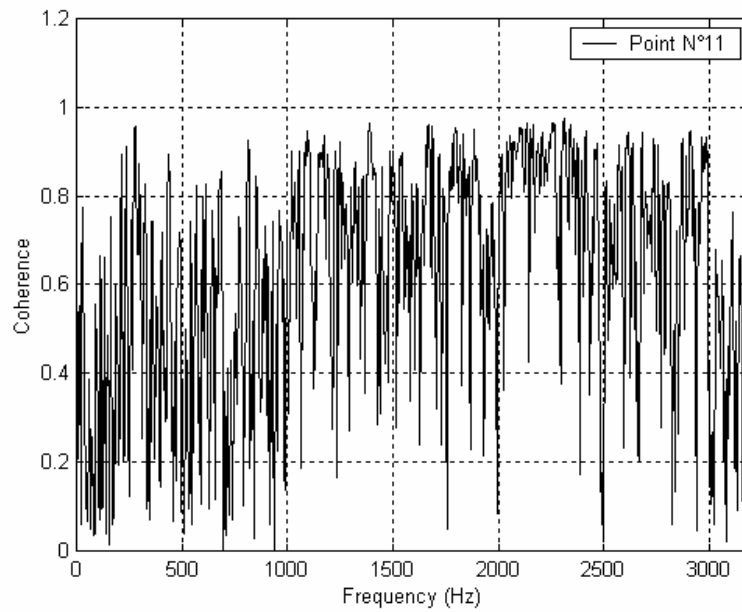


Fig. 5.7. Cohérence au nœud N°11.

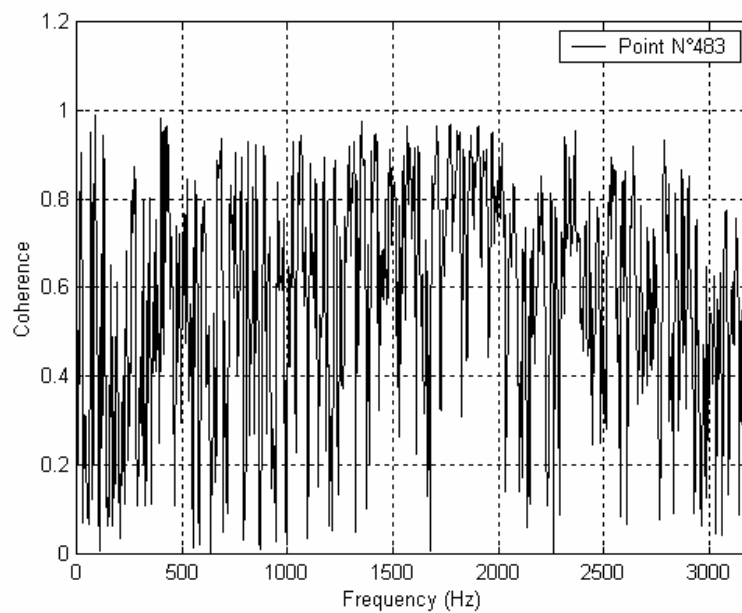


Fig. 5.8. Cohérence au nœud N°483.

La figure 5.9 montre que pour une fréquence donnée (exemple : 2332Hz), les vitesses mesurées sur toute la surface ne donnent aucune information sur la position de l'excitation et donc la localisation de la source à partir de la visualisation des vitesses vibratoires seulement est impossible.

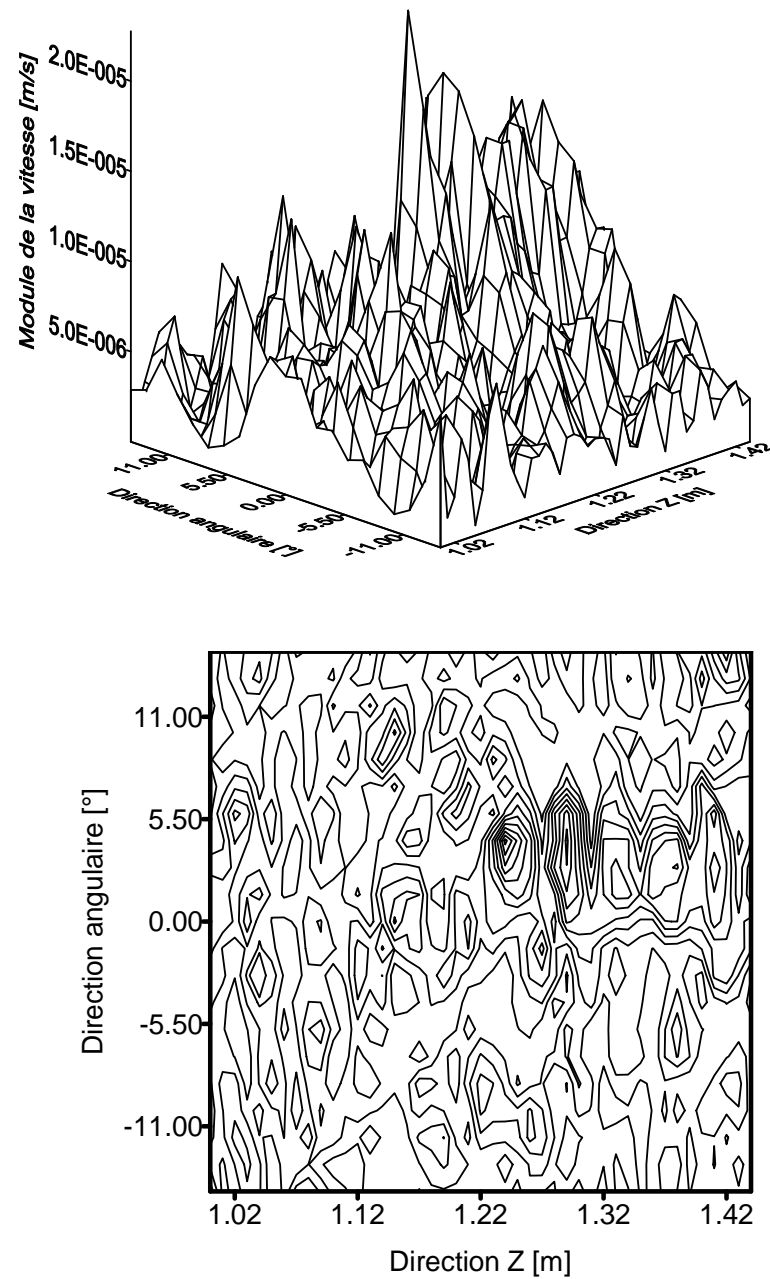


Fig. 5.9. Distribution des vitesses mesurées à 2332Hz

5.4.2 Excitation avec un excitateur électroacoustique

Une deuxième série de mesure a été réalisée avec un excitateur électroacoustique (figure 5.10) qui génère une pression acoustique dans une bande de fréquence limitée à 800Hz. A travers un conduit souple en PVC, on ramène la pression à la paroi intérieure de la coque cylindrique approximativement au milieu de la surface mesurée. Afin de mesurer la pression

développée par l'excitateur, un microphone de sensibilité égale à $3.63\text{mv}/\text{Pa}$ est placé dans le conduit élastique à 5mm de son bout. Ce dernier est relié à un amplificateur de charge qui, à son tour, est relié avec le boîtier de jonction de Polytec (PSV-Z-40-U).

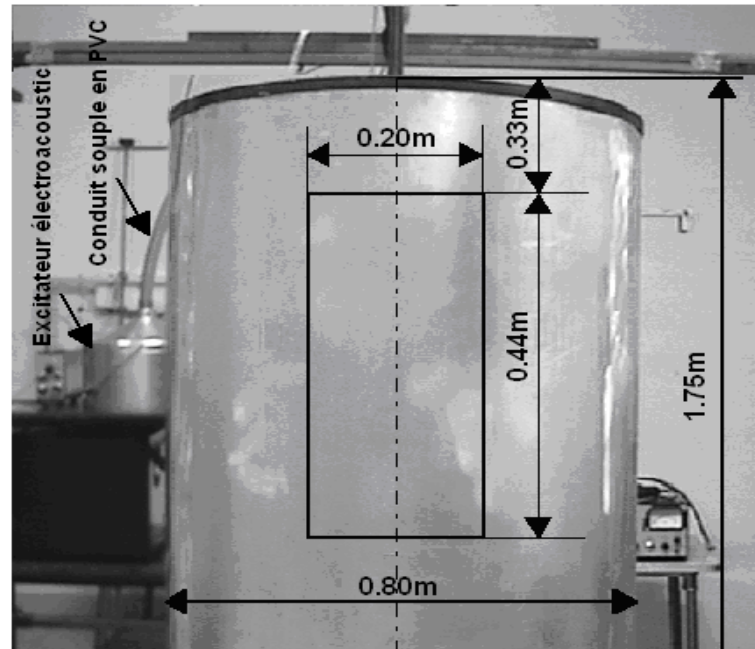


Fig. 5.10. Excitation avec l'excitateur électroacoustique.

La pression mesurée au noeud N°473 (figure 5.11) présente une amplitude maximale de 230Pa à 42Hz et qui décroît pour atteindre 15Pa à 800Hz . A la différence de l'excitation par force, le signal de la pression mesurée présente de fortes harmoniques de 84Hz . Cette fréquence fondamentale correspond à la fréquence propre de la membrane du haut parleur qui constitue l'excitateur électroacoustique.

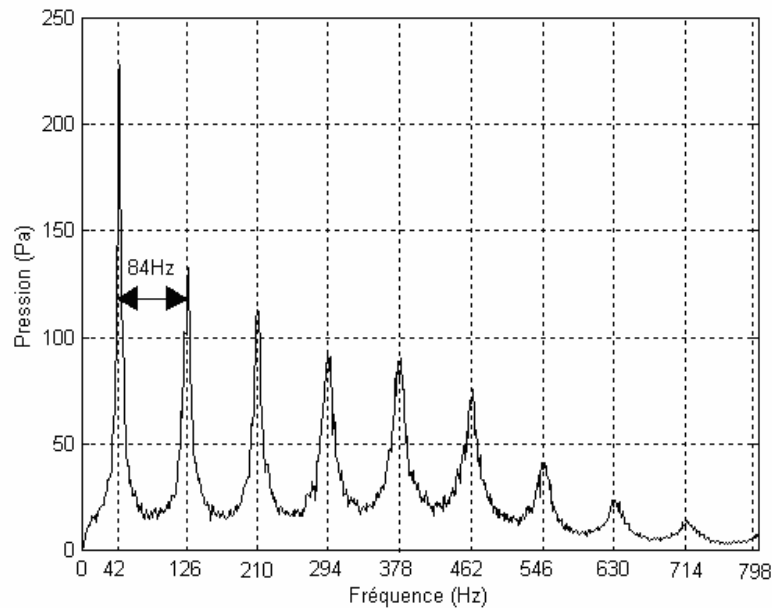


Fig. 5.11. Pression mesurée au nœud N°473.

5.5 Validation de la méthode :

Les vitesses radiales, ainsi mesurées, sont exportées en format universel puis elles sont intégrées numériquement pour aboutir aux déplacements. Ces derniers sont ensuite introduits dans l'équation du mouvement discrétisée.

5.5.1. Résultats obtenus avec un pot vibrant :

Comme nous n'avons pas la possibilité de faire la mesure des vitesses tangentielles et longitudinales ni les déformations correspondantes, nous avons choisi une fréquence au dessus de la fréquence d'anneau pour valider la méthode à partir des déplacements radiaux [85]. A une fréquence de 3200Hz, la distribution de force ne donne aucune possibilité de localiser la position de l'excitation (figure 5.12) puisque la force est complètement noyée par le bruit. Cela est due, d'une part aux incertitudes de mesure et d'autre part par à la non régularité des espaces entre les différents points comme résultat de la constance de l'angle d'incidence du faisceau Laser.

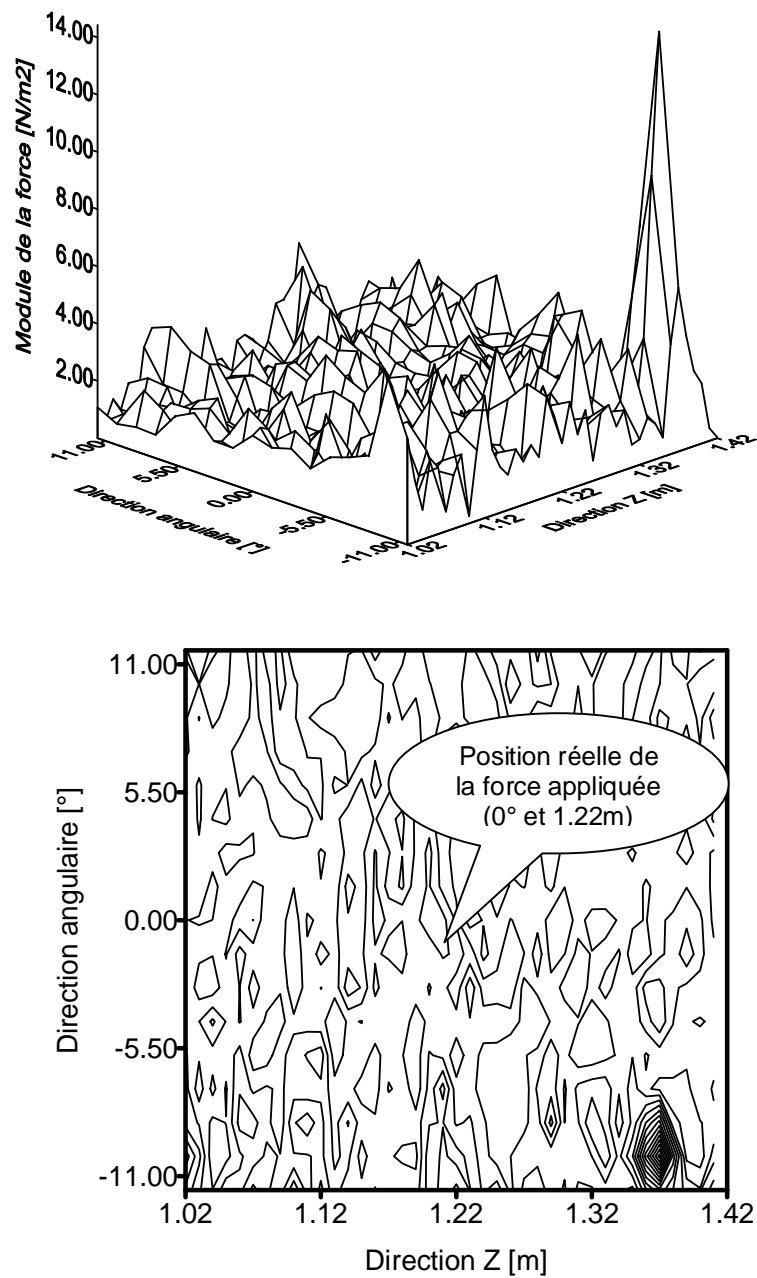


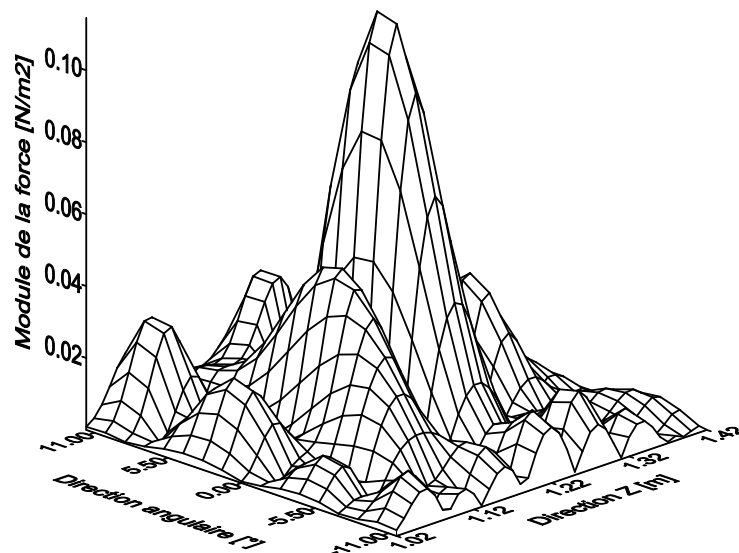
Fig. 5.12. Distribution de force reconstruite à partir des vitesses mesurées à 3200Hz.

Une des solutions proposée par Boubier [86] est de scanner deux colonnes de part et d'autre de la colonne où le faisceau Laser est normal à la surface et de faire tourner le cylindre autant de fois pour que la différence du pas angulaire ne soit pas trop dispersée. Le problème qui va se poser dans ce cas est la faisabilité de la rotation du cylindre et la précision de la jonction entre les différents secteurs mesurés. Une autre alternative proposée par Li [87],

basée sur l'idée de ramener les vitesses mesurées à l'origine en des points non équidistants à des points équidistants en utilisant la transformée de Fourier discrète direct et inverse (DFT-IDFT).

En appliquant un filtrage global avec un nombre d'onde de coupure de 65 rad/m dans les deux directions, la force apparaît clairement dans sa position exacte au centre de la surface de mesure (figure 5.13). On peut constater que l'effet de bord apparaît au niveau de la limite de la zone de mesure comme résultat de la limitation du domaine spatial.

Un fenêtrage, réalisé avant le filtrage, a permis d'adoucir la distribution de force aux limites de la zone de mesure et les lobes secondaires observées auparavant sont pratiquement éliminées (figure 5.14).



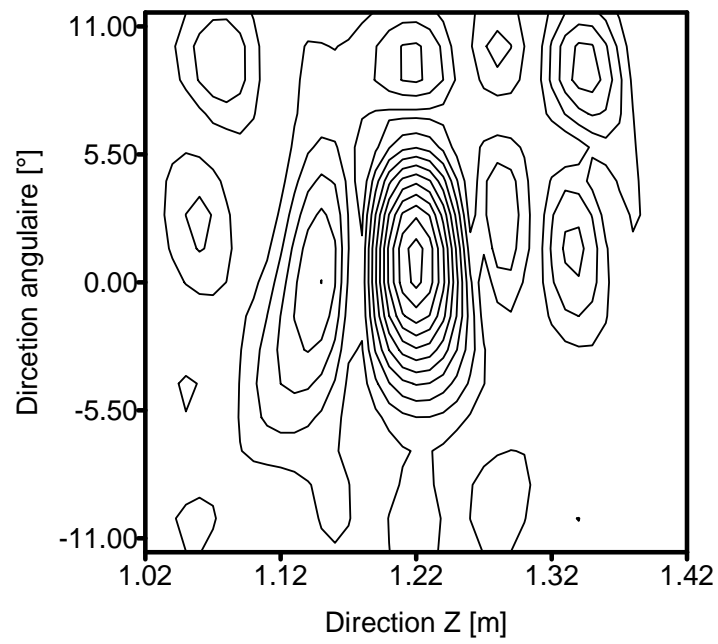
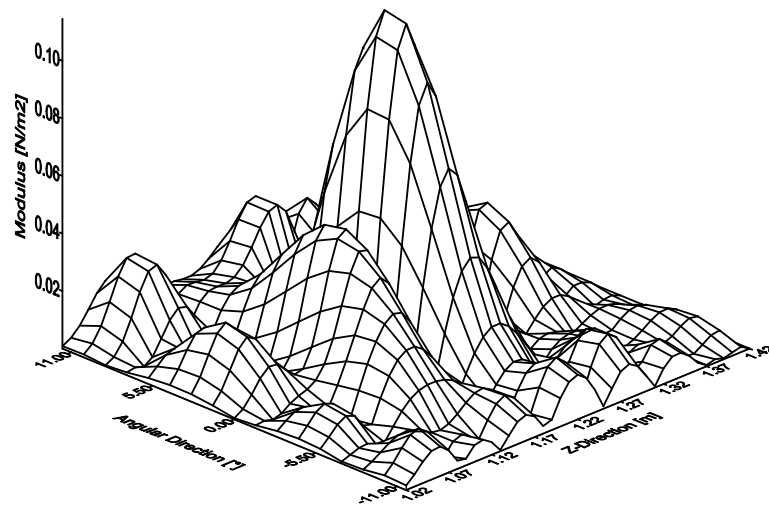


Fig. 5.13. Distribution de force obtenue après un filtrage global avec $k_{cz} = k_{c\theta} = 65$ rad/m.

(Même exemple que celui présenté en figure 5.12)



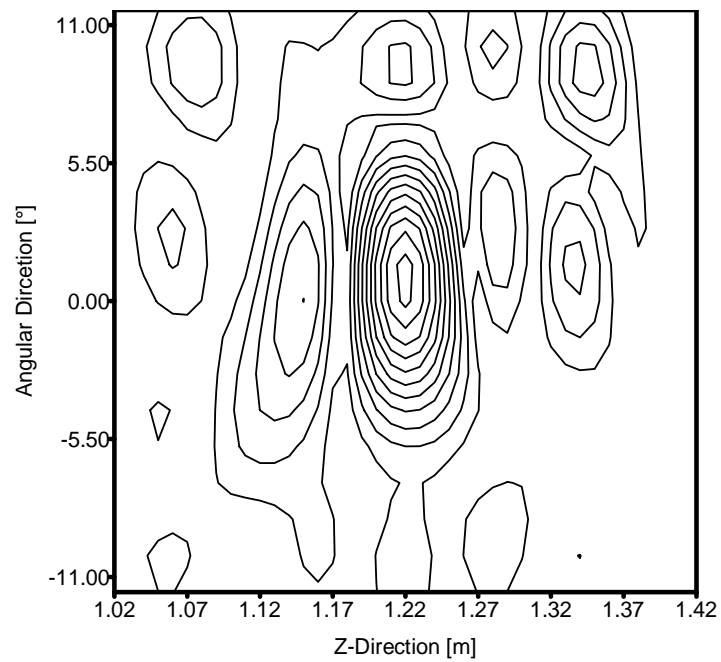
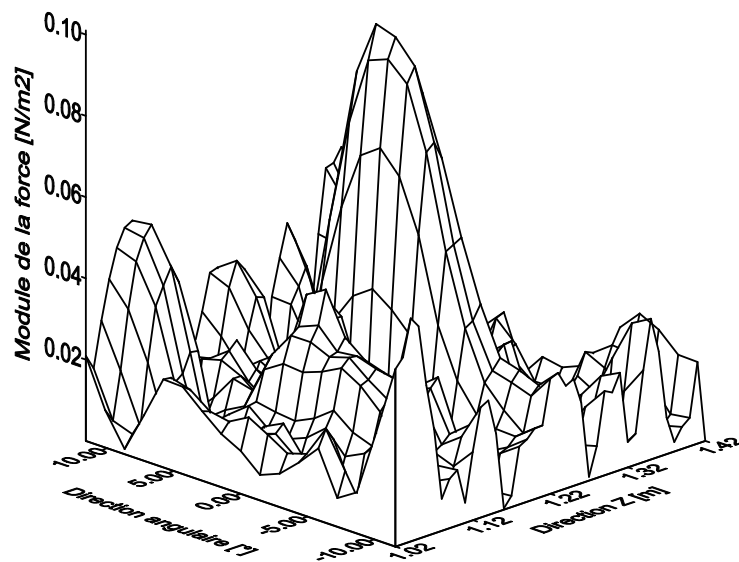


Fig. 5.14. Distribution de force obtenue après un fenêtrage et un filtrage global avec $k_{cz} = k_{c\theta} = 65$ rad/m.

Les mêmes résultats sont obtenus après un filtrage local (figure 5.15) en utilisant le même nombre d'onde de coupure et un facteur de forme correspondant à une force distribuée dont la valeur est égale à 4 dans les deux directions.



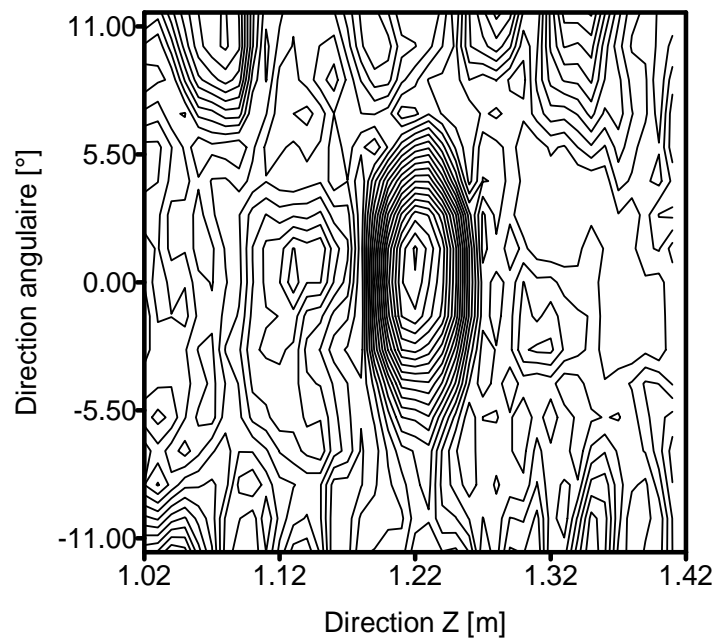
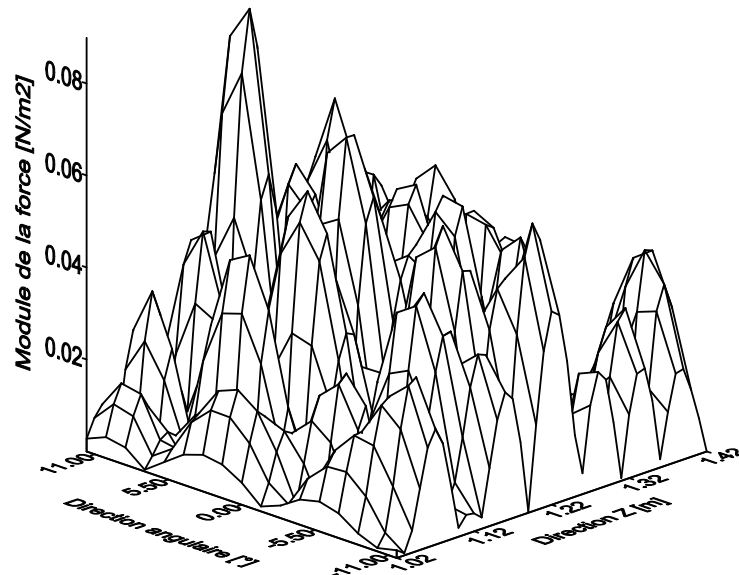


Fig. 5.15. Distribution de force obtenue après un filtrage local avec $k_{cz} = k_{c\theta} = 65 \text{ rad/m}$ et un facteur de forme égale à 4.

A une fréquence de 2332Hz, située juste au dessus de la fréquence d'anneau de la coque, la distribution de force présente des lobes de grandes amplitudes qui dominent la force réelle (figure 5.16).



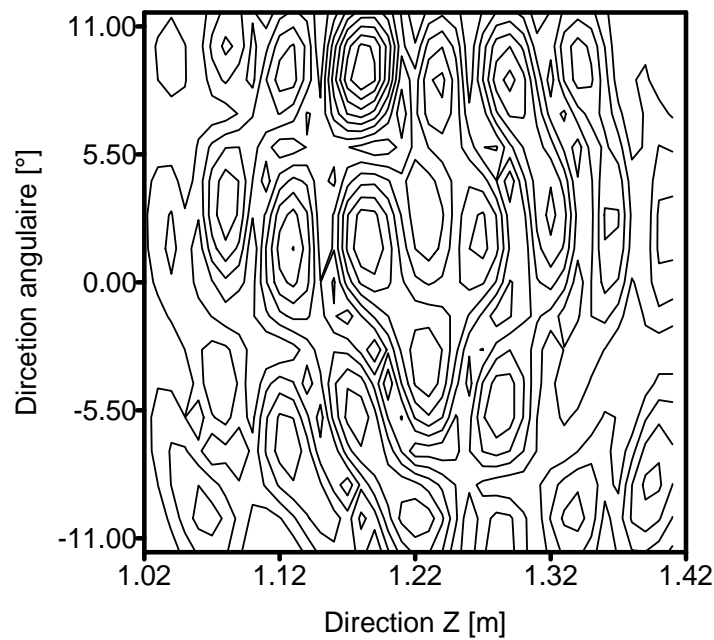


Fig. 5.16. Distribution de force obtenue après un fenêtrage et un filtrage global avec

$$k_{cz} = k_{c\theta} = 65 \text{ rad/m. excitation à } 2332\text{Hz.}$$

En plus des erreurs de mesure, dès que la fréquence commence à décroître en se rapprochant de la fréquence d'anneau, la prise en compte des déformations axiales et tangentielles est primordiale.

A des fréquences inférieures à la fréquence d'anneau de la coque cylindrique, les déformations tangentielles et axiales ont une importance majeure et elles doivent être mesurées et introduites dans l'équation de mouvement à côté des déplacements radiaux. Comme ceci n'est pas facilement réalisable, on a calculé la distribution de la force uniquement à partir des déplacements radiaux. Sur la figure 5.17, on montre la distribution de la force calculée à 800Hz après un fenêtrage et filtrage global. La distribution est très large malgré qu'elle donne des indications intéressantes sur la zone d'action de la force.

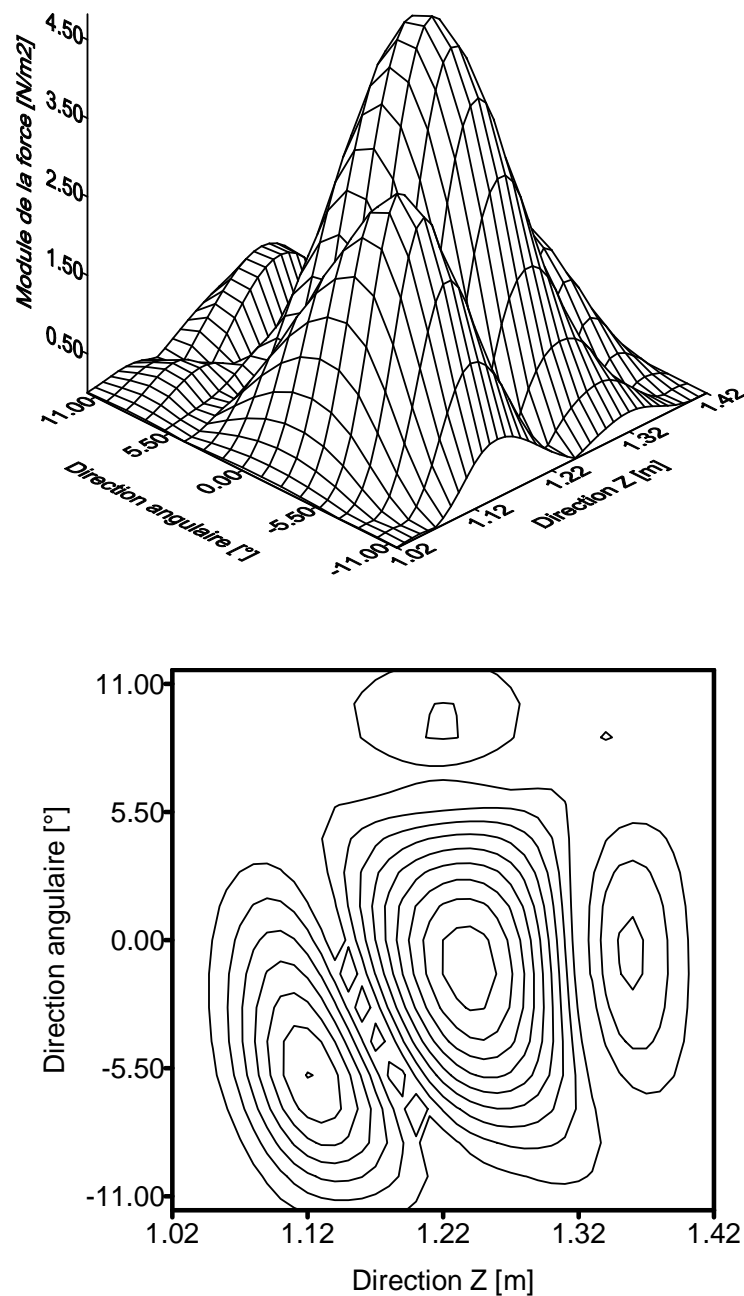


Fig. 5.17. Distribution de la force obtenue après un filtrage global avec $k_{cz} = k_{c\theta} = 45$ rad/m.

5.5.2. Résultats obtenus avec exciteur électroacoustique :

Pour valider la méthode à la suite d'une excitation acoustique, la bande de fréquence étudiée est limitée par la fréquence maximale de l'excitateur (800Hz). Cette fréquence étant inférieure à la fréquence d'anneau, la connaissance des déplacements tangentiels et axiaux est nécessaire. Etant donnée que la mesure de ces quantités, en même temps que les vitesses, n'est

pas aussi simple et surtout avec un nombre important de points de maillage, on a calculé la distribution de pression uniquement à partir des déplacements issus des vitesses radiales (figure 5.18). Il est clair qu'aucune localisation de l'excitation n'est possible car les vitesses mesurées sont trop bruitées.

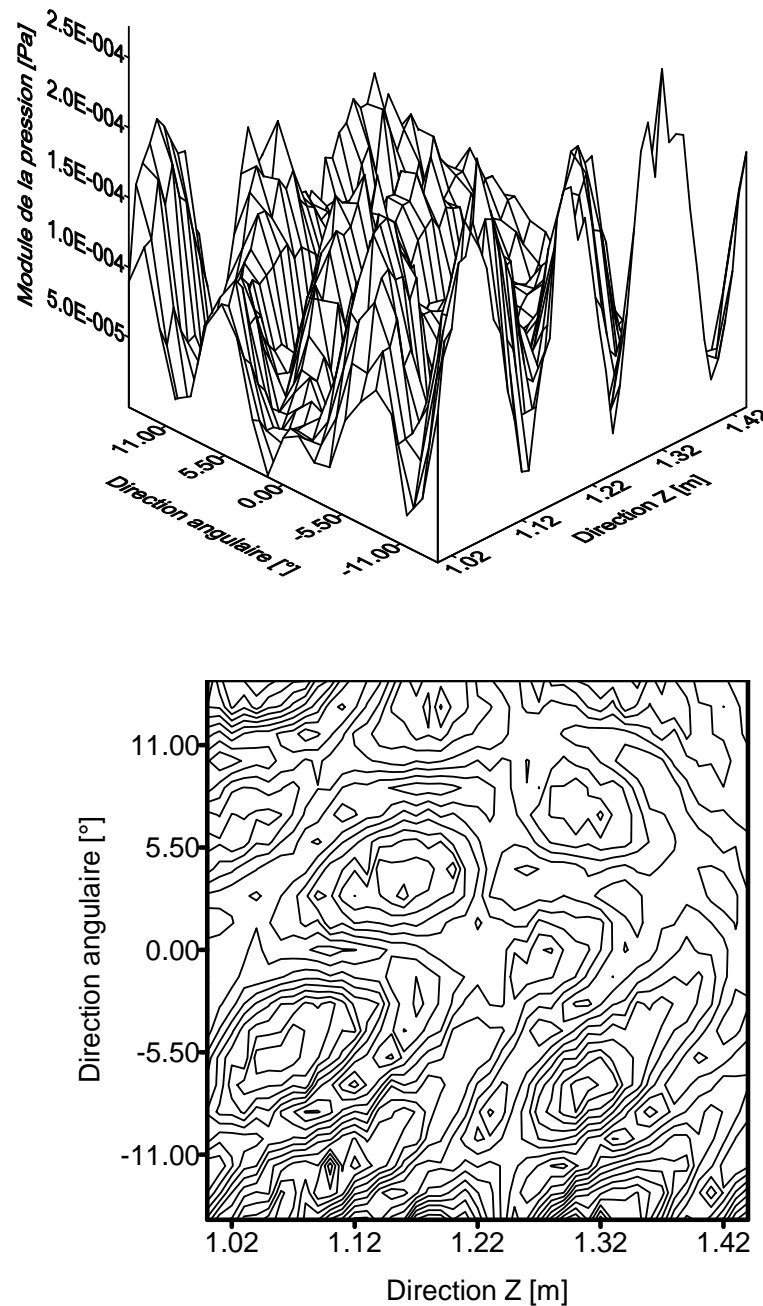


Fig. 5. 18. Distribution de la pression mesurée à 800Hz.

Cependant, après un fenêtrage et un filtrage global et en choisissant un nombre d'onde de coupure de 45 rad/m dans les deux directions, la distribution de pression filtrée à 800Hz

s'avère large mais elle entoure l'endroit de l'excitation (figure 5.19). La régularité de la pression fournie par l'excitateur électroacoustique ainsi que l'énergie développée font que les vitesses radiales mesurées ont des valeurs significatives de manière que l'influence des déformations est devenue presque négligeable.

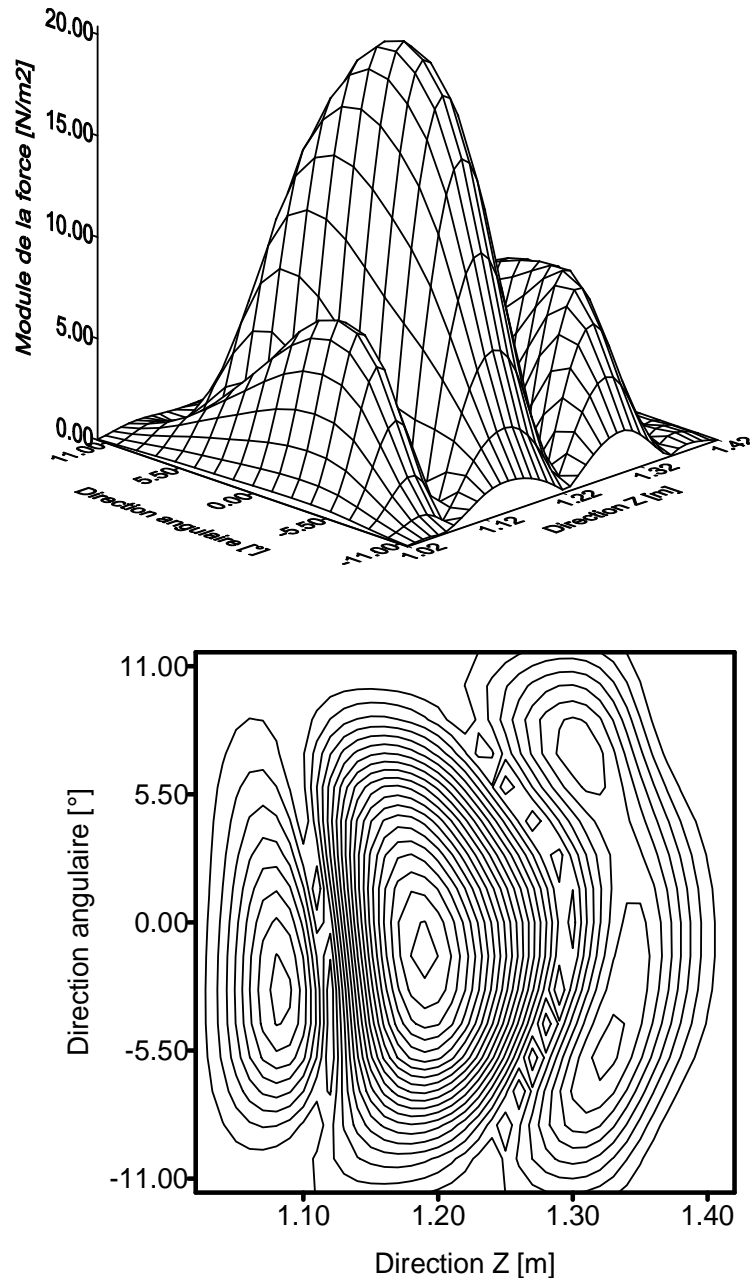


Fig. 5.19. Distribution de la pression obtenue à 800Hz après un filtrage global

$$\text{avec } k_{cz} = k_{c\theta} = 45 \text{ rad/m.}$$

5.6 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté toute la procédure expérimentale qui a permis la mesure des vitesses radiales de la paroi externe de la structure en utilisant un vibromètre laser à balayage. Les résultats de mesure obtenus lors d'une excitation mécanique, dans toute la bande de fréquence choisie, ne donnaient aucun espoir de localisation de l'excitation car les incertitudes associées à la mesure sont trop importantes. De même pour l'excitation acoustique à une fréquence en dessous de la fréquence d'anneau, les résultats ne sont pas bons et ne permettent pas de localiser la position de l'excitation.

Après régularisation du problème inverse, les résultats se sont nettement améliorés. Les distributions de force après le fenêtrage et le filtrage ont permis de voir apparaître des bosses avec des amplitudes dominantes à l'endroit où l'excitation est appliquée. Nous avons pu montrer que la méthode RIFF étendue au cas des coques cylindriques possède des performances, non seulement avec des données simulées, mais aussi avec des données expérimentales.

Conclusion générale

La localisation des sources en vibroacoustique est un axe de recherche qui s'est développé depuis quelques années. Dans beaucoup de situations, la mesure directe des sources de vibrations et de bruit est extrêmement difficile voire impossible. Par ailleurs, les effets de ces sources sont généralement accessibles par la mesure.

En mécanique, toutes les installations et les structures sont souvent soumises à des excitations mécaniques, à des sources acoustiques, à des flux de chaleur etc. Pour prévenir une panne ou une défaillance de fonctionnement avant qu'elle soit produite, un diagnostic doit se faire sans que l'installation soit démontée ou mise hors de travail pour une longue durée. Il doit permettre la localisation de la position et de l'importance des sources de défaillance à partir de la réponse vibratoire ou acoustique de la structure.

En revanche, les méthodes dites indirectes ou inverses sont très sensibles aux erreurs commises lors de la mesure de la réponse servant de données de départ du problème. D'où la nécessité de régulariser le problème inverse afin de réduire l'effet du bruit généré par les erreurs lors de l'inversion. La méthode RIFF proposée par Pezerat est l'une des techniques qui a prouvé une robustesse incontestable lors de la localisation des efforts appliqués sur des poutres et des plaques. L'avantage de la méthode est qu'elle n'exige pas la connaissance du champ de déplacements global du fait qu'une partie suffit pour calculer la distribution de force indépendamment des conditions aux limites. La technique de régularisation proposée consiste à filtrer les nombres d'ondes problématiques par les techniques de traitement de signal.

Nous sommes intéressés à cette méthode pour résoudre des problèmes de localisation des sources dans le cas des coques cylindriques dans le vide ou couplées avec des fluides au repos ou en mouvement uniforme où les travaux de recherche dans ce domaine sont très peu nombreux comparativement avec ceux qui ont été faits sur des poutres et des plaques.

La formulation du problème permettant la reconstruction des efforts mécaniques appliqués sur une coque cylindrique est basée sur une discrétisation des dérivées spatiales par des schémas aux différences finies. Cette procédure permet de calculer le second membre de l'équation du mouvement pour une fréquence donnée à partir des déplacements. Nous avons montré, à travers les simulations numériques, que la méthode permet de localiser les efforts appliqués sur une coque cylindrique dans le vide et nous avons validé les hypothèses que nous avons proposé au départ. Un des résultats intéressants est que la procédure expérimentale peut être allégée en se limitant à la mesure des déplacements radiaux car les couplages avec les autres déplacements peuvent être négligés au-dessus de la fréquence d'anneau.

Afin de se rapprocher des conditions réelles de mesure, les incertitudes de mesures ont été volontairement introduites dans les déplacements calculés numériquement. Les simulations ont montré que les résultats divergent à la suite du bruit et que la régularisation est indispensable pour rendre le problème stable. Le fenêtrage et le filtrage appliqués à la distribution de force ont permis d'atténuer les efforts résiduels aux bords de la structure et de réduire le bruit à la suite du bon choix des paramètres des fenêtres et de ceux des filtres.

La méthode proposée a été validée numériquement en utilisant les déplacements calculés par le logiciel I-deas où nous avons montré qu'il est possible de localiser une force mécanique ponctuelle au-dessus de la fréquence d'anneau. Par ailleurs, la localisation devient difficile à la suite de plusieurs facteurs qui sont explicitement exposés au chapitre III.

En tenant compte du couplage vibroacoustique, le rayonnement d'une coque cylindrique à la suite des excitations mécanique et acoustique a fait le principal objectif du chapitre IV. Nous avons montré, d'une part, que le fluide lourd interne au repos ou en mouvement uniforme provoque une chute du niveau vibratoire de la coque cylindrique et décale les pics de résonance vers les basses fréquences. D'autre part, nous avons confirmé par les simulations numériques que la localisation des sources mécanique et acoustique en contact avec la paroi de la coque est possible. Par contre, si le monopole est placé loin de la paroi ou si la vitesse est trop élevée, la localisation de la source acoustique devient impossible. En outre, même si les données sont bruitées, le fenêtrage et le filtrage améliorent nettement les résultats et permettent la localisation des sources en présence des fluides au repos ou en mouvement.

Enfin, une validation expérimentale de la méthode a été faite en réalisant la mesure des vitesses pariétales par un vibromètre laser à balayage de marque Polytec. Nous avons montré que la distribution calculée à partir des vitesses mesurées à la suite d'une excitation mécanique ou acoustique ne permet pas de localiser directement la position de l'excitation suite aux erreurs qui entachent les vitesses mesurées. Ce n'est qu'après une régularisation du problème que les résultats se sont nettement améliorés.

Pour conclure, le travail que nous avons présenté dans cette thèse englobe toutes les démarches nécessaires à la localisation des sources vibratoires et acoustiques agissant sur une coque cylindrique. Malgré le caractère complexe du problème posé, surtout lorsque la coque cylindrique est couplée avec des fluides acoustiques externe au repos et interne en mouvement uniforme, les résultats obtenus par la voie de simulations ou par la voie expérimentale sont très satisfaisants.

Références bibliographiques :

- [1] TIKHONOV A. et ARSENINE V. Méthode de résolution de problèmes mal posés. Edition Mir, 1996.
- [2] BUI H. D. Inverse problems in the mechanics of materials: An introduction. CRC Press, Boca Raton, FL, 1994, 224p, ISBN 0849384710.
- [3] WILLIAMS E. G., MAYNARD J. D. et SKUDRZYK E. Source sound reconstruction using a microphone array. Journal of Acoustical Society of America, 1980, vol. 78, N°1, p.340-344.
- [4] MAYNARD J. D., WILLIAMS E. G. et LEE Y. Nearfield acoustic holography: I. Theory of generalized holography and the development of NAH. Journal of Acoustical Society of America, 1985, vol. 78, N°4, p.1395-1413.
- [5] VERONESI W. A. et MAYNARD J. D. Nearfield acoustic holography (NAH) : II. Holographic reconstruction algorithms and computer implementation. Journal of Acoustical Society of America, 1985, vol. 81, N°5, p.1307-1322.
- [6] EL-KHOURI Z. et NOUALS C. Utilisation de l'analyse multirésolution en holographie acoustique cham proche. Traitement du Signal, 1994, vol. 11, N°3, p.257-262.
- [7] DER MATHEOSSIAN J. Y., GARCIA A. et CARLES C. Application of regularization methods to an inverse problem: near-field acoustical holography in a reflective medium. Journées Imagerie Acoustique: de la théorie à la pratique. 1-2 mars 1994, Lyon, France.
- [8] KIM B. K. et IH J. G. Design of an optimal wave filter for enhancing the resolution of reconstructed source field by near-field acoustical holography (NAH). Journal of Acoustical Society of America, 2000, vol. 107, N°6, p.3289-3297.
- [9] MATTEI P. O. et FILIPPI P. O. J. Application des techniques d'antennerie à la reconstruction du déplacement d'une structure vibrante. Journées Imagerie Acoustique: de la théorie à la pratique, 1-2 mars 1994, Lyon, France.
- [10] LAYOU T., PASCAL J. C. et CARNIEL X. Mesure de la déformée vibratoire d'une structure plane par antennerie vibratoire. Journées Imagerie Acoustique: de la théorie à la pratique, 1-2 mars 1994, Lyon, France.
- [11] TEKATLIAN A. A boundary element method to solve a radiation inverse problem. Journées Imagerie Acoustique: de la théorie à la pratique, 1-2 mars 1994, Lyon, France.
- [12] ROZIER C. et LESSELIER D. Inversion of cylindrical body in shallow water from aspect-limited data using filtered SVD and the L-curve. Acta Acustica united with Acustica, 1996, vol. 82, p.717-728.
- [13] GAVRIČ L. et PAVIC G. A finite element method for computation of structural intensity by the normal mode approach. Journal of Sound and Vibration, 1993, vol. 164, N°1, p.29-43.
- [14] ANTHONY J. R. et WILLIAMS E. G. On the use of acoustical holography for the determination of intensity in structures. 4th International Congress on Intensity Techniques, August 31- September 2, 1993, Senlis, France.

- [15] ZHANG Y. et MANN III J. A. Measuring the structural intensity and force distribution in plates. *Journal of Acoustical Society of America*, 1996, vol. 99, N°1, p.345-353.
- [16] ZHANG Y. et MANN III J. A. Examples of using structural intensity and the force distribution to study vibrating plates. *Journal of Acoustical Society of America*, 1996, vol. 99, N°1, p.353-361.
- [17] NEDJADE A. et SINGH R. Flexural intensity measurement on finite plates using modal spectrum ideal filtering. *Journal of Sound and Vibration*, 2002, vol. 256, N°1, p.33-63.
- [18] PEZERAT C. et GUYADER J. L. Two inverse methods for localization of external sources exciting a beam. *Acta Acustica*, 1995, vol. 3 N°1, p.1-10.
- [19] PEZERAT C. et GUYADER J. L. Force analysis technique: reconstruction of force distribution on plates. *Acustica united with Acta Acustica*, 2000, N°86, p.322-332.
- [20] PEZERAT C. et GUYADER J. L. Identification of vibration sources. *Applied Acoustics*, 2000, N°61, p.309-324.
- [21] PEZERAT C. et GUYADER J. L. Characterisation of vibration sources on a set of plates using the RIFF technique. *Noise Control Engineering Journal*, 2002, vol. 50 N°2, p.50-57.
- [22] KARCZUB D. B. et NORTON M. P. Finite differencing methods for the measurement of dynamic bending strain. *Journal of Sound and Vibration*, 1999, vol. 226, N°4, p.675-700
- [23] DE ARAÚJO M., ANTUNES J. et PITTEAU P. Remote identification of impact forces on loosely supported tubes: Part 1 – Basic theory and experiments. *Journal of Sound and Vibration*, 1998, vol. 215, N°5, p.1015-1041.
- [24] ANTUNES J., PAULINO M., et PITTEAU P. Remote identification of impact forces on loosely supported tubes: Part 2 – Complex vibro-impact motions. *Journal of Sound and Vibration*, 1998, vol. 215, N°5, p.1043-1064.
- [25] NAKAGIRI S. et SUZUKI K. Finite element analysis of external loads by displacement input with uncertainty. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 1999, N°168, p.63-72.
- [26] KARLSSON S. E. S. Identification of external structural loads from measured harmonic responses. *Journal of Sound and Vibration*, 1996, vol. 196, N°1, p.59-74.
- [27] LIU J. J., MA C. K., KUNG I. C. et LIN D. C. Input force identification of a cantilever plate by using a system identification technique. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 2000, N°190, p.1309-1322.
- [28] KAMMER D. C. Input force reconstruction using a time domain technique. *Journal of Vibration and Acoustics*, 1998, vol. 120, p.868-874.
- [29] SHI Q., RAO Z. et HAGIWARA I. Dynamic load estimation for multiple-input multiple-output system using Wiener filtering technique. *Fourth International Conference on Motion and Vibration Control*, 25-28 August 1998, Zurich. *Proceedings of MOVIC'98*, Editors G. Schweitzer, R. Siegart and P. Cattin.

- [30] HUANG C. H. An inverse non linear force vibration problem of estimating the external forces in a damped system with time dependent system parameters. *Journal of Sound and Vibration*, 2001, vol. 242, N°5, p.749-765.
- [31] FULLER C. R. Radiation of sound from an infinite cylindrical elastic shell excited by an internal monopole source. *Journal of Sound and Vibration*, 1986, vol. 109, N°2, p.259-275.
- [32] BLAISE A. et LESUEUR C. Acoustic transmission through a 3D orthotropic multi-layered infinite cylindrical shell, part I: Formulation of the problem. *Journal of Sound and Vibration*, 1994, vol. 171, N°5, p.651-664.
- [33] LAULAGNET B. et GUYADER J. L. Sound radiation from finite cylindrical shells, partially covered with longitudinal strips of compliant layer. *Journal of Sound and Vibration*, 1985, vol. 186, N°5, p.723-742.
- [34] LAULAGNET B. et GUYADER J. L. Modal analysis of shell's acoustic radiation in light and heavy fluids. *Journal of Sound and Vibration*, 1989, vol. 131, N°3, p.397-415.
- [35] CUSCHIERI J. M. et FEIT D. Influence of circumferential partial coating on the acoustic radiation from a fluid-loaded shell. *Journal of acoustical society of America*, June 2000, vol. 107, N°6, p.3196-3207.
- [36] GROSH K., PINSKY P. M., MALHOTRA M. et RAO V. S. Finite element formulation for a baffled, fluid-loaded, finite cylindrical shell. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 1994, vol. 37, N°17, p.2971-2985.
- [37] XU M. B. Three methods for analyzing force vibration of a fluid-filled cylindrical shell. *Applied Acoustics*, 2003, vol. 64, p.731-752.
- [38] WU C. J., CHEN H. L. et HUANG X. Q. Vibroacoustic analysis of a fluid-loaded cylindrical shell excited by a rotating load. *Journal of Sound and Vibration*, 1999, vol. 225, N°1, p.79-94.
- [39] WEIFANG Z. et ZHONGZU L. Dynamic responses of a cylindrical shell subjected to shock wave induced by underwater explosion. *Proceeding of DETC'97*, Sep. 14-17, 1997, Sacramento, California.
- [40] BRÉVART B. J. et FULLER C. R. Radial impulsive excitation of infinite fluid-filled elastic cylindrical shells. *Journal of Sound and Vibration*, 1994, vol. 177, N°3, p.411-422.
- [41] LAKIS. A.A et NEAGU S. Free surface effects on the dynamics of cylindrical shells partially filled with liquid. *Journal of Sound and Vibration*, 1997, vol. 207, N°2, p.175-205.
- [42] AMABILI M. Free vibration of partially filled, horizontal cylindrical shells. *Journal of Sound and Vibration*, 1996, vol. 191, N°5, p.757-780.
- [43] WANG C. et LAI J. C. S. Acoustic radiation from finite length cylindrical shells using boundary element method. *Fifth International Congress on Sound and Vibration*, December 15-18, 1997, Adelaide, South Australia.
- [44] WANG C. et LAI J. C. S. The sound radiation efficiency of finite length circular cylindrical shells under mechanical excitation II: Limitation of the infinite length model. *Journal of Sound and Vibration*, 2001, vol. 241, N°5, p.825-838.

- [45] ODDO L. et LAULAGNET B. Influence of internal structures of high modal density on shell's radiation. Proceeding of DETC'97, Sep. 14-17, 1997, Sacramento, California.
- [46] MISSAOUI J. et CHENG L. Vibroacoustic analysis of a finite cylindrical shell with internal floor partition. Journal of Sound and Vibration, 1999, vol. 226, N°1, p.101-123.
- [47] OUELAA N., LAULAGNET B. et GUYADER J. L. Etude vibro-acoustique d'une coque cylindrique finie remplie de fluide en mouvement uniforme. Acta Acustica, 1994, N°2, p.275-289.
- [48] DURANT C., ROBERT G., FILIPPI P. J. T. et MATTEI P. O. Vibroacoustic response of a thin cylindrical shell excited by a turbulent internal flow: Comparison between numerical prediction and experimentation. Journal of Sound and Vibration, 2000, vol. 229, N°5, p.1115-1155.
- [49] ZHANG X. M., LIU G. R. et LAM K. Y. Vibration analysis of thin cylindrical shells using wave propagation approach, Journal of Sound and Vibration, 2001, vol. 239, N°3, p.397-403.
- [50] ZHANG X. M., LIU G. R. et LAM K. Y. Coupled vibration analysis of fluid-filled cylindrical shells using wave propagation approach, Applied Acoustics, 2001, vol. 62, p.229-243.
- [51] LI H. L., WU C. J. et HUANG X. Q. Parametric study on sound radiation from an infinite fluid-filled/semi-submerged cylindrical shell. Applied acoustics, 2003, N°64, p.495-509.
- [52] OUELAA N., LAULAGNET B. et GUYADER J. L. Simulation de la détection de sources internes à partir des vibrations d'une conduite ou du bruit rayonné extérieur. Progrès récents des méthodes de surveillance acoustique et vibratoire, 27-29 Oct. 1992, Senlis, France.
- [53] GHERIB S. Résolution du problème inverse de rayonnement d'une coque par calcul inverse. Thèse de Magister, Université de Guelma, 1998, 120P.
- [54] ODDO L. Préviation du rayonnement acoustique de structures complexes et identification des sources. Thèse de Doctorat, INSA de Lyon, 1999, 116p.
- [55] DJAMAA M. C., OUELAA N., PEZERAT C. et GUYADER J. L. Identification of external forces exciting finite thin cylindrical baffled shell. International Conference on noise and vibration engineering (ISMA2002), 2002, Leuven, Belgium.
- [56] LECLERE Q., PEZERAT C., LAULAGNET B. et POLAC L. Reconstruction of stationary forces exciting an engine cylinder block. The 2002 International Congress and Exposition on Noise Control Engineering, August 19-21 2002, Dearborn, MI, USA.
- [57] SUZIKI A., KAMIYA K., YASUDA K. et WATANABE A. Experimental identification technique for boundary conditions by using transient response. Tenth International Congress on Sound and Vibration, 7-10 July 2003, Stockholm, Sweden.
- [58] COMANO L. et GALLEGO R. Material constants identification in anisotropic materials using boundary element techniques. Inverse Problems in Sciences and Engineering, 2005, vol. 13, N°6, p.635-654.

- [59] GAYTON N., LAMBELIN J. P. et LEMAIRE M. Dimensionnement d'une coque conique raidie par une approche probabiliste. 15^{ème} Congrès Français de Mécanique, 3-7 septembre 2001, Nancy, France.
- [60] YANG M. Y. et KOOPMANN G. H. An inverse method to compute equivalent forces on a structure based on sound power measurements. *Journal of Sound and Vibration*, 2002, vol. 252, N°1, p.65-82.
- [61] FRITZ D., MARBURG S. et HARDTKE H. J. Reducing radiated sound power of plates and shallow shells by local modification of geometry. *Acta Acustica united with Acustica*, 2003, vol. 89, p.53-60.
- [62] PAN X. et HANSEN C. H. Active control of vibration transmission in a cylindrical shell. *Journal of Sound and Vibration*, 1997, vol. 203, N°3, p.409-434.
- [63] QIU X. et HANSEN C. H. Secondary acoustic source types for active noise control in free fields: monopoles or multipoles? *Journal of Sound and Vibration*, 2000, vol. 232, N°5, p.1005-1009.
- [64] OUELAA N. Rayonnement acoustique des conduits cylindriques finis, parcourus par un écoulement uniforme. Thèse de Doctorat, INSA de Lyon, 1993, 120p.
- [65] LEISSA A. W. Vibrations of shells. NASA SP-288, reprinted by the Acoustical Society of America, American Institute of Physics, New York, 1993.
- [66] LESUEUR C. Rayonnement acoustique des structures – Vibro-acoustique, Interactions fluide-structure. Editions EYROLLES, Paris, 1988, 591p. N°66 de la Collection de la Direction des Etudes et Recherches d'Electricité de France.
- [67] GASQUET C. et WITOMSKI G. Analyse de Fourier et applications. Paris, Masson, 1990, 354p.
- [68] WANG C. et LAI J. C. S. Prediction of natural frequency of finite length circular cylindrical shells. *Applied acoustics*, 2000, N°59, p.385-400.
- [69] KUNT M. Traitement numérique des signaux. 3^{ème} édition, Paris, Dunod, 1981, 402p.
- [70] PEZERAT C. Méthode de d'identification des efforts appliqués sur une structure vibrante par résolution et régularisation du problème inverse. Thèse de Doctorat, INSA de Lyon, 1996, 134p.
- [71] GOROG S. et MICHEAU P. Filter banks implementation of numerical models for vibroacoustic analysis in the medium frequency range. *Journal of Sound and Vibration*, 1998, vol. 213, N°1, p.35-54.
- [72] DJAMAA M. C., OUELAA N., PEZERAT C. et GUYADER J. L. Identification of external forces exciting finite thin cylindrical shell. *Acta Acustica united with Acustica*, 2006, vol. 92, N°3, p.398-405.
- [73] LIANG J. et PETERSSON B. A. T. Estimation of vibration distribution for finite structures. *Journal of Sound and Vibration*, 2000, vol. 238, N°2, p.271-293.
- [74] PEZERAT C. et GUYADER J. L. Localisation d'efforts appliqués sur des structures minces ; régularisation du problème inverse, *Revue Française de Mécanique*, 1996, p.49-55.

- [75] PEZERAT C. et GUYADER J. L. Vibroacoustic source identification from measured structure response and resolution of the inverse problem. Proceeding of DETC'97, Sep. 14-17, 1997, Sacramento, California.
- [76] I-DEAS Test Data Analysis User's Guide, Structural Dynamics Research Corporation, 1990.
- [77] DJAMAA M. C., OUELAA N., PEZERAT C. et GUYADER J. L. Force identification acting on an open cylindrical panel by an inverse method. 5^{ème} Conférence Internationale sur les Méthodes de surveillance et Techniques de Diagnostic acoustiques et vibratoires, 11-13 Oct. 2004, CETIM, France.
- [78] MATTEI P.O. Sound radiation by a baffled shell. Comparison of the exact and an approximate solution. Journal of Sound and Vibration, 1995, vol. 188, N°1, p.111-130.
- [79] LAULAGNET B. Rayonnement acoustique des coques cylindriques, finies raidies, revêtues d'un matériau de masquage. Thèse de Doctorat, INSA de Lyon, 1989, 194p.
- [80] FILIPPI P. J. T. The role of the resonance modes in the response of a fluid-loaded structure. Journal of Sound and Vibration, 2001, vol. 239, N°4, p.639-663.
- [81] MATTEI P. O. et FILIPPI P. J. T. Rayonnement d'une coque cylindrique excitée par un écoulement turbulent. Comparaison calculs-expérience. 4^{ème} Colloque du GDR Vibroacoustique, mars 1998, Nevers, France.
- [82] KIL H. G., JARZYNSKI J. J. et BERTHELOT Y. H. Wave decomposition of the vibrations of a cylindrical shell with an automated scanning laser vibrometer. Journal of Acoustical Society of America, 1998, vol. 104, N°6, p.3161-3168.
- [83] HALKON B. J. et ROTHBERG S. Vibration measurements using continuous scanning laser Doppler vibrometry: theoretical velocity sensitivity analysis with applications. Measurement Science and Technology, 2003, vol. 14, p.382-393.
- [84] VANLANDUIT S., GUILLAUME P. et SCHOUKENS J. Broadband vibration measurements using a continuously scanning laser vibrometer. Measurement Science and Technology, 2002, vol. 13, p.1574-1582.
- [85] DJAMAA M. C., OUELAA N., PEZERAT C. et GUYADER J. L. Estimation of mechanical sources from measured displacements of a cylinder by regularisation of the inverse problem. The third International Conference: Inverse Problems, Modelling and Simulations, May 29-June 02 2006, Fethiye, Turkey.
- [86] BOUBER W., MORTON D., GEDNEY C. et ABBOT P. Efficient system for wavenumber-frequency analysis of underwater structures. Third International Conference on Vibration Measurements by Laser: Advances and Applications, 16-19 June 1998, Ancona, Italy, Published by SPIE vol. 3411, p.282-293.
- [87] LI W. X., MITCHEL L. D. et LU M. F. Using spatial DFT-IDFT techniques for mapping of non-square and unevenly spaced 2D velocity data acquired by scanning laser Doppler Vibrometer. First International Conference on Vibration Measurements by laser: Advances and Applications, 3-5 Oct. 1994, Ancona, Italy, Published by SPIE, vol. 2358, p.247-253.