



16^{èmes} Journées de l'Hydrodynamique

27-29 novembre 2018 - Marseille



CENTRALE
MARSEILLE



ETUDE PAR METHODE INTEGRALE DES INTERFERENCES RESONANTES D'ONDES DE GRAVITE DANS UNE CUVE OU UN CANAL EN PRESENCE D'UN RESEAU DENSE DE CYLINDRES VERTICAUX EMERGENTS

STUDY OF WATER WAVE RESONING INTERACTIONS IN A TANK OR A WAVE FLUME IN THE PRESENCE OF DENSE VERTICAL SURFACE-PIERCING CYLINDERS

V. REY⁽¹⁾, G. DUPONT⁽²⁾, G. ARNAUD⁽¹⁾
F. REMY⁽²⁾, B. MOLIN⁽²⁾, J. TOUBOUL⁽¹⁾

*rey@univ-tln.fr ; dupont.guillaume@ec-marseille.fr ; arnaud@univ-tln.fr
fabien.remy@ec-marseille.fr ; bernard.molin@ec-marseille.fr ; touboul@univ-tln.fr*

⁽¹⁾Université de Toulon, CNRS/INSU, IRD, Mediterranean Institute of Oceanography (MIO), UM 110, 83041 Toulon Cedex, FRANCE

⁽²⁾Aix-Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille, IRPHE, UMR 7342, 13451 Marseille cedex, FRANCE

Résumé

L'objet de ce travail est de discuter les rôles respectifs de la porosité, de la surface spécifique, et d'un troisième paramètre, la tortuosité, caractérisant les milieux poreux ([3]), sur la périodicité spatiale d'une onde de gravité se propageant à travers un réseau dense de cylindres émergents. Ce travail s'appuie sur des calculs semi-analytiques et numériques, et des comparaisons avec des données expérimentales d'études de ballottements dans une cuve ou de propagation d'ondes dans un canal.

Summary

The aim of the present work is to discuss the respective effects of porosity, specific surface and tortuosity, characteristics of porous media, on the spatial periodicity of a gravity wave which propagates across a dense array of vertical surface-piercing cylinders. Analytic and numerical approaches, with comparisons to either shushing experiments within a tank or wave propagation in a flume in the presence of such a structure are presented and discussed.

I – Introduction

En hydrodynamique ou océanographie côtière, les réseaux de cylindres verticaux émergents sont utilisés pour modéliser des ouvrages poreux ou de la végétation, algues ou plantes marines. Ils peuvent être également utilisés pour modéliser les chicanes à l’intérieur de cuves pour éviter le ballotement. Lorsqu’on considère la propagation de la houle à travers de tels milieux, les effets dissipatifs sont importants à cause d’une surface de contact fluide-solide (ou surface spécifique) d’autant plus grande que la taille des cylindres est petite, à porosité constante, et des effets de sillage autour des cylindres ([5], [2]). Cependant, des oscillations d’amplitude importante peuvent être entretenues dans des cuves dans des conditions de résonance, de même que de forts taux de réflexion des houles peuvent être observés pour des poreux de longueur finie dans des cas d’interférences constructives entre onde incidente et onde réfléchie par l’extrémité aval du milieu poreux. Ces phénomènes sont liés à la longueur d’onde de la houle dans le milieu poreux, qui peut être approché par des méthodes analytiques [5] ou semi-empiriques par un choix adéquat de coefficient de masse ajoutée [2].

Les effets de la porosité sur la longueur d’onde de la houle a été étudiée par [5] à travers les ballottements dans une cuve. Les effets de la surface spécifique à porosité constante du milieu poreux ont été étudiés par [2] en canal, où il a été montré que celle-ci n’avait pas d’influence notable sur la longueur d’onde de l’onde dans le milieu poreux.

Une approche semi-analytique basée sur la résolution intégrale des conditions de flux et de pression aux interfaces fluide-cylindres a été utilisée pour modéliser la propagation d’une onde de gravité pour des réseaux denses ou clairsemés de cylindres [6]. Pour des réseaux denses, les maxima et minima de réflexion calculés avec cette méthode apparaissent comme dépendants de l’arrangement des cylindres, notamment aux plus hautes fréquences (conditions de profondeur infinie pour les houles), à porosité et surface spécifiques données.

L’objet de ce travail est de discuter les rôles respectifs de la porosité, de la surface spécifique, et d’un troisième paramètre, la tortuosité, caractérisant les milieux poreux [3], sur la périodicité spatiale d’une onde de gravité se propageant à travers un réseau dense de cylindres émergents. Ce travail s’appuie sur des calculs analytiques ou semi-analytiques, et des comparaisons avec des données expérimentales d’études de ballottements dans une cuve ou de propagation d’ondes dans un canal.

II – Modèle théorique et formulation numérique

II – 1 Théorie potentielle linéaire

On suppose que l’onde se propage le long d’un canal de profondeur constante h et de largeur variable. Les structures émergentes peuvent être de forme régulière ou irrégulière dans le plan horizontal, leur forme de dépend de la direction verticale. Les frontières sont donc des parois verticales (voir Fig. 1). On considère un repère cartésien, l’origine étant situé au niveau de la surface libre, tel que l’axe des x correspond à la direction de propagation de l’onde incidente, l’axe des y à sa direction normale, et z est vertical orienté vers le haut.

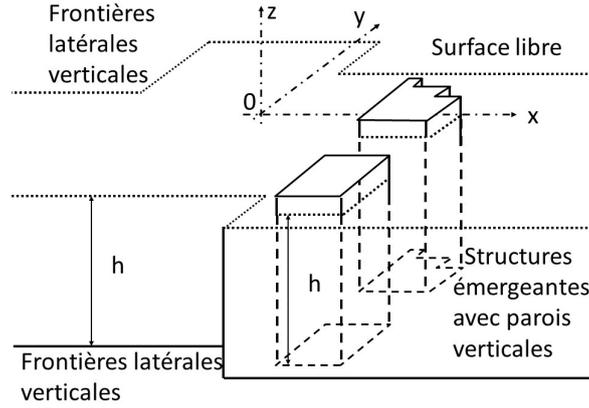


FIGURE 1 – Système de coordonnées et structures émergentes

II – 1.1 Expression générale du potentiel de vitesses pour un domaine de largeur donnée

L'expression générale du potentiel des vitesses $\Phi(x, y, z, t)$ pour une houle régulière de pulsation ω se propageant par profondeur constante h est de la forme

$$\Phi(x, y, z, t) = \frac{\alpha\omega}{k} \frac{\cosh[k(z+h)]}{\sinh(kh)} F(x, y) e^{i\omega t} + cc. \quad (1)$$

où α est l'amplitude de l'onde. Le nombre d'onde k vérifie l'équation de dispersion :

$$\omega^2 = gk \tanh(kh) \quad (2)$$

Si l'on considère le domaine fluide compris dans l'intervalle $d_m < y < d_M$ selon l'axe y , avec $d = d_M - d_m$ la largeur du domaine, le potentiel des vitesses (1) s'écrit

$$\Phi(x, y, z, t) = \cosh[k(z+h)] \phi(x, y) e^{i\omega t} + cc. \quad (3)$$

avec $\phi(x, y)$ le potentiel de surface donné par

$$\phi(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} [A_n^- e^{-ik_{xn}x} + A_n^+ e^{+ik_{xn}x}] \psi_n(y) \quad (4)$$

avec

$$\psi_n(y) = \cos[k_{yn}(y - d_m)] \quad (5)$$

et

$$k_{yn} = \frac{n\pi}{d_M - d_m} = \frac{n\pi}{d} \quad (6)$$

qui vérifie la condition d'imperméabilité aux parois $y = d_m$ et $y = d_M$.

Comme $\Delta\Phi = 0$, avec $\Delta = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}, \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right)$,

$$k_{xn} = (k^2 - k_{yn}^2)^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

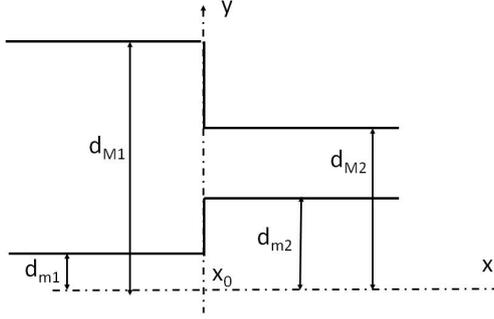


FIGURE 2 – Domaines successifs de largeurs différentes

Pour $n = 0$, $k_{xn} = k$, et k_{xn} est imaginaire pur pour $k_{yn} > k$. Le nombre de modes propagatifs n_{prop} est alors donné par

$$n_{prop} = 1 + \text{Int} \left[\frac{kd}{\pi} \right] \quad (8)$$

avec Int la partie entière. Pour les modes propagatifs n le long de l'axe x , $k_{xn} = k \cos \theta_n$ et $k_{yn} = k \sin \theta_n$, où θ_n est l'angle de propagation par rapport à l'axe x pour un mode n donné. Pour un canal étroit ou pour des ondes longues, ($k < \frac{\pi}{d_M - d_m}$), seul le premier mode est propagatif, selon l'axe x , les autres sont évanescents. Pour la résolution numérique, l'expression générale du potentiel des vitesses est tronquée à un certain ordre $n = P$, les premiers $(P + 1)$ modes sont ainsi considérés. Par simplicité, P sera choisi le même pour tous les domaines dans les calculs présentés.

II – 1.2 Equations de continuité pour un canal unique sur la section y

Pour deux domaines successifs (see Fig. (2)) d'indices 1 et 2, de largeurs respectives $d_1 = d_{M1} - d_{m1}$ ($d_{m1} < y < d_{M1}$) et $d_2 = d_{M2} - d_{m2}$ ($d_{m2} < y < d_{M2}$), les conditions de continuité de pression et de vitesses à l'interface $x = x_0$ sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_1 = \phi_2 \text{ for } \max(d_{m1}, d_{m2}) < y < \min(d_{M1}, d_{M2}) \\ \frac{\partial \phi_1}{\partial x} = \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \text{ for } \max(d_{m1}, d_{m2}) < y < \min(d_{M1}, d_{M2}) \\ \frac{\partial \phi_j}{\partial x} = 0 \text{ for } d_{mj} < y < \max(d_{m1}, d_{m2}) \text{ et } \min(d_{M1}, d_{M2}) < y < d_{Mj}, j = 1, 2 \end{array} \right. \quad (9)$$

Les fonctions $\psi_{j,m}, \psi_{j,n}$ forment une base orthogonale pour le produit scalaire

$$\langle f_j | g_j \rangle = \int_{d_{mj}}^{d_{Mj}} f_j \cdot g_j dy \quad (10)$$

La prise en compte de l'orthogonalité des fonctions $\psi_{j,m}$, permet d'écrire les conditions de continuité aux interfaces pour tout n sous la forme intégrale :

$$\int_{d_{m2}}^{d_{M2}} \phi_1 \cdot \psi_{2,n} dy = \int_{d_{m2}}^{d_{M2}} \phi_2 \cdot \psi_{2,n} dy \quad (11)$$

et

$$\int_{d_{m1}}^{d_{M1}} \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \cdot \psi_{1,n} dy = \int_{d_{m2}}^{d_{M2}} \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \cdot \psi_{1,n} dy \quad (12)$$

pour $n = 0, \dots, P$ dans le cas $d_{m1} < d_{m2}$ et $d_{M2} < d_{M1}$ (voir Fig. 2).

Dans la suite, nous considèrerons des domaines composés d'un seul canal, par utilisation de la périodicité du réseau dans la direction y .

II – 2 Formulation numérique

II – 2.1 Construction du système matriciel

On considère M domaines, séparés par $N = M - 1$ discontinuités le long de l'axe x , x_j , $j = 0, \dots, N - 1$. Le domaine D_0 est défini pour $x < 0$ et $d_m^{(0)} < y < d_M^{(0)}$, le domaine D_M pour $x > 0$ et $d_m^{(M)} < y < d_M^{(M)}$ où l'indice (j) fait référence au domaine j . Les discontinuités délimitent $(N - 1)$ segments S_j de longueur $L_j = x_{j+1} - x_j$. Pour chaque segment j , on définit le domaine D_j , délimité selon l'axe y par $y = d_m^{(j)}$ et $y = d_M^{(j)}$, $d_M^{(j)} > d_m^{(j)}$. Pour le domaine D_0 , l'absence d'onde d'incidence oblique et la non divergence des modes évanescents quand $x \rightarrow -\infty$ permettent d'écrire les expressions générales suivantes pour le potentiel des vitesses :

$$\phi^{(0)}(x, y) = A_0^{(0)-} e^{-ik_{x0}^{(0)} x} \psi_0^{(0)}(y) + \sum_{n=0}^P \left[A_n^{(0)+} e^{+ik_{xn}^{(0)}(x)} \right] \psi_n^{(0)}(y) \text{ for } x < 0 \quad (13)$$

où $A_0^{(0)-}$ est le coefficient complexe pour l'onde incidente, $A_n^{(0)-}$, $n = 0, \dots, (n_{prop} - 1)$ sont ceux pour les ondes diffusées ($n = 0$ correspond à l'onde réfléchie, de sens opposé à l'onde incidente et $A_n^{(0)-}$, $n > (n_{prop} - 1)$ sont ceux pour les modes évanescents. Pour le domaine D_M , l'absence d'onde réfléchie quelle que soit son incidence, et l'absence de divergence des modes évanescents quand $x \rightarrow \infty$ permettent d'écrire l'expression générale suivante pour le potentiel des vitesses :

$$\phi^{(M)}(x, y) = \sum_{n=0}^P \left[A_n^{(M)-} e^{-ik_{xn}^{(M)}(x-x_N)} \right] \psi_n^{(M)}(y) \text{ for } x < L \quad (14)$$

$A_n^{(M)-}$, $n = 0, \dots, (n_{prop} - 1)$ sont les coefficients pour l'onde diffusée ($n = 0$ correspond à l'onde transmise dans la direction de l'onde incidente), et $A_n^{(M)-}$, $n > (n_{prop} - 1)$ les coefficients pour les modes évanescents. L'expression générale du potentiel réduit dépendant des coordonnées horizontales est la suivante pour les domaines D_j , $j = 1, \dots, N - 1$:

$$\phi^{(j)}(x, y) = \sum_{n=0}^P \left[A_n^{(j)-} e^{-ik_{xn}^{(j)}(x-x_j)} + A_n^{(j)+} e^{+ik_{xn}^{(j)}(x-x_{j+1})} \right] \psi_n^{(j)}(y) \text{ for } x_j < x < x_{j+1} \quad (15)$$

où $A_n^{(j)\pm}$ sont les $2(P + 1)$ coefficients complexes inconnus pour les domaines finis D_j . Les $2N(P + 1)$ coefficients inconnus sont alors calculés numériquement par résolution des $2N(P + 1)$ conditions de continuité écrites à chaque abscisse x_j , $j = 1, \dots, N$ déduites des Eq. (13), (14) et (15).

II – 2.2 Conservation de l'énergie

Le flux moyen d'énergie à travers le plan $y0z$ est donné par :

$$E_t = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \int_{y_m}^{y_M} \int_{x=-h}^{\eta} p \vec{v} \cdot \vec{n} dt dy dz \quad (16)$$

où \vec{n} est un vecteur unitaire normal à $y0z$ et $p = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t}$, $\vec{v} \cdot \vec{n} = \frac{\partial \Phi}{\partial x}$. En l'absence de dissipation, la conservation du flux d'énergie le long de la direction de propagation $0x$ s'écrit :

$$\frac{k_{x0}^{(0)}}{k} |A_0^{(0)-}|^2 = \frac{k_{x0}^{(0)}}{k} |A_0^{(0)+}|^2 + \frac{k_{x0}^{(M)}}{k} |A_0^{(M)+}|^2 + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{n_{prop}-1} \left[\frac{k_{xn}^{(0)}}{k} |A_n^{(0)+}|^2 + \frac{k_{xn}^{(M)}}{k} |A_n^{(M)+}|^2 \right] \quad (17)$$

Si l'on définit les coefficients de réflexion et de transmission pour les modes n

$$R_n = \left| \frac{A_n^{(0)+}}{A_0^{(0)-}} \right| \text{ et } T_n = \left| \frac{A_n^{(M)+}}{A_0^{(0)-}} \right| \quad (18)$$

et qu'on suppose les mêmes frontières latérales y_m et y_M pour les domaines semi-infinis, l'expression (17) devient,

$$1 = R_0^2 + T_0^2 + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{n_{prop}-1} \frac{k_{xn}^{(0)}}{k} [R_n^2 + T_n^2] \quad (19)$$

expression qui se réduit à la condition classique de conservation d'énergie $1 = R_0^2 + T_0^2$ lorsque seul le mode ($n = 0$) est propagatif.

La condition (Eq. 17) est utilisée comme un paramètre de contrôle des calculs numériques. L'erreur relative est trouvée inférieure à 10^{-5} dans les calculs présentés.

III – Réflexion en canal à houle

Nous présentons dans cette section des calculs de réflexion par un réseau de cylindres denses. Nous discutons dans une première partie l'influence de la surface spécifique à porosité constante sur le coefficient de réflexion dans les conditions d'expérience de [2], puis dans une deuxième partie de l'arrangement des cylindres à porosité et surface spécifique constantes.

III – 1 Influence de la taille des cylindres à porosité constante

Des expériences ont été menées dans le canal hydrodynamique de Seatech, Toulon dans le cadre de la thèse de G. Arnaud ([1]). La profondeur d'eau était de $0.23m$. Les houles, de cambrure variable, étaient régulières, de fréquence comprise entre 0.5 et $1.8Hz$, couvrant les conditions eau peu profonde ($f < 0.6Hz$) à profondeur infinie ($f > 1.8Hz$). Les fonds poreux considérés étaient constitués d'un réseau dense de cylindres verticaux émergents disposés en quinconce, de longueur $L = 1.20m$. Trois diamètres de cylindres ont été utilisés, $D = 0.020, 0.032$ et $0.050m$. La porosité était fixée et égale à 0.7 . La surface spécifique, surface de contact fluide-solide par unité de volume, était respectivement de $52, 33$ et $22m^{-1}$. On a représenté sur la Fig. 3 le coefficient de réflexion en fonction de

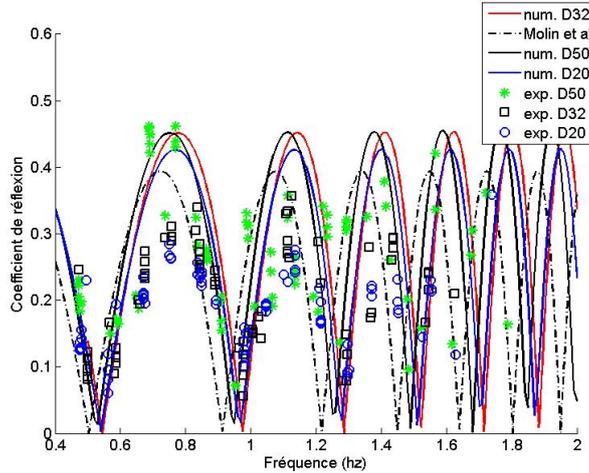


FIGURE 3 – Coefficient de réflexion en fonction de la fréquence

la fréquence, pour les trois séries d'expériences correspondant à chacun des diamètres des cylindres. Les résultats sont comparés à ceux des calculs menés avec la méthode intégrale présentée dans la section II – ainsi que ceux basés sur l'hypothèse d'un milieu poreux homogène pour lequel les caractéristiques de l'onde sont données par la relation de dispersion (voir [5]) :

$$\omega^2 = \frac{gk}{\sqrt{S}} \tanh\left(\frac{kh}{\sqrt{S}}\right) \quad (20)$$

On observe que les résultats présentent un caractère oscillant en fonction de la fréquence, ce qui traduit un phénomène de résonance, due à la succession de deux discontinuités d'indice, aux limites du réseau dense de cylindre constituant un "milieu poreux". La localisation et l'espacement des extrema, mesurés ou calculés avec la méthode décrite dans la section II ne dépendent pas significativement du diamètre des cylindres. Les mesures et les calculs menés dans [2], avec pour les calculs l'hypothèse d'une relation de dispersion avec une masse ajoutée empirique unique quel que soit le diamètre du cylindre avait conduit à la conclusion que la longueur d'onde de l'onde dans le milieu poreux ne dépendait pas de la surface spécifique. Les calculs menés avec la présente méthode semblent montrer une légère dépendance des résultats en fonction de la surface spécifique, mais restent globalement en bon accord avec l'expérience. Nous avons également représenté les résultats avec la relation de dispersion (20). Les résultats sont en bon accord aux basses fréquences, soit pour les ondes les plus longues, conditions qui correspondent aux expériences de ballotement en cuve menées à l'ECM, Marseille avec ces mêmes milieux poreux (Molin et al, 2016). Aux plus hautes fréquences, un décalage croissant apparaît cependant entre les courbes théoriques.

III – 2 Influence de l'arrangement des cylindres

Nous présentons ici les résultats des calculs pour des cylindres soit alignés soit disposés en quinconce. On exprime le coefficient de réflexion en fonction de la fréquence adimensionnée kL' avec $L' = L * T$ où T est une "tortuosité". En mécanique des milieux poreux, cette grandeur traduit le chemin tortueux du fluide à travers le milieu. Le débit pour un écoulement rampant étant proportionnel au gradient de pression le long de l'écoulement, celui-ci est donc d'autant plus réduit que T est grand devant l'unité. Nous procédons ici

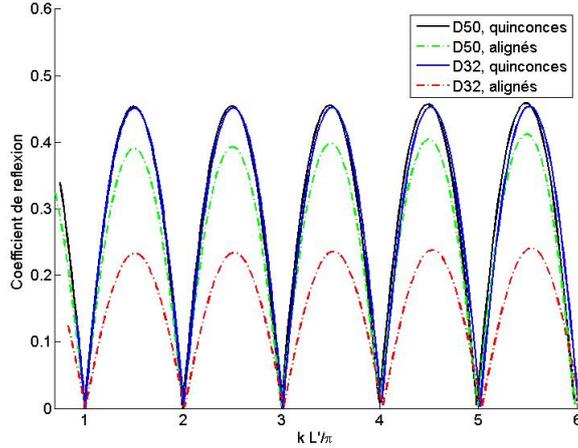


FIGURE 4 – Coefficient de réflexion en fonction de kL'/π

par analogie en supposant que la longueur d'onde apparente de l'onde dans le milieu poreux est d'autant plus courte que le chemin est tortueux. Nous intégrons également dans la tortuosité le décalage de fréquence de Bragg liée à la taille finie des cylindres, qui se traduit par un décalage des minima de réflexion vers les basses fréquences, par rapport à la condition de Bragg pour l'ordre n , $kL = n$, n entier positif.

Nous avons présenté sur la Fig. 3 le coefficient de réflexion en fonction de kL' pour $D = 0.050m$ et $D = 0.032m$. Nous observons qu'avec des choix adéquats de T (ici $T = 1.07$ pour les cylindres alignés et $T = 1.14$ pour les cylindres en quinconce pour $D = 0.050$ et $T = 1.0$ pour les cylindres alignés et $T = 1.10$ pour les cylindres en quinconce pour $D = 0.032$) que les minima du coefficient de réflexion sont identiques, et correspondent aux valeurs $kL = n$, n entier positif. La valeur de la tortuosité ainsi calculée ne dépend pas de la fréquence de l'onde. Elle est plus importante pour les cylindres en quinconces, le chemin étant plus tortueux dans ce cas. A porosité et surface spécifique constantes, l'arrangement des cylindres influe donc sur la longueur d'onde apparente de l'onde à travers le milieu poreux. On retrouve par ailleurs la faible dépendance du coefficient de réflexion vis à vis de la surface spécifique, les maxima de réflexion et les valeurs de T étant voisins pour les deux diamètres. En revanche, l'amplitude du coefficient de réflexion dépend fortement du diamètre des cylindres lorsqu'ils sont alignés, la surface apparente des cylindres dans la direction de propagation de la houle étant d'autant plus faible que les diamètres des cylindres sont faibles.

IV – Ballottements en cuve

Dans cette partie, nous nous intéressons au cas du ballottement d'un fluide dans une cuve rectangulaire dans laquelle est placé un réseau de cylindres verticaux. Ces cylindres sont fixés au fond et percent la surface libre. Des travaux similaires ont déjà été réalisés [4], [5] et la présente étude vient en complément de ceux-ci afin d'illustrer l'influence de l'orientation du réseau de cylindres de la même manière qu'évoqué dans le paragraphe précédent.

On considère alors une cuve de dimensions $L_x = 1.2$ m, $L_y = 0.3$ m avec une hauteur d'eau h et des réseaux carrés de cylindres caractérisés par leur pas p , les diamètres d des cylindres et l'orientation θ par rapport au repère cartésien initial (Fig. 5).

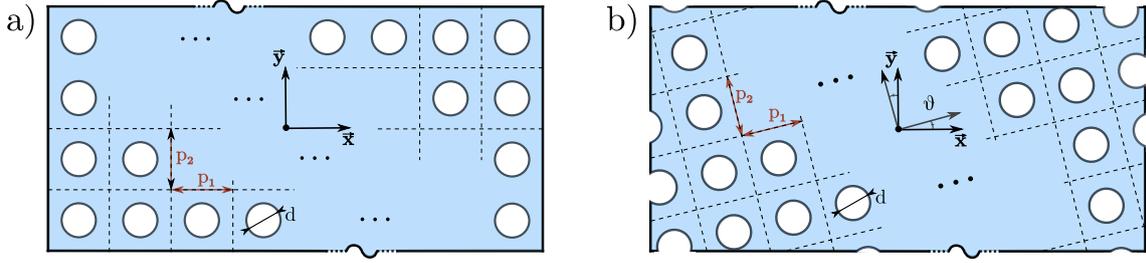


FIGURE 5 – Representation schématique de la cuve vue de dessus. a) Orientation régulière du réseau dans la cuve ($\theta = 0^\circ$). b) Réseau ayant subi une rotation dans la cuve ($\theta \neq 0^\circ$).

Pour les orientations du réseau pour lesquelles des cylindres ont une intersection avec les bords de la cuve, ceux-ci sont alors pris comme partie intégrante du bord à l'exception de ceux aux angles. Ceci permet néanmoins de conserver une porosité relativement constante sur l'ensemble des orientations.

Le problème posé ici étant alors de regarder la modification de la fréquence du premier mode de ballonnement de la cuve, pour diverses orientations du réseau, à porosité constante.

Dans le cadre de la théorie potentielle linéarisée des ondes de surface, le potentiel des vitesses vérifie une équation de Helmholtz

$$(\nabla^2 + k^2)\phi = 0 \quad (21)$$

dans le domaine fluide, avec $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)^T$ et k le nombre d'onde. On considère des conditions de Neumann

$$\nabla\phi \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (22)$$

sur les bords des objets solides, avec \mathbf{n} le vecteur normal unitaire.

La résolution du problème aux valeurs propres (21) avec (22) donne les valeurs des pulsations propres ω via l'équation de dispersion

$$\omega^2 = gk \tanh(kh) \quad (23)$$

Dans un premier temps on réalise un test expérimental avec un réseau de cylindres $p = 7.5$ cm, $d = 5$ cm et $\theta = 0^\circ$, ce qui correspond à un taux de porosité de 65%. Ce test a été effectué à l'École Centrale de Marseille à l'aide d'un Hexapode (Fig. 6a) pour une amplitude des mouvements forcés de la cuve en cavalemt de 2 mm sur l'intervalle de fréquence $\omega \in [2.89; 3.52]$ rad/s. Le coefficient d'amortissement est extrait de la mesure des efforts de liaison entre la cuve et le plateau de l'Hexapode. Il s'agit de la partie des efforts qui s'opposent à la vitesse, normalisé par la masse du fluide.

Le résultat est représenté sur la figure 6b. Le pic de résonance est observé pour $\omega_{exp} = 3.267$ rad/s. Ceci est en très bon accord avec la fréquence $\omega = 3.2697$ rad/s obtenue par la résolution du problème (21)+(22).

A partir du précédent résultat pour $\theta = 0^\circ$, l'étude numérique est alors effectuée pour $\theta \in [0^\circ; 90^\circ]$ pour les mêmes paramètres de réseau que précédemment. La porosité varie au cours des rotations de plus ou moins 1%. On peut alors observer sur la figure 7 qu'il est possible d'observer d'importantes variations de la fréquence propre en fonction de l'orientation du réseau, ce qui vient confirmer les observations du paragraphe précédent.

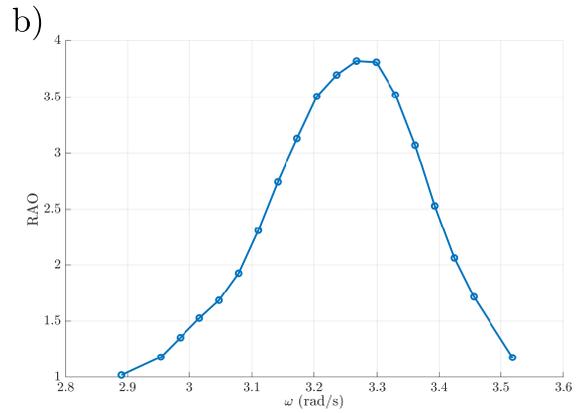
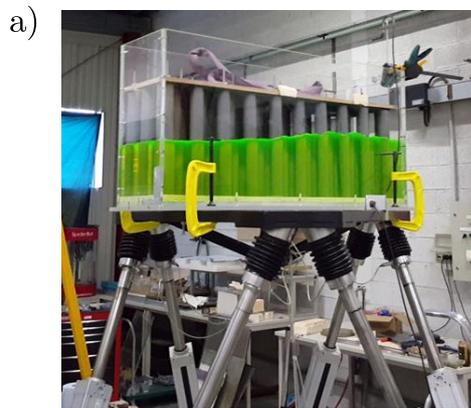


FIGURE 6 – a) Hexapode de l’Ecole Centrale Marseille. b) Coefficient d’amortissement mesuré pour un réseau de cylindres $p = 7.5$ cm, $d = 5$ cm, $\theta = 0^\circ$ et une amplitude en cavalement de 2 mm.

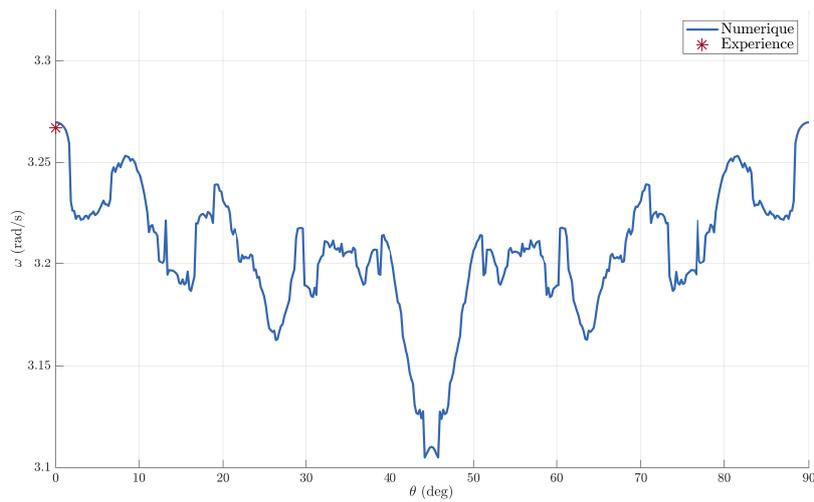


FIGURE 7 – Résultats numériques pour un réseau de cylindres $p = 7.5$ cm, $d = 5$ cm et θ variant de 0° à 90° .

V – Conclusions et perspectives

Les travaux présentés s’inscrivaient dans la continuité d’études qui avaient été menées d’une part en canal à houle ([1]) et d’autre part en cuve ([5]) sur les phénomènes de résonance des ondes de gravité dans un milieu poreux modèle constitué d’un réseau dense de cylindres émergents disposés en quinconce. Ces conditions d’interférence sont implicitement liées à la ”longueur d’onde” de l’onde dans le milieu poreux, qui peut être déduite des conditions de résonance. Une formulation semi-empirique de la relation de dispersion avait été proposée par ([2]), indépendante de la surface spécifique. Les expériences en cuve considéraient des réseaux denses de porosité variable. Une relation de dispersion basée sur une approche analytique considérant le milieu anisotrope avait montré un bon accord avec les résultats des expériences de ballotement ([5]). La perméabilité d’un milieu poreux est fonction de la porosité, de la surface spécifique, mais aussi d’un troisième paramètre, la tortuosité ([3]), qui englobe implicitement l’arrangement dans le cas d’un réseau de cylindres. Nous avons montré ici, à partir de calculs numériques, que la disposition des cylindres peut avoir un impact significatif sur la longueur d’onde de l’onde dans le milieu poreux. En fait pour une onde incidente sur un milieu poreux émergent, la réflexion est également affectée, la porosité de surface semblant jouer dans ce cas un rôle significatif. Des nouvelles expériences en canal et en cuve, incluant différentes configurations, sont envisagées afin de les confronter aux résultats numériques obtenus et de proposer des formulations pour la relation de dispersion tenant compte de ces différents paramètres caractérisant le milieu poreux.

Références

- [1] G. Arnaud. *Houle à la côte : Propagation, impacts et ouvrages innovants*. PhD thesis, University of Toulon, Toulon, 2016.
- [2] G. Arnaud, V. Rey, J. Touboul, D. Sous, B. Molin, and F. Gouaud. Wave propagation through dense vertical cylinder arrays : Interference process and specific surface effects on damping. *Appl. Ocean Res.*, 65 :229–237, 2017.
- [3] E. Guyon, J. P. Hulin, L. Petit, and C. Mitescu. *Physical Hydrodynamics*. Orford University Press, 2015.
- [4] B. Molin and F. Remy. An investigation of the resonant sloshing motion in a rectangular tank with multiple vertical cylinders. *15èmes Journées de l’Hydrodynamique*, Brest, 2016.
- [5] B. Molin, F. Remy, G. Arnaud, V. Rey, J. Touboul, and D. Sous. On the dispersion equation for linear waves traveling through or over dense arrays of vertical cylinders. *Appl. Ocean Res.*, 61 :148–155, 2016.
- [6] V. Rey and G. Arnaud and J. Touboul and K. Belibassakis. Water wave scattering by dense or sparse arrays of surface-piercing bodies by integral matching method. *Applied Ocean Research*, 75 : 132-142, 2018.