

Oscillation de deux parois poreuses dans les vagues

Y.Boualia¹, N.Chioukh^{1,2}, B.Hamoudi¹, Z.Laffane¹

¹Département de Genie Maritime, Université des Sciences et de la Technologie MB, Oran 31000

²Département de Hydrodynamique, Université de Djilali Liabes, Sidi Bél-Abbés 22000

yasmineboualia@gmail.com

Résumé—Cette étude examine la performance hydrodynamique du système oscillant qui est constitué de deux plaques poreuses qui se déplace horizontalement sous l'action des vagues régulières. Chaque plaque est traitée comme un oscillateur à ressort-masse-amortisseur avec un degré de liberté. Une unité de chambre à une seule vague est créée, qui se déplace horizontalement et ne permet pas le débordement des vagues. Dans ce travail, une solution semi-analytique est développée au moyen de la méthode d'expansion à fonction propre couplée à la dynamique du système à deux degrés de liberté. La porosité des parois est prise en compte en utilisant une expression efficace issue de la loi de Darcy. Les résultats numériques obtenus sont présentés et discutés en fonction de plusieurs paramètres de structures appropriées qui sont la réflexion et la transmission des vagues, l'amplitude et la puissance générée par le mouvement des plaques.

Mot clé : Oscillation, vagues régulières, plaque poreuses verticales, réflexions, transmission.

I. INTRODUCTION

Les brise-lames sont des structures côtières importantes utilisées pour prévenir le passage des vagues et des courants incidents; leur première fonction est de réduire la transmission des vagues pour protéger les rives et créer des zones plus calmes, comme dans les ports et les marinas, pour plus d'exploitation du transport maritime. Divers brise-lames perforés ou poreux ont été largement utilisés dans l'ingénierie côtière et océanique depuis 1961 de type Jarlan[1] en raison de leur puissante capacité de dissipation de l'énergie des vagues du large. La dissipation de l'énergie des vagues peut conduire à des coefficients de réflexion pour la sensibilisation croissante du public au problème qui a stimulé des progrès dans le développement des énergies renouvelables [2,3].

Une caractéristique importante des vagues océaniques est leur forte densité énergétique qui est la plus élevée parmi les sources des énergies renouvelables. La puissance mondiale des vagues est estimée à 90×10^{15} W ce qui représente une source renouvelable de 10^{12} à 10^{13} W [4]. L'agence internationale de l'énergie [5] a estimé que celle des vagues pourrait éventuellement fournir plus de 10% de l'électricité mondiale.

Yueh et Chuang [6] ont proposé une énergie des vagues convergente (WEC) entièrement poreuse de type piston, constituée d'une plaque frontale et d'une chambre absorbant les vagues située derrière la plaque frontale et ont analysé les performances du convertisseur et ils ont appliqué la méthode du MDBEM (Multi domaine Bondray Element Method)

Dans ce travail, nous examinons les performances d'un système oscillant composé de deux plaques poreuses à se déplacer horizontalement sous l'action des vagues régulières. Une méthode semi-analytique est développée au moyen de la méthode d'expansion à fonction propre couplée à la dynamique du système à deux degrés de liberté.

1. Modèle Mathématique

Un schéma du problème bidimensionnel est illustré dans la figure 1. Nous considérons tout d'abord l'interaction entre le double Convertisseur d'énergie des vagues de type poreuses à piston PTPWEC et un train de vagues gravitationnelles.

Le double PTPWEC consiste en une paire de plaques poreuses verticales, une double barre de transmission, double ressort sans poids et double amortisseur. La barre de transmission connecte horizontalement une paire de plaques poreuses verticales. Un système de deux degrés de liberté est utilisé pour simuler le système dynamique.

La masse totale M_v de ce système dynamique par unité de largeur est incluse dans le bloc rigide. Une région de fluide semi-infinie de profondeur constante d . Nous considérons deux plaques poreuses verticales de hauteur séparées par une distance $2B$ le système de coordonnées cartésiennes est utilisé pour représenter le problème : l'origine O du système de coordonnées rectangulaires se situe au niveau de la ligne d'eau calme ; l'axe des abscisses pointe horizontalement dans la direction de la propagation de l'onde et l'axe des z est dirigé verticalement vers le haut.

L'ensemble du domaine des fluides a été divisé en trois régions : la région I se trouve devant la paroi gauche, la région III se situe derrière la paroi droite et la région II se situe entre les deux parois.

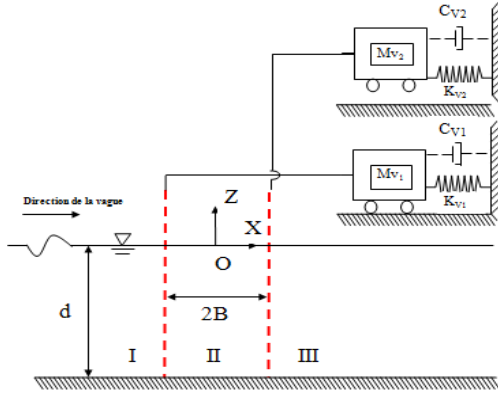


Fig. 1. Définition du système modélisé.

Le domaine fluide autour des plaques est divisé en trois, et dans chacun d'eux l'expansion des fonctions propres du potentiel de vitesse est obtenue en répondant à l'équation de Laplace, les conditions aux limites sur la libre surface et le fond marin.[7].

Pour un fluide incompressible et non rotatif la vitesse potentiels $\Phi(x,z,t)$ décrit le champ de la vague et la satisfait

$$\nabla^2 \Phi^j(x,z,t) = \frac{\partial^2 \Phi^j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi^j}{\partial z^2} = 0 \quad j = I, II, III \quad (1)$$

∇^2 désigne l'opérateur de Laplace, t est le temps, où l'indice j représente les variables en ce qui concerne la région j .

Dans différentes régions, les potentiels spatiaux tous satisfont l'équation de Laplace

$$\frac{\partial^2 \phi_j(x,z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_j(x,z)}{\partial z^2} = 0 \quad j = I, II, III \quad (2)$$

Ces potentiels sont également tenus de satisfaire les conditions aux limites appropriées sur la surface libre, la surface des fonds marins et le champ lointain :

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = \frac{\omega^2}{g} \phi_j \quad z=d \quad j=I,II,III \quad (3)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0 \quad z=-d \quad j=I,II,III \quad (4)$$

Pour la forme de l'entrée, nous avons de nouvelles conditions aux limites qui prennent en compte la vitesse des plaques

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial x} = \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \quad \text{pour } x=-b \quad d-a \leq z \leq d \quad (5)$$

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial x} = \frac{\partial \phi_3}{\partial x} \quad \text{Pour } x=+b \quad d-a \leq z \leq d \quad (6)$$

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial x} = ik_0 G_1 (\phi_1 - \phi_2) + U_{v,1} \quad \text{Pour } x=-b \quad 0 \leq z \leq d-a \quad (7a)$$

$$\phi_1 = \phi_2 \quad \text{Pour } x=-b \quad 0 \leq z \leq d-a \quad (7b)$$

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial x} = ik_0 G_2 (\phi_2 - \phi_3) + U_{v,2} \quad \text{pour } x=+b \quad 0 \leq z \leq d-a \quad (8a)$$

$$\phi_2 = \phi_3 \quad \text{Pour } x=+b \quad 0 \leq z \leq d-a \quad (8b)$$

Les conditions aux limites sont fondées sur l'hypothèse que l'écoulement dans le milieu poreux est régi par la loi de Darcy. L'indice 1 et 2 font référence respectivement à la paroi avant et arrière G est une grandeur sans dimension de complexe.

Cette quantité est connue comme le paramètre effet poreux et peut être évaluée par des méthodes différentes, voir Huang (2011)[8]. La méthode de Yu (1995) [9] en raison de sa simplicité est adoptée dans cette étude :

$$G = \frac{P}{k \delta (f - i s)} = |G| e^{i\theta} \quad \text{pour } 0 \leq \theta \leq \pi$$

Sous une attaque de la vague, les deux plaques poreuses verticales de cette WEC se déplacent horizontalement. Elles sont supposées être un support rigide poreux homogène [4].

$$\frac{\partial \Phi^1}{\partial x} = \frac{\partial \Phi^2}{\partial x} = \frac{k_0 G_1}{\rho \sigma} (P^1 - P^2) + U_{v_1} \quad (9)$$

$$\frac{\partial \Phi^2}{\partial x} = \frac{\partial \Phi^3}{\partial x} = \frac{k_0 G_2}{\rho \sigma} (P^2 - P^3) + U_{v_2} \quad (10)$$

Où ρ est la densité du fluide, σ représente la fréquence angulaire ($\sigma = 2\pi/T$, où T est la période des vagues),

L'équation du mouvement pour la paire des plaques poreuses soumis à une source externe de chargement dynamique de l'attaque de l'onde est écrite en ce qui concerne le déplacement complexe $S_{v_n}(t)$ comme suit [1, 7] :

$$F_n(t) = M_{v_n} \ddot{S}_{v_n}(t) + C_{v_n} \dot{S}_{v_n}(t) + K_{v_n} S_{v_n}(t) \quad (11)$$

$F(t)$ représente la force exercée sur les plaques poreuses, et l'indice n représente variables en ce qui concerne les deux plaques poreuses vertical n .

Les pressions hydrodynamiques P_1 , P_2 et P_3 sont liées à des potentiels de vitesse par l'intermédiaire de l'équation de Bernoulli linéaire :

$$P^j = -\rho \frac{\partial \Phi^j}{\partial t} \quad \text{Pour } x=-b \quad \text{et } 0 \leq z \leq d-a \quad (12)$$

Sur la base de la théorie des vagues linéaires, nous supposons que le potentiel de vitesse, la pression hydrodynamique et le déplacement des plaques poreuses sont tous des fonctions périodiques avec un facteur de temps t .

$$\Phi^j = \phi^j(x, z) \exp(-i\sigma t) \quad j=I, II, III \quad (13)$$

$$P^j = p^j(x, z) \exp(-i\sigma t) \quad j=I, II, III \quad (14)$$

$$S_{v_n} = \Lambda_n \cdot \exp(-i\omega t) \quad n=1,2 \quad (15)$$

D'Où ϕ^j indique le potentiel de vitesse spatiale, p^j est la pression hydrodynamique spatiale et Λ_n représente l'amplitude de déplacement complexe, qui est supposée ici faible en comparaison de la profondeur d'eau non perturbée. On remplaçant Eq. (15) dans $U_{v_n} = dS_{v_n} / dt$, on obtient :

$$U_{v_n} = \frac{dS_{v_n}}{dt} = \Lambda_n \exp(-i\omega t) \quad (16)$$

II. ANALYTICAL SOLUTIONS

Les séries d'expansion dans chaque région est définie par :

$$\phi_I = \frac{-igH}{2\omega} \left[e^{-\alpha_0(x+b)} z_0(z) + R_0 e^{\alpha_0(x+b)} z_0(z) + \sum_{n=1}^{\infty} R_n e^{\alpha_n(x+b)} z_n(z) \right] \quad (17)$$

$$\phi_{II} = \frac{-igH}{2\omega} \left[\sum_{n=0}^{\infty} A_n^I e^{-\alpha_n(x+b)} z_n(z) + \sum_{n=0}^{\infty} C_n^I e^{\alpha_n(x-b)} z_n(z) \right] \quad (18)$$

$$\phi_{III} = \frac{-igH}{2\omega} \left[T_0 e^{-\alpha_0(x-b)} z_0(z) + \sum_{n=1}^{\infty} T_n e^{-\alpha_n(x-b)} z_n(z) \right] \quad (19)$$

Avec:

$$\alpha_0 = -k_{0x} \quad k_{0x} = k_0 \cos \beta \quad k_{0y} = k_0 \sin \beta \quad \alpha_n = \sqrt{(k_n^2 + k_{0y}^2)}$$

R_n , C_n et T_n ($n=0, 1, 2, \dots$) sont les coefficients complexes inconnus α_0 et k_0 et k_n ($n=1, 2, \dots$). Les nombres de signe k_0 et k_n sont les racines réelles positives des relations de dispersion suivantes:

$$\omega^2 = gk_0 \tanh(k_0 d) = -gk_n \tan(k_n d) \quad (20)$$

Les équations (17) et (18) dépendent de la profondeur en fonction de $Z_n(z)$ ($n=0, 1, 2, \dots$) sont donnés par :

$$z_0(z) = \frac{\cosh(k_0 z)}{\cosh(k_0 d)} \quad (21a)$$

$$z_n(z) = \frac{\cos(k_n z)}{\cos(k_n d)} \quad \text{pour } n=1, 2, 3 \quad (21b)$$

Puis en appliquant les conditions aux limites De (5) jusqu'à (8b), correspondantes aux équations. L'extension inconnue coefficients peut être déterminée pour les deux plaques poreuses comme suit :

$$[a_{mn}]_{N \times N} \{A_n^*\}_N + [b_{mn}]_{N \times N} \{C_n^*\}_N = -\{c_{mn}\}_N \quad (22)$$

$$[d_{mn}]_{N \times N} \{A_n^*\}_N + [e_{mn}] \{C_n^*\}_N = 0 \quad (23)$$

Les équations (22) et (23) du système peuvent être écrites sous forme de matrice:

$$\begin{bmatrix} H_{a_{mn}} & H_{b_{mn}} \\ H_{d_{mn}} & H_{e_{mn}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_n^* \\ C_n^* \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} c \\ 0 \end{bmatrix} \quad \text{pour } m, n=0, 1, 2, 3$$

III. RESULTATS

Dans le but de valider notre modèle numérique, nous avons effectué une comparaison avec des résultats trouvés dans la littérature. Les différentes vérifications seront effectuées pour montrer une bonne corrélation entre les résultats calculés à partir du modèle analytique proposé et celui obtenu à partir d'autres modèles expérimentaux trouvés dans la littérature.

La figure 2 montre la comparaison du coefficient de réflexion $|R|$ du travail actuel utilisant la méthode d'expansion à fonction propre (EFEM) et les résultats de Yueh et Chuang (2012)[6] utilisant la numérique des éléments de frontières (BEM). Ce système est vérifié pour une plaque avant qui oscille et celle de l'arrière qui est rigide (pas d'oscillations). On voit clairement que les résultats obtenus par la méthode (EFEM) sont en bon accord avec les valeurs numériques (BEM) de Yueh et Chuang (2012)[6]. Les valeurs minimales se produisent à $2B/L=0.25+n$ et les maxima à $2B/L=0.5+n$ (avec $n=0, 1, 2, 3$, etc...). On remarque que quand le coefficient de rigidité K_v augmente la réflexion diminue.

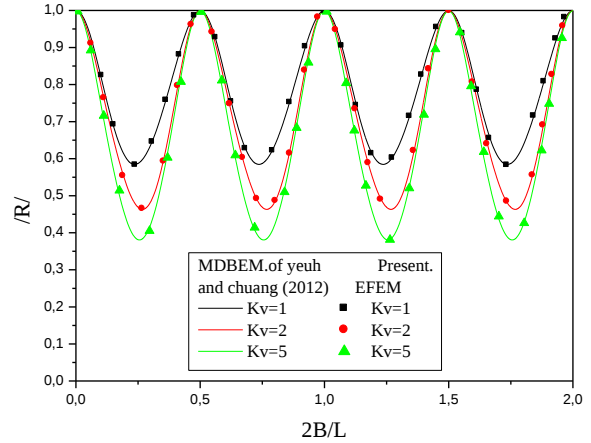
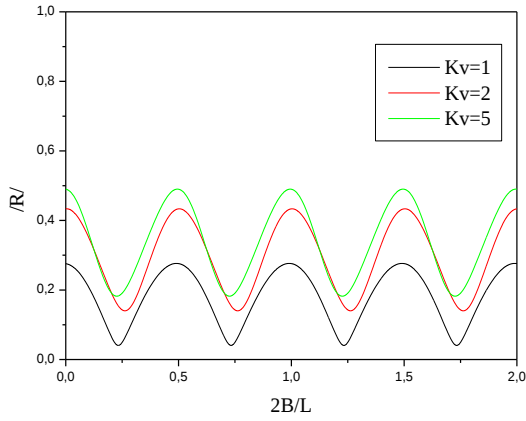


Fig.2. Comparaison entre le travail actuel et les résultats obtenus par Ching-Yun Yueh et Shih-Hsuan Chuang Variation du coefficient de réflexion $|R|$ en fonction de la vague relative largeur de la chambre d'absorption $2B / L$ ($G=2,2$; $M_v = 2,5$; $C_v = 0,4$).

La figure 3.(a) illustre le coefficient de réflexion $|R|$ en fonction de la longueur relative de la chambre $2B/L$ et plusieurs valeurs de K_v . Ce système est testé pour deux plaques oscillantes possédantes les mêmes valeurs de K_v . Quand la valeur de K_v augmente et atteint une valeur adéquate le système devient rigide. Puisque les plaques sont poreuses il se produit à la fois une réflexion et une

transmission des vagues. Mais pour le cas des deux plaques oscillantes on remarque que la réflexion augmente quand K_v croît. Les minima et les maxima se produisent aux mêmes valeurs de $2B/L$ que dans les cas précédents. Pour (b) montre le coefficient de transmission T_f en fonction de la longueur relative de la chambre $2B/L$ et plusieurs valeurs de K_v on observe le cas contraire pour la réflexion, la transmission augmente quand K_v décroît.

(a)



(b)

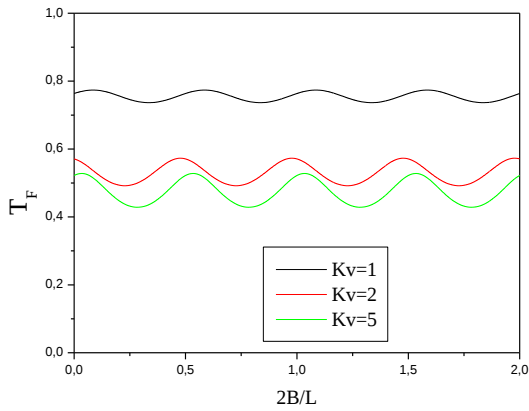
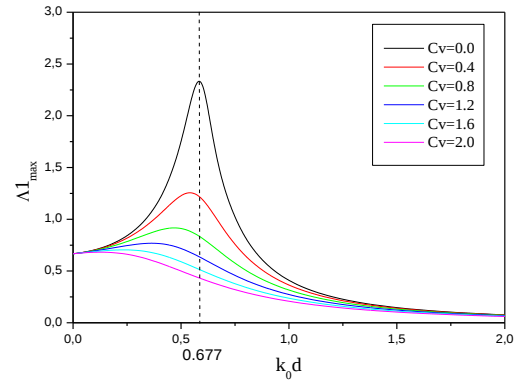


Fig.3. Variation de $|R|$ en fonction de $2B/L$ ($G_1=G_2=1+0.5i$, $Mv_1=Mv_2=2.5$, $Cv_1=Cv_2=0.4$) (a) Coefficient de Réflexion, (b) Coefficient de Transmission.

La figure 4 montre la relation entre l'amplitude maximale $\Lambda_{\max}$ et k_0d pour différentes valeurs de coefficients d'amortissement Cv . L'amplitude diminue à mesure que Cv augmente car la propriété de d'amortissement d'un système est d'absorber l'énergie et par conséquent réduit le mouvement. Un état de résonance se produit lorsque la fréquence des vagues est égale à la fréquence de vibration naturelle du système non amorti. La résonance implique des valeurs maximales de $\Lambda_{\max}$. Dans notre cas la résonance est satisfaite à $k_0d=0.677$.

On remarque aussi que les amplitudes de la première plaque sont plus grandes que ceux de la deuxième plaque.

(a)



(b)

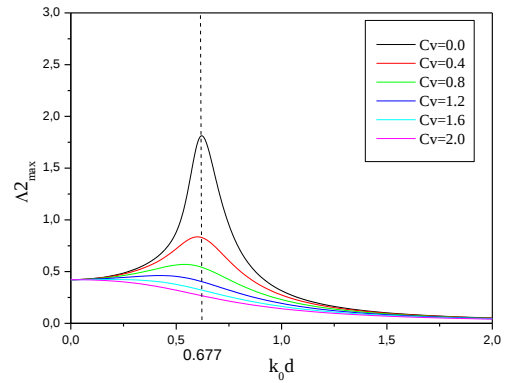
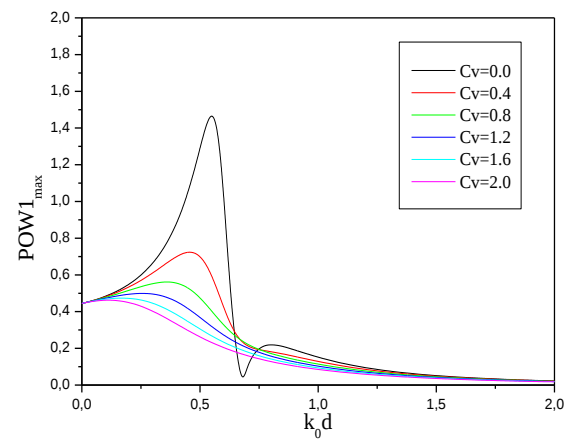


Fig.4. Amplitudes maximales en fonction de k_0d pour différente valeur de Cv ($G_1=G_2=1+0.5i$; $Mv_1=Mv_2=2.5$; $Kv_1=Kv_2=1$), (a) 1^{ère} plaque, (b) 2^{ème} plaque.

(a)



(b)

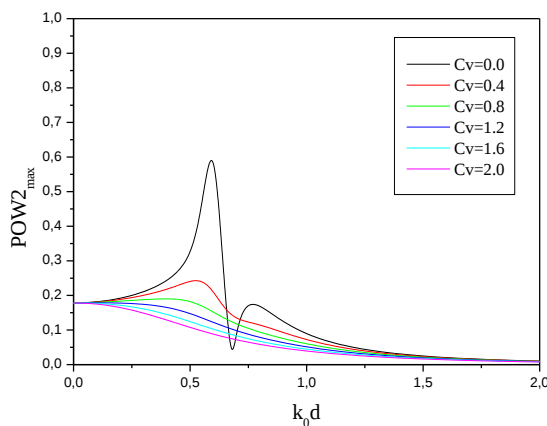


Fig. 5. La puissance maximale générée en fonction de k_0d et différents valeurs de C_v , ($G_1=G_2=1+0.5i$; $Mv=2.5$; $Kv_1=Kv_2=1$), (a) 1^{ère} plaque, (b) 2^{ème} plaque.

La figure 5 présente l'influence de la variation de coefficients d'amortissement C_v sur la puissance maximale du convertisseur générée par l'interaction du mouvement des plaques et les vagues. Ces résultats indiquent qu'au point de la résonance ($k_0d=0.677$) et $C_v=0$ il n'y a pratiquement pas de puissance générée parce que les forces hydrodynamique sont nulles. Par contre pour $k_0d=0.5$ la puissance générée est maximale. L'augmentation de C_v réduit la puissance.

CONCLUSION

Sur la base de la méthode d'expansion à fonction propre couplée à la dynamique du système à deux degrés de liberté la présente étude a mis au point une solution analytique qui permet d'évaluer les performances hydrodynamiques d'un brise-lames à double plaque absorbant les vagues. La nouvelle solution développée a été validée en comparant les résultats numériques de plusieurs cas limites aux prévisions précédentes.

L'analyse montre que lorsque les plaques oscillent sous l'effet des vagues (qui est le cas d'un convertisseur d'énergie des vagues) une puissance hydrodynamique est générée. Pour maximiser cette puissance il faut éviter la résonance du système.

REFERENCES

- [1] Jarlan GE. A Perforated vertical wall breakwater. Dock Harbour Auth 1961; 41(486):394-8.
- [2] Falnes, J., "A review of wave-energy extraction," Marine Structures, Vol. 20, No. 4, pp. 185-201 (2007).
- [3] Flocard, F. and Finnigan, T. D., "Laboratory experiments on the power capture of pitching vertical cylinders in waves," Ocean Engineering, Vol. 37, No. 11-12, pp. 989-997 (2010).
- [4] Panicker, N. N., "Power resource estimate of ocean surface waves," Ocean Engineering, Vol. 3, No. 6, pp. 429-439 (1976).
- [5] International Energy Agency, Energy Prices and Taxes-1994, IEA/OECD, Paris (1994).
- [6] Yueh, C.Y. and Chuang, S.H., 2012. A boundary element model for a partially piston-type porous wave energy converter in gravity waves, *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 36(5), 658-664.
- [7] Yu, X. and Chwang, A. T., "Wave-induced oscillation in harbor with porous breakwaters," *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol. 120, No. 2, pp. 125-144 (1994).
- [8] Huang, Z.H., Li, Y.C. and Liu, Y., 2011. Hydraulic performance and wave loadings of perforated/slotted coastal structures: A review, *Ocean Engineering*, 38(10), 1031-1053.
- [9] Yu, X.P., 'Diffraction of water waves by porous breakwaters. *Journal of Waterway, Port Coastal and Ocean Engineering*, 121(6), 275-282(1995).