



HAL
open science

Houle à la côte Propagation, impacts et ouvrages innovants

Gwendoline Arnaud

► **To cite this version:**

Gwendoline Arnaud. Houle à la côte Propagation, impacts et ouvrages innovants. Océan, Atmosphère. Université de Toulon, 2016. Français. NNT : 2016TOUL0009 . tel-01497496

HAL Id: tel-01497496

<https://theses.hal.science/tel-01497496>

Submitted on 28 Mar 2017

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Région
Provence
Alpes
Côte d'Azur

ÉCOLE DOCTORALE 548 - MER & SCIENCES
INSTITUT MÉDITERRANÉEN D'OCÉANOLOGIE

Thèse

présentée par :

Gwendoline Arnaud

soutenue le : 3 Novembre 2016

pour obtenir le grade de Docteur en Physique

Spécialité : Océanographie Physique

Houle à la côte: propagation, impacts et ouvrages innovants

THÈSE dirigée par :

M. Vincent REY	Prof., Université de Toulon	Directeur de thèse
M. Julien TOUBOUL	MCF, Université de Toulon	Co-encadrant de thèse
M. Damien SOUS	MCF, Université de Toulon	Co-encadrant de thèse

JURY :

M. Dominique ASTRUC	MCF, Institut National Polytechnique de Toulouse	Rapporteur
M. Philippe SERGENT	Docteur, CEREMA	Rapporteur
M. Michel BENOIT	Pr. des Universités, École Centrale de Marseille	Examineur
M. Philippe BONNETON	Chercheur, CNRS	Examineur
M. Vincent REY	Pr. des Universités, Université de Toulon	Directeur de thèse
M. Julien TOUBOUL	MCF, Université de Toulon	Invité
M. Damien SOUS	MCF, Université de Toulon	Invité
M. Christian RAFFOURT	Docteur, ACRI-IN	Invité

*À mes chers parents,
À l'homme qui partage ma vie.*

Remerciements

Cette partie de mon manuscrit est, à mes yeux, très importante car elle est le moyen pour moi de remercier tous ceux qui m'ont soutenu durant ces trois années de thèse. Tout d'abord, je tenais à remercier Dominique ASTRUC et Philippe SERGENT d'avoir accepté de rapporter mon manuscrit de thèse. Merci à eux deux pour leurs remarques constructives et leurs suggestions sur mes travaux.

Je souhaitais de même remercier Philippe BONNETON et Michel BENOIT d'avoir pris de leur temps pour examiner mes travaux et de m'avoir apporté des suggestions intéressantes à mes travaux.

Merci à Christian RAFFOURT d'avoir assisté à ma soutenance et merci à la société ACRI-IN pour son implication financière et humaine. Particulièrement merci aux ingénieurs (Sébastien, Charlie ...), dont les conseils en instrumentation m'ont été précieux.

Je voudrais maintenant, remercier infiniment mon Directeur de Thèse, Vincent REY. Merci, Vincent, pour le temps que tu m'as consacré, pour toutes nos conversations qu'elles soient scientifiques ou plus sportives concernant la planche à voile ou le paddle;). Tu as toujours été présent pour me rassurer, me soutenir en conférence comme dans les moments de doutes concernant mes travaux et mes résultats. Tu as été un directeur de thèse vraiment génial;).

Merci ensuite à mes deux encadrants, Julien TOUBOUL et Damien SOUS. Julien, merci pour nos nombreuses discussions, merci d'avoir toujours pris le temps de m'écouter, même si le temps se fait de plus en plus rare. Merci pour ton implication scientifique et humaine. C'est vraiment sympa de travailler avec toi;).

Merci à toi aussi Dam pour nos discussions. C'était toujours sympa de partager une bière de temps en temps;). Merci pour ton implications dans ma thèse même si je t'ai souvent taquiné à ce sujet;). Tu m'a apporté beaucoup en terme d'instrumentation et tu m'a aider à progresser en anglais (même si je sais que j'ai encore beaucoup à apprendre;)) J'espère t'avoir appris un peu du langage de djeuns;). En tout cas, j'ai été vraiment contente de travailler avec vous trois et j'ai adoré faire mes expériences même si quelque fois le résultat n'a pas été concluant. Et j'ai aussi adoré partir en conférence/école d'été à Dunkerque, Kona, Ferrare et Cargèse. Cha-

cun de ces séjours ont été une expérience enrichissante. J'ai vraiment appris beaucoup à vos côtés.

Il est temps maintenant de passer à tous ceux qui ont été rattaché à ma thèse de près ou de loin ;). Merci à tous mes profs de M2 qui ont cru en moi et qui m'ont permis de me dépasser et de prendre confiance en moi : Anne, Yann, Zac ... Merci à toi Jacques qui a été mon tuteur de stage. Grâce à ce stage j'ai trouvé ma place dans la recherche et j'ai pris confiance en moi. Merci à toi Gilles pour les TPs et les quelques moments où on a échangées.

Merci à Aimed qui m'a beaucoup aidé à mettre en place mes expériences, qui a toujours trouvé une solution "à la Mac Gyver" dès que j'avais besoin de fixer un capteur ou mes superbes milieux poreux !!

Merci à Céline et Didier, vous êtes des personnes super sympas. Nos discussions ont toujours été enrichissantes. Je suis ravie d'avoir fait votre connaissance et d'avoir vu partager avec vous de tout et de rien ;). Merci Céline d'avoir toujours eu le petit mot attentionné, le petit cadeau inattendu, c'était toujours génial de discuter avec toi.

Merci à Jenna et Ambre avec qui j'ai partagé mon bureau lors de mon stage de M2 et de ma première année de thèse. Merci à toutes les deux pour nos nombreuses conversations. Merci à toi Jenna pour nos moments natation, pour ton soutien au quotidien.

Merci aussi à Lyuda, Fred G. et Mehmet pour cette première année de thèse à vos côtés. Toujours sympa de partager la pause "café" et le repas avec vous. Merci à Sylvain, Nadège, Éric, Fred B. d'avoir pris la relève lorsque mon couloir était bien vide. Merci pour nos nombreuses rigolades. Surtout, merci à toi Sylvain, tu es passé quasi-quotidiennement au bureau juste pour dire bonjour et tu as toujours pris le temps de déconner et de discuter parfois science, parfois MAGIC ou encore Pétanque, je n'oublierai jamais tout ça ;).

Je voudrais aussi remercier spécialement Thomas, Cécile et Laurie qui ont été mes piliers pendant cette transition compliqué. Grâce à eux je ne me suis jamais sentie seule. Merci Thomas pour nos nombreuses discussions, merci d'avoir été présent au téléphone ou physiquement à chaque fois qu'on le pouvait ;).

Cécile, tellement de choses que je pourrais te dire, nous avons commencé cet aventure ensemble, nous l'avons terminée à 2 semaines d'écart. Tu es la personne la plus douce et la plus gentille que je n'ai jamais connue. Merci d'être toi tout simplement, je suis ravie d'avoir fait ta connaissance et d'avoir partagé autant de temps avec toi. Je te souhaite le meilleur pour la suite, je sais qu'on ne se perdra pas de vue ;).

Une autre personne qui a été une réelle inspiration, c'est toi Bruno ;). Tu es arrivé au moment parfait ! Merci pour tous tes conseils, pour toutes les pauses thé que nous avons partagé. Merci

pour ces moments géniaux en Snowboard. Merci pour tous nos délires. Et oui tes bêtises me manqueront particulièrement les patates en maillots de bain hihi! Naturellement, merci aussi à toi Christelle pour ton soutien, ton aide en anglais et nos soirées ciné;).

Et non je ne t'oublie pas Elo;), merci à toi aussi pour nos soirées films, pour nos nombreuses discussions (et oui je parle beaucoup!!) et débats (même en étant opposées sur nos idées). Malgré ta carapace, tu as su montré une douceur sans faille. Je voudrais juste te dire que je crois en toi et que tu arriveras à soutenir toi aussi;).

Il y a aussi Lise que je voulais remercier pour tous les petits moments qu'on a partagé!! Ravi d'avoir fait ta connaissance, tu as toujours le sourire même quand tu es hyper speed;) et je suis ravie d'avoir pu te rendre service en t'hébergeant. Plus que quelques jours et tu seras aussi docteur!! Je te souhaite le meilleur pour l'après-thèse;).

Merci aux quelques stagiaires que j'ai rencontré durant mes trois années de thèse. Je pense bien sûr à toi Floriane, toujours le sourire, toujours partante pour boire une bière. Je te souhaite le meilleur pour la suite et de trouver une thèse;) je suis sûr que tu seras parfaitement dans ton élément. Merci à toi Suzanne, pour ta douceur, pour ta motivation sans faille. Tes dessins sont toujours avec nous;). Je n'oublie bien sûr pas Emily et Victor. Je vous souhaite à tous les deux de vous régaler pendant vos thèses respectives!! Emily profite de Londres pour moi!!!! Victor, on n'aura jamais eu le temps de se faire ce Volley finalement ...

Merci à toi Camille de ta gentillesse, de ton apprentissage sur les fourmis. Tu es toujours intéressée par tous les travaux de recherche et tu es la première à aider dès que tu le peux chacun de nous donc merci pour ça;). Je suis ravie d'avoir fait ta connaissance pendant ma thèse;). Je te souhaite le meilleur et une très bonne continuation pour ta thèse;).

Merci à tous les autres doctorants que j'ai croisé sur mon chemin et à qui je souhaite une très bonne continuation : Stephane, Remi, Xuan.

Mes remerciements sont infinis pour mes parents!! Maman, c'est vrai que je te disais, à 15 ans que je serais astrophysicienne et que je serais Docteur mais même si mon chemin a dévié et que les doutes se sont infiltrés dans ma vie, finalement j'ai réussi!!! Je suis Docteur!!! En océanographie, c'est vrai mais les étoiles étaient tellement loin alors que les océans et les mers sont si proches de nous;). Maman, merci pour tous, de m'avoir écouté lors de mes nombreux coups de gueule, d'avoir supporté mes nombreuses passades de tristesse. Tu as toujours cru en

moi, et je voulais te rendre fière, j'espère avoir réussi un peu ;). En tout cas moi je suis très fière d'avoir une maman comme toi, une battante qui m'a appris que lorsqu'on souhaite quelque chose on se bat pour l'avoir.

Papa, voilà maintenant deux ans et demi que la justice a rendu officiel nos liens qui ne pouvait plus être ignorés. Je porte fièrement ton nom depuis ces deux dernières années et je suis d'autant plus fière que c'est celui qui est inscrit sur mon manuscrit de thèse. Notre histoire n'a rien de banale mais l'histoire d'un père et d'une fille qui se choisissent est juste merveilleuse. Tu as eu peur parfois de ne pas avoir su gérer mon éducation mais je souhaite que ce manuscrit et mes travaux soient la preuve irréfutable que tu n'as pas échoué, loin de là!!! J'ai réussi grâce à toi et maman. Merci d'avoir été là, merci de t'être battu pour moi.

Enfin, merci à celui qui partage ma vie depuis plus de 7 ans!! Merci Patrice de m'avoir toujours soutenu dans les moments les plus durs, de m'avoir poussé à ne pas abandonner. Merci d'avoir supporté mes nombreuses crises de panique quand je pensais ne pas y arriver. Ces derniers mois de thèse ont été dur pour toi et je ne te remercierai jamais assez d'être chaque jour présent à mes côtés. Tu as vu le changement en moi, tu savais toi que je n'étais pas cette fille qui parle et qui aide les gens et tu m'as permis de devenir quelqu'un de meilleur donc merci infiniment.

Résumé

Dans le cadre de la protection du littoral qui est exposé à un ensemble d'aléas tels que l'érosion, les surcotes ou encore les submersions marines, les systèmes de défense de type milieux poreux sont largement étudiés. Ces milieux peuvent être d'origine naturelle (mangroves, récifs de coraux, etc.) ou artificielle (digues en enrochement ou tétrapodes, etc.). Ces structures ont un intérêt important en termes de dissipation de l'énergie incidente de la houle. Les choix du type et des dimensions des structures sont importants pour la dissipation de l'énergie de la houle.

L'objectif de ces travaux était, tout d'abord, de mettre en évidence le paramètre de surface spécifique des milieux poreux (surface de contact fluide-solide par unité de volume) qui n'est généralement pas considéré en génie côtier contrairement au paramètre bien connu de porosité. Son influence sur des écoulements permanents à porosité constante a alors été étudiée à l'aide de mesures de perte de charge réalisées dans le canal hydraulique de SeaTech (Université de Toulon). Ensuite, les travaux ont porté sur l'influence de la surface spécifique sur la propagation de houles régulières, plus particulièrement en termes de réflexion, transmission et dissipation. Les résultats expérimentaux ont ensuite été comparés à des modèles théoriques basés sur la théorie linéaire potentielle des ondes, tenant compte de la dissipation sous forme linéaire ou quadratique. Enfin, les effets 3D, tels que les processus de réfraction-diffraction d'un milieu poreux sur la propagation de la houle ont été étudiés à l'aide d'une campagne expérimentale réalisée dans le bassin d'essai de SeaTech (Université de Toulon).

Les différentes expériences sont tout d'abord menées pour des écoulements permanents puis pour des houles régulières, dans les cas 2D et 3D. Les structures poreuses étudiées sont constituées d'un réseau dense et régulier de cylindres verticaux émergents, de porosité fixée, mais dont la surface spécifique est dépendante du diamètre des cylindres. Les études sont menées pour 3 diamètres de cylindres différents. Les pertes de charge mesurées pour les écoulements permanents mettent en évidence le rôle significatif de la surface spécifique sur la perméabilité du milieu, pour des écoulements à faible nombre de Reynolds, mais également

à vitesse plus grande lorsque les effets inertiels deviennent importants. L'effet de la surface spécifique est également mis en évidence pour les écoulements oscillants, forcés par des houles régulières, pour lesquels une approche théorique linéaire permet une bonne représentation des effets de la dissipation pour les houles de faible cambrure ou de fréquence élevée, tandis qu'une approche quadratique apparaît nécessaire pour les houles cambrées, notamment à basse fréquence. Une discussion sur les respects de similitudes est également menée à partir d'expériences réalisées à différentes échelles pour des houles régulières. Les processus de réflexion, de réfraction-diffraction et de dissipation de la houle sont étudiés dans le cas 3D et sont comparés théoriquement à ceux d'une structure émergente imperméable. Outre les phénomènes observés en 2D, ils mettent en évidence l'effet de processus d'interférences dans la structure poreuse émergente dans la direction transverse à celle de la houle incidente sur le champ de houle autour du milieu poreux.

Table des matières

Table des figures	xv
Liste des tableaux	xix
1 Introduction Générale	1
1.1 Contexte socio-économique	1
1.1.1 Impact des tempêtes sur le littoral français	2
1.1.2 Les ouvrages de protection	6
1.1.3 Les structures poreuses : solutions innovantes	9
1.2 Contexte scientifique	9
1.2.1 Houle et structures poreuses	9
1.2.1.1 Le cas 2D : réflexion et dissipation	10
1.2.1.2 Le cas 3D : réfraction - diffraction	11
1.2.2 Modèles réduits - Lois de similitudes	11
1.3 Plan du manuscrit	12
2 Généralités sur la houle et les milieux poreux	15
2.1 Introduction	15
2.2 La houle	16
2.2.1 Les paramètres de la houle	16
2.2.2 Les équations de conservation	16
2.2.2.1 Conditions aux limites à la surface libre	17
2.2.2.2 Condition limite au fond	17
2.2.3 Le modèle d'Airy	18
2.2.4 Considération énergétique	19
2.2.4.1 Énergie potentielle	19
2.2.4.2 Énergie cinétique	20
2.2.4.3 Énergie totale	20

2.2.4.4	Flux d'énergie moyen	20
2.2.5	Propagation en milieu inhomogène	21
2.2.5.1	Cas 2D : Shoaling et réflexion	21
2.2.5.2	Cas 3D : Réfraction-diffraction	22
2.3	Les milieux poreux	25
2.3.1	Caractérisation des milieux poreux	25
2.3.1.1	La porosité	25
2.3.1.2	La surface spécifique	26
2.3.1.3	La tortuosité	26
2.3.2	Les écoulements à travers un milieu poreux	26
2.3.2.1	La loi de Darcy	26
2.3.2.2	La loi de Darcy généralisée	27
2.3.2.3	Écoulement à travers une digue poreuse : application de la loi de Darcy	28
2.4	Propagation et dissipation d'énergie de la houle	29
2.4.1	Dissipation par frottement au fond	29
2.4.2	Dissipation par macro-rugosité	30
2.4.3	Dissipation par un milieu poreux	32
3	Dispositifs expérimentaux et conditions d'expériences	33
3.1	Introduction	33
3.2	Les milieux poreux	34
3.3	Instrumentation	37
3.3.1	Mesure de la surface libre	37
3.3.2	Mesure des vitesses	39
3.4	Expériences dans le cas 2D	40
3.4.1	Le canal hydrodynamique	40
3.4.2	Les conditions d'expérimentations	40
3.4.2.1	Écoulements permanents	40
3.4.2.2	Houles régulières en 2D : effet de la surface spécifique	41
3.4.2.3	Houles régulières en 2D : Influence des effets d'échelle	42
3.4.2.4	Houles régulières en 2D : Cinématique à l'intérieur du milieu poreux	42
3.5	Expériences dans le cas 3D	43
3.5.1	Le bassin d'essai	43
3.5.2	Houles régulières en 3D : la réfraction - diffraction	44

4 Propagation de la houle à travers un milieu poreux : modèles analytiques et résolutions numériques	47
4.1 Introduction	47
4.2 Propagation de la houle à travers un milieu poreux : cas 2D	48
4.2.1 Équations de conservation	48
4.2.2 Solution de Yu and Chwang (1994)	50
4.2.3 Prise en compte semi-empirique de la dissipation d'énergie de la houle	51
4.2.3.1 Dissipation d'énergie linéaire	51
4.2.3.2 Dissipation d'énergie quadratique	52
4.3 Résolution numérique	56
4.3.1 Cas 2D	56
4.3.1.1 Expressions générales des potentiels de vitesses	56
4.3.1.2 Méthode de résolution	58
4.3.2 Cas 3D	60
4.3.2.1 Expressions générales des potentiels de vitesses	61
4.3.2.2 Méthode de résolution : cas structure poreuse avec frontières perméables	64
4.3.2.3 Méthode de résolution : cas structure poreuses avec frontières latérales imperméables	66
4.3.2.4 Méthode de résolution : cas structure totalement imperméable	68
5 Résultats expérimentaux	71
5.1 Introduction	71
5.2 Écoulement permanent	72
5.2.1 Lois de Darcy et de Forchheimer	72
5.2.2 Perte de charge et perméabilité	73
5.3 Écoulements instationnaires : houle régulière cas 2D	77
5.3.1 Structure de dimensions données	77
5.3.1.1 Calcul des coefficients de réflexion et de transmission	78
5.3.1.2 Influence de la cambrure de la houle	84
5.3.1.3 Cinématique dans le milieu poreux	86
5.3.2 Effets d'échelle	94
5.4 Écoulements instationnaires : houle régulière cas 3D	98
5.4.1 Champs d'amplitude de la houle	99
5.4.2 Amplitudes selon une coupe en $Y = 0.10$ m	105
5.4.3 Comparaisons entre parois latérales imperméables et poreuses	107

5.5 Conclusion	111
6 Conclusion et perspectives	113
6.1 Conclusion	113
6.2 Perspectives	116
Bibliographie	119
Annexe A Discussion sur la relation de dispersion dans le milieu poreux	123

Table des figures

1.1	Exemple d'ouvrages de protection du littoral : un mur côtier (a) (www.saintbrevin-info.fr), un perré (b) (www.iledenoirmoutier.org), une digue (c) (www.ouest-france.fr (Philippe Chérel)), un brise-lame (d) (www.tene.info), des épis (e) (www.geographycoastalprotectionmeasures.blogspot.fr (Laurent Pebelle))	6
1.2	Schéma de la constitution d'une digue (www.wikhydro.developpement-durable.gouv.fr) .	7
1.3	Exemple de la présence de tombolos derrière un brise-lame (<i>Chesapeake Bay News</i> , www.chesapeakebay.net)	8
1.4	Classement des ondes de surface en fonction de la période (Holthuijsen, 2007) .	10
2.1	Représentation des paramètres de houle	16
2.2	Représentation de la trajectoire des particules d'eau pour les cas profondeur infinie (gauche) et profondeur finie (droite)	19
2.3	Exemple d'une onde stationnaire issue d'une réflexion totale par un mur vertical (Holthuijsen, 2007)	22
2.4	Le phénomène de réfraction de la houle (<i>source</i> : Damien Sous)	23
2.5	Le phénomène de diffraction des ondes dans l'eau	24
2.6	Exemples de milieux poreux	25
2.7	Représentation de la définition de la tortuosité	26
2.8	Schéma de l'écoulement d'un fluide dans une digue poreuse	28
3.1	Conception d'un milieu poreux	34
3.2	Schémas vue de dessus et photo vue de côté pour $D = 0.050$ m	36
3.3	Schémas vue de dessus et photo vue de côté pour $D = 0.032$ m	36
3.4	Schémas vue de dessus et photo vue de côté pour $D = 0.020$ m	37
3.5	Sonde à houle de type résistif	38
3.6	Sonde à houle de type acoustique (modèle de MASSA, M-320/95)	39
3.7	Courantomètre de type ADV (modèle de Nortek, Vectrino [®])	39
3.8	Canal hydraulique de l'Université de Toulon (SeaTech)	40

3.9	Schéma du dispositif expérimental pour l'étude d'un écoulement permanent . . .	40
3.10	Schéma du dispositif expérimental pour l'étude 2D	41
3.11	Schéma du dispositif expérimental pour la vérification expérimentale des équations de continuités	43
3.12	Photo du bassin d'essai (SeaTech)	44
3.13	Schéma du dispositif expérimental pour l'étude 3D	45
4.1	Schéma vue de côté du canal à houle avec les différents domaines considérés dans le modèle analytique en 2D	56
4.2	Schémas de la demi largeur du bassin avec les différents domaines considérés dans le modèle analytique	61
5.1	Perte de charge en fonction de la vitesse du courant pour les 3 diamètres de cylindre avec une régression linéaire	74
5.2	Perte de charge en fonction de la vitesse du courant pour les 3 diamètres de cylindre avec une régression polynomiale d'ordre 2	76
5.3	Représentation du lien entre β et la surface spécifique s	77
5.4	Énergie dissipée en fonction du nombre de Reynolds en amont du milieu poreux $Re = \frac{UD}{\nu}$	78
5.5	Coefficients de réflexion et de transmission pour $L_p = 2.40 m$, et trois diamètres $D = 0.020 m$ (haut), $D = 0.032 m$ (milieu) et $D = 0.050 m$ (bas). Expériences : (•) coefficient de transmission, (★) coefficient de réflexion; Théorie, modèle linéaire de dissipation : (—) coefficient de transmission, (—) coefficient de réflexion; Théorie, modèle quadratique : (- -) coefficient de transmission, (- -) coefficient de réflexion; Échelle de couleurs : cambrure de la houle	81
5.6	Coefficients de réflexion et de transmission pour $L_p = 1.20 m$, et trois diamètres $D = 0.020 m$ (haut), $D = 0.032 m$ (milieu) et $D = 0.050 m$ (bas). Expériences : (•) coefficient de transmission, (★) coefficient de réflexion; Théorie, modèle linéaire de dissipation : (—) coefficient de transmission, (—) coefficient de réflexion; Théorie, modèle quadratique : (- -) coefficient de transmission, (- -) coefficient de réflexion; Échelle de couleurs : cambrure de la houle	82
5.7	Coefficient de traînée sur un seul cylindre $C_{d,c}$ en fonction de la fréquence de la houle pour les trois diamètres ((—) : $D = 0.020 m$, $L_p = 1.20 m$; (—) : $D = 0.032 m$, $L_p = 1.20 m$; (—) : $D = 0.050 m$, $L_p = 1.20 m$; (- -) : $D = 0.020 m$, $L_p = 2.40 m$; (- -) : $D = 0.032 m$, $L_p = 2.40 m$; ligne (- -) : $D = 0.050 m$, $L_p = 2.40 m$)	83

5.8	Coefficients de réflexion et de transmission pour $D = 0.032$ m, $L_p = 1.20$ m et $f = 0.8$ Hz en fonction de la cambrure de la houle	85
5.9	Élévation de surface libre (en bleu) et amplitude de la vitesse horizontale (en rouge) le long du canal pour $D = 0.020$ m et respectivement $T = 1.2$ s (haut), $T = 1.5$ s (milieu) et $T = 2$ s (bas)	87
5.10	Élévation de surface libre (en bleu) et amplitude de la vitesse horizontale (en rouge) le long du canal pour $D = 0.032$ m et respectivement $T = 1.2$ s (haut), $T = 1.5$ s (milieu) et $T = 2$ s (bas)	88
5.11	Élévation de surface libre (en bleu) et amplitude de la vitesse horizontale (en rouge) le long du canal pour $D = 0.050$ m et respectivement $T = 1.2$ s (haut), $T = 1.5$ s (milieu) et $T = 2$ s (bas)	89
5.12	Profils verticaux de l'amplitude de la vitesse horizontale pour $D = 0.020$ m et respectivement $T = 1.2$ s (haut), $T = 1.5$ s (milieu) et $T = 2$ s (bas)	91
5.13	Profils verticaux de l'amplitude de la vitesse horizontale pour $D = 0.032$ m et respectivement $T = 1.2$ s (haut), $T = 1.5$ s (milieu) et $T = 2$ s (bas)	92
5.14	Profils verticaux de l'amplitude de la vitesse horizontale pour $D = 0.050$ m et respectivement $T = 1.2$ s (haut), $T = 1.5$ s (milieu) et $T = 2$ s (bas)	93
5.15	Coefficients de réflexion en fonction de la fréquence adimensionnée kh pour $D = 0.020$ m (étoiles), $D = 0.032$ m (cercles) et $D = 0.050$ m (losanges).	95
5.16	Coefficients de transmission en fonction de la fréquence adimensionnée kh pour $D = 0.020$ m (étoiles), $D = 0.032$ m (cercles) et $D = 0.050$ m (losanges).	95
5.17	Les forces de résistances (Gu and Wang (1991) cité par Pérez-Romero et al. (2009)) en amont du milieu poreux (gauche). Zoom de la zone d'intérêt du diagramme (droite). Croix bleues : $D = 0.020$ m ; triangles verts : $D = 0.032$ m et cercles rouges : $D = 0.050$ m. f_l , f_t and f_n sont les respectivement les forces laminaire, inertielle et turbulente.	97
5.18	Amplitude de la houle pour $f = 1$ Hz expérience (haut), théorie (milieu) et théorie dans le cas d'une structure imperméable (bas)	102
5.19	Amplitude de la houle pour $f = 1.5$ Hz expérience (haut), théorie (milieu) et théorie dans le cas d'une structure imperméable (bas)	103
5.20	Amplitude de la houle pour $f = 1.8$ Hz expérimentale (haut), théorique (milieu) et théorique dans le cas d'une structure imperméable (bas)	104
5.21	Coupe proche de l'axe du bassin ($Y=0.10$ m) pour $f = 1$ Hz (haut), $f = 1.5$ Hz (milieu) et $f = 1.8$ Hz (bas)	106
5.22	Amplitude de la houle théorique avec parois latérales poreuses pour $f = 1$ Hz (haut), pour $f = 1.5$ Hz (milieu) et pour $f = 1.8$ Hz (bas)	109

5.23 Comparaison entre des parois latérales imperméables et poreuse sur la coupe proche de l'axe du bassin ($Y=0.10\text{m}$) pour $f = 1\text{ Hz}$ (haut), $f = 1.5\text{ Hz}$ (milieu) et $f = 1.8\text{ Hz}$ (bas)	110
A.1 Le coefficient de réflexion en fonction de la fréquence comparés avec trois façons de calculer la relation de dispersion : relation de dispersion de Yu and Chwang (1994) avec $C_m = 0.3$, relation de dispersion de Yu and Chwang (1994) avec $C_m = 1$ et relation de dispersion de Molin et al. (2016)	125

Liste des tableaux

1.1	Résumés de l'impact des tempêtes des 20 dernières années en France	5
3.1	Cotations des structures des milieux poreux (mm)	35
3.2	Calculs des porosités et des surfaces spécifiques pour toutes les maquettes, pour $h = 0.23$ m	37
3.3	Calculs des porosités et des surfaces spécifiques pour toutes les maquettes, pour h et L_p fonctions du diamètre des cylindres	38
3.4	Conditions de houles générées	46
4.1	Expressions du coefficient de traînée existantes dans la littérature	55
5.1	Niveau d'eau en amont et en aval de la structure pour chaque condition de courant	75
5.2	Résumé des paramètres n_w , α et C_m pour tous les cas de l'étude	83
5.3	Résumé des paramètres α et C_m pour l'étude des cas de similitude	96

Chapitre 1

Introduction Générale

Rien ne vaut la recherche lorsqu'on veut
trouver quelque chose

J.R.R. Tolkien, *Bilbo le Hobbit*

1.1 Contexte socio-économique

Le littoral français est fortement urbanisé et présente de nombreux aménagements pour satisfaire aux conditions du développement d'activités socio-économiques, et de protection des biens et des personnes. L'accroissement de la population qui souhaite vivre de plus en plus "les pieds dans l'eau", ainsi que les activités économiques qui y sont naturellement associées, augmente considérablement les conséquences de submersion marine particulièrement en cas de tempête (voir section 1.1.1). De nombreux ouvrages sont conçus pour protéger les rivages de ces houles de tempête, les plus classiques étant des ouvrages en dur tels que les brises-lames et les digues. Afin d'améliorer la dissipation de l'énergie de la houle, des structures poreuses sont souvent proposées allant du simple enrochement aux digues de type "caisson Jarlan" en passant par les tétrapodes ou autres blocs aux formes définies (voir section 1.1.2). De nombreuses études de faisabilité pour la conception de nouveaux types d'ouvrages de protection sont réalisées afin d'améliorer la protection du littoral, de l'érosion et de la submersion marine en particulier. Ces travaux font appel à des approches théoriques, numériques et expérimentales en bassin d'essai. En effet, les études expérimentales permettent une modélisation à échelle réduite d'un ouvrage en fonction des conditions souhaitées (hauteur de houle, période ou configuration du lieu à protéger). Cependant les "modèles" ne peuvent pas reproduire de façon exactement similaire le phénomène physique (par exemple les nombres de Froude et de

Reynolds ne peuvent pas être conservés en même temps lors d'un changement d'échelle) et il est important de conserver une représentation appropriée des phénomènes in-situ même si elle ne peut pas être parfaite.

Cette thèse a pour but une meilleure compréhension des processus d'interaction entre la houle et les milieux poreux d'un point de vue de ses conditions de propagation et de dissipation. L'objectif est d'utiliser ces connaissances dans la conception d'ouvrages innovants de protection du littoral. Des moyens théoriques, numériques et expérimentaux sont employés, tout d'abord, dans le but de développer la connaissance des paramètres caractérisant les milieux poreux ainsi que leurs influences sur la dissipation d'énergie de la houle. La suite de l'étude concerne d'avantage les processus côtiers en présence d'ouvrages poreux d'un point de vue bidimensionnel (dissipation et réflexion) puis tridimensionnelle (réfraction-diffraction, réflexion et dissipation).

1.1.1 Impact des tempêtes sur le littoral français

Ces vingt dernières années ont été marquées par de multiples tempêtes qui ont impacté la France. Le TABLEAU 1.1 résume les valeurs de hauteur significative de houle, de surcote (différence entre les prédictions de marées et les hauteurs d'eau mesurées), les périodes de retour de ces surcotes (période pour laquelle on a mesuré une fois la surcote maximale sur un échantillon de données) ainsi que le bilan des victimes et le coût des dégâts matériels. Une des tempêtes les plus marquantes de ces 20 dernières années est, en fait, un couple de tempêtes nommées *Lothar* et *Martin* qui a touché la France à deux jours d'intervalle en décembre 1999. Ce couple de tempête, surnommé "La tempête du Siècle" est responsable de nombreux dégâts. Le littoral a, en effet, été touché par une mer démontée avec des surcotes importantes (par exemple à Bordeaux, une surcote de 2.35m a été enregistrée) (Salomon, 2002). Un des risques majeurs était l'inondation d'une centrale nucléaire en Gironde dont les digues et les murs de protection ont été submergés par les vagues. Dix ans plus tard, le sud-ouest de la France est touché par une tempête en janvier 2009, nommée *Klaus*. Au cœur de la tempête des hauteurs significatives de houle de l'ordre de 10 m ont été enregistrées par les bouées positionnées tout le long du littoral français (environ 11.50 m au Cap Ferret, d'après Liberato et al. (2011)).

Xynthia est l'évènement le plus marquant de cette dernière décennie, en nombre de victimes, de dégâts matériels, en terme de submersion marine ainsi qu'en terme d'érosion de la côte. En effet, les fortes houles, les surcotes (1,53 m à La Rochelle) et le fort coefficient de marée sont responsables de la majorité des dégâts. Les ouvrages de protection présents dans

les zones les plus impactées par les surcotes ont été submergés ou ont cédé devant un océan démonté. L'autre fait marquant de ces inondations avec des dégâts estimés à 100 millions d'euros est la tempête *Dirk* qui a surtout impacté l'Irlande et les pays plus au nord de la France en décembre 2013. Dans sa continuité, en décembre 2013, la tempête *Xaver* provoque une surcote maximale de 2.40 m avec un coefficient de marée supérieur à 100 au niveau de Brest et une hauteur de houle maximale mesurée de 7,5 m mais sans impliquer de dégâts. Le dernier évènement responsable de nombreux dégâts en Bretagne est le groupe de tempête qui a traversé la France entre janvier et février 2014 (*Petra, Qumaira, Ulla, Ruth, Andrea*). Cet épisode est associé à un fort coefficient de marée. Les surcotes mesurées sont de l'ordre de 0,80 à 1 m entre le Finistère, le Cap Ferret et La Rochelle. Ces surcotes sont responsables d'une forte érosion particulièrement en Bretagne.

La Mer Méditerranée est aussi touchée par des systèmes dépressionnaires dont celui de Mai 2010 qui a engendré un fort coup de vent sur la côte ouest du Golfe du Lion où des rafales atteignant jusqu'à 139 km/h ont été mesurées au Cap Bear et 134 km/h dans la région de Leucate. La Côte d'Azur a subi un important coup de mer avec des houles dont la hauteur significative a atteint 4 m au large de Nice et la hauteur maximum mesurée était de 7 m. Heureusement cet évènement n'a fait aucune victime mais les dégâts matériels, principalement dus aux submersions marines, s'élèvent à plusieurs millions d'euros. Malgré le faible marnage de la Mer Méditerranée, ce genre de systèmes dépressionnaires est responsable de surcotes de l'ordre de 1 m sur la Côte d'Azur et jusqu'à 1.50 m dans le Languedoc. De plus ces tempêtes sont souvent associés à une météorologie pluvieuse responsable de nombreuses crues des cours d'eau dans les terres, les inondations y sont alors très importantes et responsables de nombreux dégâts et victimes. Le dernier épisode en date de cette forme est celui qui a touché la région niçoise le 4 octobre 2015.

Outre-mer, les îles françaises sont impactées par de nombreux cyclones tropicaux dont *Gamède* qui toucha L'île de La Réunion en février 2007. Sa pression minimale était de 935 hPa et les vents associés à ce cyclone en rafales ont atteint jusqu'à 195 km/h. Les hauteurs significatives de houle lors de cet évènement ont atteint les 7 m sur la Pointe du Gouffre au niveau de la route du littoral et des hauteurs maximales mesurées ont été de l'ordre de 11 m. Le plus gros dégât matériel concerne l'effondrement d'un pont de 500 m (Cyclone extrême). C'est ensuite *Dean* qui a touché les Antilles en août 2007 et qui s'est en fait révélé être un ouragan de classe 5. Son centre a atteint une pression minimale de 905 hPa et les vents ont atteint 230 km/h sur les terres. La hauteur maximale des vagues a été atteinte à Sainte-Lucie avec 13.5 m et des creux moyens de 10.4 m au large de Basse Pointe. Cet ouragan est responsable du décès

de 42 personnes dont 2 en Martinique. Le montant total des dégâts pour l'ensemble des pays touchés s'élève à 1 milliard d'euros dont 250 millions pour La Martinique et 150 millions pour La Guadeloupe (*sources* : **Météo France** et **www.infoclimat.fr**).

Ce résumé montre que les tempêtes ont un coût humain et financier très important ce qui implique un fort besoin en terme de mise en œuvre de moyens adéquats pour la protection du littoral.

TABLEAU 1.1 Résumés de l'impact des tempêtes des 20 dernières années en France

Nom	Lothar Martin	Kyrill	Klaus	Xynthia	Joachim Gunter	Xaver	Dirk	Petra Qumaira Ulla Ruth Andrea
Date	Dec. 1999	Jan. 2007	Jan. 2009	Fev. 2010	Dec. 2011	Dec. 2013	Dec. 2013	Jan. à Fev. 2014
Pression minimale (hPa)	960 ; 965	963	964	968	973	961	929	972
Vent max. (Rafales en km/h)	173	151	258	238	212	140	228	150
Hauteur significative de houle H_s	La Ro- chelle : > 6m	Dunkerque : $7.2m < H_s <$ $7.8m$	Cap Ferret : 11.5m	St-Malo : 13m ; Dieppe : 10m	Cap Ferret : 8m ; Le Conquet : 10.30m	Brest : 7.5m	Le Conquet 9.6m	Cap Ferret : 9m ; Le Conquet : 12m
Surcote max.	Bor- deaux : 2.35m	NC	Arca- chon : 1.80	La Rochelle : 1.53m	NC	Dun- kerque : 2.40m	Arca- chon : 0.84m	Brest : 0.80m ; Cap Ferret : 1m
Coef. de marée	77	NC	58	102	80	102	61	> 110
Victimes	92	2	31	53	1	0	1	0
Dégâts matériels (Mds d'€)	6.9	2.5 à 5	4.2	3	0.3	NC	0.1 (inon- da- tions)	NC
Période de retour de surcotes (ans)	≈ 518	NC	≈ 85	> 100	NC	> 10	≈ 2	< 10

1.1.2 Les ouvrages de protection

Les systèmes de protection contre les submersions marines sont sans cesse étudiés et améliorés. Il existe différentes techniques et types d'ouvrages répandus le long de nos côtes (Bougis, 2016). Dans cette partie, seules les techniques les plus répandues seront décrites. En particulier, il n'est pas rare d'apercevoir tout le long de nos côtes des ouvrages longitudinaux sur le trait de côte tels que les murs côtiers, les perrés ou les digues, de même que des ouvrages longitudinaux détachés des côtes comme les brises-lames ou les épis (voir FIGURE 1.1).



FIGURE 1.1 Exemple d'ouvrages de protection du littoral : un mur côtier (a) (www.saintbrevin-info.fr), un perré (b) (www.iledenoirmoutier.org), une digue (c) (www.ouest-france.fr (Philippe Chérel)), un brise-lame (d) (www.tene.info), des épis (e) (www.geographycoastalprotectionmeasures.blogspot.fr (Laurent Pebelle))

Les murs côtiers (FIGURE 1.1.a) sont des ouvrages verticaux qui servent de rempart contre le niveau de l'eau. Ils peuvent aussi être utiles pour le maintien du trait de côte. Ces ouvrages dits de "haut de plage" sont conçus pour résister aux forces exercées par les lames déferlantes. Il est important de limiter leur franchissement et d'assurer leur étanchéité ainsi que celle du sol situé au pied de ces ouvrages pour éviter l'érosion ou les renards hydrauliques (création d'un vide dans la structure) qui fragilisent les ouvrages et le trait de côte. Leurs dimensionnements, poids et hauteurs notamment, sont directement liés à l'énergie de la houle incidente et déferlante, leur stabilité est assurée par la forme de la structure, son revêtement et son poids. Une construction de type perré (FIGURE 1.1.b) plutôt qu'un simple mur côtier est souvent proposée pour des hauts de plage en terre ou autre matière friable. Ce sont des ouvrages longitudinaux

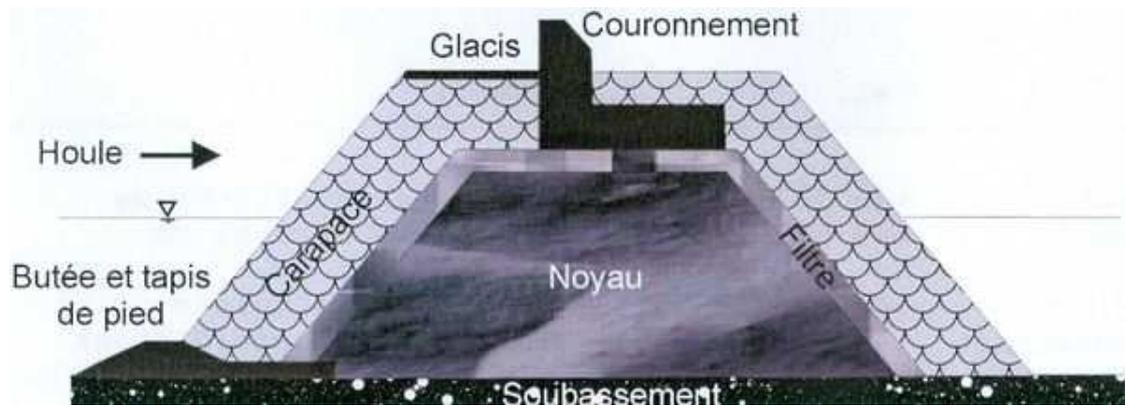


FIGURE 1.2 Schéma de la constitution d'une digue (www.wikhydro.developpement-durable.gouv.fr)

inclinés, constitués d'un revêtement recouvrant un talus auto-stable. Son revêtement peut être en enrochement ou maçonné.

Les digues (FIGURE 1.1.c) sont des ouvrages couramment utilisés pour la protection du littoral et l'aménagement de ports. Les digues sont rattachées au rivage par au moins une extrémité, et ses deux talus sont visibles. Il existe plusieurs catégories de digues de protection côtière de par leurs formes et leurs conceptions. Le dimensionnement de chacune de ces catégories de digue est différent. Tout d'abord, les digues à talus (voir FIGURE 1.2) sont constituées d'un noyau étanche, d'une couche à faible porosité et enfin d'une carapace en enrochement à porosité plus importante (roches naturelles ou en composite de toutes tailles comme les tétrapodes par exemple). Les digues verticales à parement plein proposent une solution pour l'accostage des navires, ce qui est impossible sur les digues à talus à cause de leurs inclinaisons. Cependant la réflexion issue de ces ouvrages est quasi-totale et est donc responsable de résonance en zone portuaire. Ces deux catégories de digues sont restreintes à une faible profondeur notamment pour leur coût élevé.

Une autre catégorie concerne les digues en caisson, parois perforés (type Jarlan). Le principe de ces ouvrages est de créer une chambre dont la largeur est dimensionnée en fonction de la longueur d'onde de la houle incidente. La paroi avant est perforée avec une porosité dimensionnée en fonction du coefficient de réflexion souhaité. Celui-ci est nettement inférieur à celui des autres types de digue. En effet, les interférences dans le caisson permettent une forte dissipation de l'énergie de la houle incidente par turbulence et créent un déphasage entre les ondes incidentes et les ondes réfléchies, réduisant la réflexion. La conception de ces caissons est basée sur les mêmes fondamentaux que les digues en enrochement (à talus et verticales). En effet, l'ouvrage est conçu en trois couches : une paroi extérieure perforée, une



FIGURE 1.3 Exemple de la présence de tombolos derrière un brise-lame (*Chesapeake Bay News, www.chesapeakebay.net*)

chambre de dissipation (vide pour les digues verticales et poreuse pour les digues à talus) et enfin une paroi aval étanche (mur ou noyau étanche en fonction de la catégorie de digue).

Les brise-lames sont généralement de même conception que les digues mais ne sont pas rattachés à la terre. Ils sont couramment utilisés comme pièges à sédiments et sont responsables de l'accumulation de sable en aval de l'ouvrage, facilitant la formation des tombolos (FIGURE 1.3), qui peuvent aussi être créés par engraissement des plages. En conséquence, les plages se rechargent et s'élargissent. Les brise-lames peuvent aussi être immergés pour des soucis esthétiques et environnementaux. Leurs dimensionnements dépendent de la pente du fond, du type de sédiments et des caractéristiques de la houle incidente. En effet, plusieurs catégories de paramètres doivent être prises en compte dans le dimensionnement de ces structures telles que les caractéristiques liées au site (durée d'action des houles, le marnage, la bathymétrie), les paramètres d'implantation de l'ouvrage (profondeur, distance à la côte) et enfin les caractéristiques propres au brise-lame (longueur, hauteur, largeur en crête et pentes des talus).

Les épis sont des ouvrages transversaux qui ont pour fonction de limiter le transit hydro-sédimentaire. Ils sont dimensionnés (longueur, espacement entre plusieurs épis, orientation)

en fonction du lieu d'installation (plages sableuses ou galets, profondeur d'eau, direction de la houle incidente). En effet, les épis courts agissent essentiellement sur le transport au niveau du jet de rive. Concernant les épis longs, ils agissent également sur le transport sédimentaire associé aux courants littoraux le long de la côte.

1.1.3 Les structures poreuses : solutions innovantes

La protection du littoral est la fonction principale de ce type d'ouvrages. Ils améliorent la dissipation et minimisent la réflexion des houles incidentes en comparaison avec des structures imperméables. Ils doivent permettre en outre une circulation des eaux pour favoriser, par un renouvellement régulier, une meilleure qualité des eaux particulièrement dans des zones ainsi protégées des vagues (ports).

Les solutions innovantes considèrent également l'aspect biologique, en intégrant des modules de type "récifs artificiels" qui, outre leur fonction de brise-lames, forment des abris propices au développement de la faune et de la flore marines. En effet, ces récifs artificiels permettent une re-colonisation de zones marines et donc une revalorisation des ressources halieutiques de ces fonds. Les matériaux utilisés pour ces récifs artificiels sont divers, ils peuvent être conçus dans le but d'optimiser leur fonctionnement ou peuvent être issus du recyclage.

1.2 Contexte scientifique

1.2.1 Houle et structures poreuses

Les ondes de gravité ont pour origine des facteurs variés. Les marées sont issues des interactions entre la Terre, la Lune et le Soleil alors que les tsunamis sont les conséquences de séismes ou de glissements de terrains. Les vagues sont formées par l'action du vent, elles peuvent continuer à se propager loin de la zone où elles ont été générés, formant la houle. La houle est une onde mécanique progressive qui induit un mouvement local des particules d'eau. C'est une onde de surface au même titre que la marée ou le tsunami (voir FIGURE 1.4). Les vagues et la houle sont des ondes de gravité dont les ordres de grandeur des longueurs d'onde s'étendent de la dizaine de centimètres à quelques centaines de mètres.

En milieu côtier, la houle "ressent" la présence du fond, et sa vitesse de propagation diminue. En présence de structures poreuses, ses caractéristiques peuvent être fortement modifiées, par effet de réflexion, réfraction-diffraction et de dissipation.

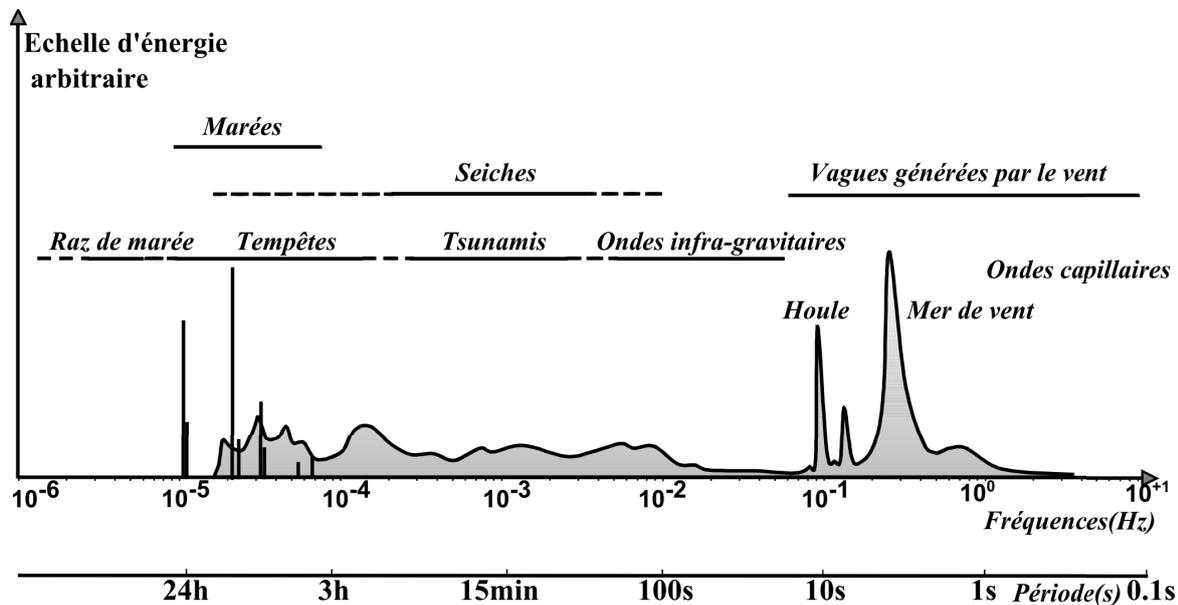


FIGURE 1.4 Classement des ondes de surface en fonction de la période (Holthuijsen, 2007)

1.2.1.1 Le cas 2D : réflexion et dissipation

La compréhension des interactions entre la houle et les structures poreuses est un aspect important de l'hydrodynamique marine appliquée au génie côtier. Lorsque seuls les effets en 2 dimensions (verticaux et dans la direction de propagation de la houle dans une direction donnée) sont pris en compte, la structure poreuse est conçue pour sa capacité à réfléchir, dissiper et/ou transmettre la houle incidente. En effet, lorsque la houle rencontre un obstacle, immergé ou poreux, la discontinuité du milieu de propagation, en terme de sa célérité, entraîne une réflexion partielle de l'onde vers le large avec un déphasage. L'onde qui franchit l'obstacle soit en le traversant, soit en passant par-dessus dans le cas de structure immergée est l'onde transmise. La porosité de la structure va grandement influencer les taux de réflexion et de transmission de la houle. En effet, plus la structure est imperméable plus la réflexion est importante. Le coefficient de réflexion dépend des caractéristiques de la houle (période, cambrure ou encore direction incidente) ainsi que des propriétés de la structure (porosité, largeur, hauteur et forme). En effet, la porosité d'un ouvrage de protection influe sur la dissipation de l'énergie de la houle incidente. L'alternance de cavités et d'obstacles dans la structure crée des réflexions multiples ainsi que des interférences. Ce système est donc la cause de dissipation d'énergie par frottements aux interfaces fluide-solide ou par effets turbulents. Les interférences résonnantes peuvent également jouer un rôle significatif dans ce processus de dissipation.

1.2.1.2 Le cas 3D : réfraction - diffraction

Dans le cas où la largeur de la structure est faible par rapport aux caractéristiques de la houle, les "effets de bord" ne peuvent plus être négligés ce qui conduit à une diffraction de la houle. Si la diffraction permet de redistribuer l'énergie, et donc globalement de diminuer l'impact de la houle, elle est également la cause de phénomènes d'agitation dans des zones abritées de l'impact direct de la houle incidente. Multiplier les directions de propagation de la houle par effet de diffraction dans un milieu poreux peut également augmenter sa dissipation.

1.2.2 Modèles réduits - Lois de similitudes

La plupart des études d'efficacité des ouvrages de protection en génie côtier nécessitent de recourir à des modèles physiques en bassin d'essai. Les résultats expérimentaux obtenus à l'aide de ces modèles réduits permettent une meilleure appréhension des phénomènes physiques et aident au dimensionnement des ouvrages. Ils sont le plus souvent complémentaires à des approches analytiques et numériques pour les études considérées.

La transposition des résultats entre l'échelle des modèles réduits et celle du prototype à échelle réelle implique des conditions de similitude. Deux approches sont alors envisageables : la méthode directe à partir des équations de la mécanique des fluides et l'analyse dimensionnelle à l'aide du théorème " Π " (Hughes, 1993).

Plusieurs conditions de similitude doivent être respectées : la similitude géométrique (dimensions proportionnelles), la similitude cinématique (vitesses et accélérations proportionnelles) et la similitude dynamique (forces proportionnelles). A noter que si le rapport entre dimensions verticales et horizontales n'est pas conservé, le modèle est dit "distordu". C'est notamment le cas pour des écoulements permanents, ou en présence d'ondes longues (écoulements hydrostatiques), pour lesquels la différence entre échelles horizontale et verticale est trop importante pour pouvoir conserver la similitude géométrique. En présence de sédiments une distorsion peut être également imposée entre l'échelle pour l'hydrodynamique et les particules sédimentaires, afin de rester dans des conditions similaires de caractéristiques des sédiments. En effet, en dessous d'une certaine taille ($d < 64\mu m$), les sédiments deviennent cohésifs et la physique des écoulements s'en trouve modifiée.

En hydrodynamique, la similitude des écoulements suppose également une physique similaire : un écoulement avec couche limite turbulente par exemple doit également présenter une

couche limite turbulente à l'échelle réduite.

L'adimensionnement des équations de la mécanique des fluides à surface libre fait apparaître deux nombres sans dimension, le nombre de Froude et le nombre de Reynolds. La similitude de Froude fait intervenir les forces d'inertie et de gravité. La similitude de Reynolds est le rapport entre la force d'inertie et les effets visqueux de l'écoulement. Une similitude complète nécessiterait une conservation de ces trois forces en même temps ce qui n'est pas compatible avec le changement d'échelle, utilisant des fluides identiques (de l'eau) dans des mêmes conditions de gravité. Le choix de la similitude se pose alors en fonction des effets qui doivent être étudiés dans le phénomène considéré. Pour un écoulement à surface libre, le nombre de Froude doit être conservé en priorité.

1.3 Plan du manuscrit

Ce manuscrit est composé de six chapitres avec l'introduction. Le Chapitre 2 présente les généralités concernant les milieux poreux et la houle où sont rappelées les hypothèses et équations fondamentales qui fondent la théorie linéaire. La suite de ce second chapitre concerne les processus liés à la propagation de la houle en milieu inhomogène.

Le Chapitre 3 présente les différentes configurations expérimentales étudiées au cours de cette thèse. Les milieux poreux ainsi que l'instrumentation y sont détaillés. Les différentes conditions d'expériences sont incluses dans ce chapitre dans le cas des études d'écoulements stationnaires et oscillants dans les cas bidimensionnels (2D) puis tridimensionnels (3D).

Les différents modèles analytiques ainsi que les résolutions numériques appliquées dans ces travaux sont décrits dans le Chapitre 4 pour toutes les configurations considérées dans l'étude.

Les résultats expérimentaux sont ensuite développés dans le Chapitre 5. Tout d'abord, l'étude de la perte de charge d'un écoulement stationnaire à travers un milieu poreux est réalisée afin de mettre en évidence l'influence de la surface spécifique sur la dissipation d'énergie. Ensuite, les résultats portent sur la réflexion, la transmission et la dissipation de houles régulières par des milieux poreux dans le cas 2D. Les effets de surface spécifique et de cambrure sont analysés et discutés. De plus, les effets d'échelle sont examinés.

Le Chapitre 5 présente enfin les résultats d'une étude 3D sur la propagation de houle régulière à travers un milieu poreux. Les processus de réfraction-diffraction de la houle ainsi que les phénomènes d'interférences dans le milieu poreux sont mis en évidence. L'influence de la structure poreuse est comparée aux effets d'une structure émergente imperméable.

Finalement, la conclusion (Chapitre 6) résume les résultats et propose des perspectives pour prolonger et étendre ces travaux tant d'un point académique qu'appliqué en génie côtier.

Chapitre 2

Généralités sur la houle et les milieux poreux

Le changement est la loi de l'univers.
Tout se transforme, tout évolue.

Bernard Werber, *Les Micro-humains*

2.1 Introduction

La propagation de la houle a fait l'objet de nombreuses analyses mathématiques. Les théories développées peuvent être linéaires, telles que la houle d'Airy, ou non-linéaires tels que les développements par perturbations de Stokes ou de type Boussinesq par plus faible profondeur d'eau. En hydrodynamique, ces différents modèles de houle permettent une étude des propriétés de la déformée de la surface libre, des champs des vitesses et de pressions induits dans le fluide.

Dans une première partie, les équations et conditions aux limites qui régissent le mouvement sont présentées. La solution linéaire ou "houle d'Airy" est détaillée, celle-ci étant à la base des modèles utilisés classiquement pour l'étude de la propagation de la houle en présence de milieux inhomogènes conduisant à des phénomènes de réflexion, réfraction et diffraction de l'onde. Dans une deuxième partie, les milieux poreux, qui modifient sensiblement les conditions de propagation de la houle, sont présentés et caractérisés, notamment dans le cas d'écoulements permanents. La dissipation de l'onde par effets de parois ou de la présence d'un milieu poreux est présentée dans la troisième partie.

2.2 La houle

2.2.1 Les paramètres de la houle

La houle peut être définie à l'aide de différents paramètres tels que la période T , l'amplitude a ou encore la longueur d'onde λ ($k = 2\pi/\lambda$, le vecteur d'onde) (FIGURE 2.1). La profondeur d'eau locale h est un paramètre qui devient important dans le calcul de la vitesse de propagation de la houle à l'approche de la côte. Périodicités spatiales et temporelles sont liées par la relation de dispersion. La longueur d'onde est directement liée à la vitesse de phase C et à la période de la houle par la relation $\lambda = C.T$.

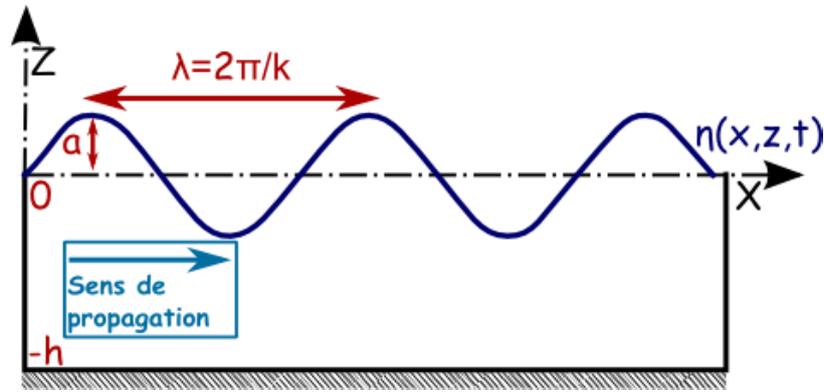


FIGURE 2.1 Représentation des paramètres de houle

2.2.2 Les équations de conservation

La houle induit un mouvement dans le fluide. Celui-ci doit vérifier les équations de conservation pour un fluide supposé parfait : l'équation de continuité (eq. 2.1) et les équations d'Euler (eq. 2.2).

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\frac{\vec{\nabla} p}{\rho} + \vec{g} \quad (2.2)$$

où \vec{u} est le champ de vitesses induit par la houle, t représente le temps, p désigne la pression, ρ est la masse volumique du fluide et \vec{g} est la force de gravité qui est la seule force de rappel, si on néglige les effets de capillarité. L'écoulement étant supposé incompressible et irrotationnel, le champ de vitesse \vec{u} peut alors être défini via un potentiel des vitesses $\Phi(x, y, z, t)$ tel que

$\vec{u} = \vec{\nabla}\Phi$, satisfaisant l'équation de Laplace.

$$\Delta\Phi = 0 \quad (2.3)$$

En se limitant au plan (xOz) pour cette étude, la perturbation de la surface libre $\eta(x, t)$ dépend des coordonnées horizontales de l'espace et du temps. Oz est l'axe vertical orienté vers le haut et l'axe Ox l'axe horizontal dans le sens de la direction de propagation. $z = 0$ représente la surface libre au repos.

2.2.2.1 Conditions aux limites à la surface libre

La surface libre est une ligne de courant (pas de flux à travers la surface). La condition cinématique à la surface libre traduit qu'une particule se trouvant à un instant donné sur la surface libre y reste à tout moment, elle s'écrit :

$$\frac{\partial\eta}{\partial t} + \frac{\partial\Phi}{\partial x} \frac{\partial\eta}{\partial x} = \frac{\partial\Phi}{\partial z} = 0 \text{ pour } z = \eta(x, t) \quad (2.4)$$

En négligeant les effets de tension superficielle la pression au niveau de la surface libre doit être égale à la pression atmosphérique. En utilisant le théorème de Bernoulli (conservation de l'énergie), la condition dynamique peut s'écrire :

$$\frac{p}{\rho} + g\eta + \frac{1}{2}\vec{u}^2 + \frac{\partial\Phi}{\partial t} = 0 \text{ pour } z = \eta(x, t) \quad (2.5)$$

La pression à la surface p est choisie nulle et sachant que $\frac{\partial u}{\partial t} = \vec{\nabla} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial t} \right)$, la dérivée totale de la condition dynamique à la surface libre combinée à la condition cinématique permet d'écrire :

$$g \frac{\partial\Phi}{\partial z} + \frac{\partial\vec{u}^2}{\partial t} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} + \frac{1}{2}\vec{u} \cdot \vec{\nabla}(\vec{u}) = 0 \text{ pour } z = \eta(x, t) \quad (2.6)$$

Cette condition est non-linéaire.

2.2.2.2 Condition limite au fond

La condition d'imperméabilité au fond en considérant un fond plat s'écrit :

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z} = 0 \text{ pour } z = -h \quad (2.7)$$

2.2.3 Le modèle d'Airy

Ces conditions limites à la surface libre étant non-linéaires, des méthodes par développements asymptotiques ou numériques sont utilisées afin d'obtenir une solution. Dans cette étude, nous considérons la théorie des ondes linéaires pour modéliser la houle.

Le modèle d'Airy (Airy, 1845) décrit une houle linéaire soit une houle de Stokes au 1^{er} ordre dont l'amplitude est supposée infiniment faible. Les termes non-linéaires peuvent être négligés, la condition dynamique (eq. 2.6) à la surface libre devient après un développement au 1^{er} ordre :

$$g \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0 \text{ pour } z = 0 \quad (2.8)$$

La déformée de la surface libre, pour une houle périodique et se propageant dans le sens des x positifs, peut s'écrire de la forme $\eta(x, t) = a \sin(\omega t - kx)$ (où $\omega = 2\pi f$ est la pulsation de la houle, $f = 1/T$ est la fréquence), ce qui suggère pour le potentiel une expression de la forme $\Phi(x, z, t) = f(z) \cos(\omega t - kx)$. Les conditions limites, soit l'équation (2.4) linéarisée $\left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{\partial \eta}{\partial t}$ et l'équation (2.7), conduisent à :

$$\Phi(x, z, t) = \frac{a\omega}{k} \frac{\cosh[k(z+h)]}{\sinh(kh)} \cos(\omega t - kx) \quad (2.9)$$

La condition (2.8) permet d'obtenir la relation de dispersion suivante :

$$\omega^2 = gk \tanh kh \quad (2.10)$$

Trois régimes de propagation de la houle peuvent alors être définis en fonction des conditions de profondeur :

- ★ Eau peu profonde : $\frac{h}{\lambda} < \frac{1}{10}$; $C = \sqrt{gh}$
- ★ Profondeur intermédiaire : $\frac{1}{10} < \frac{h}{\lambda} < \frac{1}{2}$ et $C = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(kh)}$
- ★ Eau profonde ou profondeur infinie : $\frac{h}{\lambda} > \frac{1}{2}$; $C = \sqrt{\frac{g}{k}}$

Dans le cas "eau peu profonde", la célérité ne dépend pas de k , l'onde est non dispersive.

Toujours selon la théorie d'Airy (1845), les particules dans l'eau empruntent une trajectoire elliptique (FIGURE 2.2) qui peut être décrite via l'équation elliptique : $\left(\frac{X}{X_0}\right)^2 + \left(\frac{Z}{Z_0}\right)^2 = 1$ où X

et Z s'écrivent :

$$\begin{aligned} X &= a \frac{\cosh[k(z+h)]}{\sinh(kh)} \cos(\omega t - kx) = X_0 \cos(\omega t - kx) \\ Z &= a \frac{\sinh[k(z+h)]}{\sinh(kh)} \sin(\omega t - kx) = Z_0 \sin(\omega t - kx) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Par profondeur infinie $\left(\frac{h}{\lambda} > \frac{1}{2}\right)$, les particules décrivent des orbites circulaires dont le diamètre diminue exponentiellement avec la profondeur alors que dans le cas "profondeur intermédiaire" (ou "profondeur finie"), les orbites sont des ellipses d'autant plus écrasées que le fond est proche.

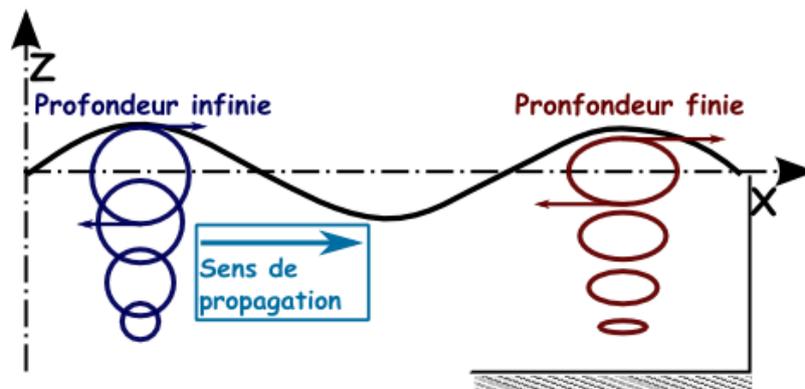


FIGURE 2.2 Représentation de la trajectoire des particules d'eau pour les cas profondeur infinie (gauche) et profondeur finie (droite)

2.2.4 Considération énergétique

La houle peut aussi être définie d'un point de vue énergétique. L'énergie de la houle se décompose alors en deux termes : l'énergie potentielle et l'énergie cinétique. L'énergie potentielle est liée au déplacement vertical de la surface libre (entre crêtes et creux) alors que l'énergie cinétique est associée au déplacement des particules d'eau.

2.2.4.1 Énergie potentielle

L'énergie potentielle d'une houle monochromatique se propageant suivant l'axe Ox s'écrit :

$$E_p = \int_0^\lambda \frac{1}{2} \rho g \eta^2(x) dx \quad (2.12)$$

Ce qui devient pour une houle d'Airy :

$$E_p = \frac{1}{4} \rho g a^2 \lambda \quad (2.13)$$

2.2.4.2 Énergie cinétique

De la même façon, l'énergie cinétique par unité de longueur d'onde s'écrit :

$$E_c = \frac{1}{2} \int_0^\lambda \int_{-h}^\eta \rho \vec{u}^2 dz dx \quad (2.14)$$

soit pour une houle d'Airy :

$$E_c = \frac{1}{4} \rho g a^2 \lambda \quad (2.15)$$

2.2.4.3 Énergie totale

L'énergie totale par unité de longueur et de surface est la somme de l'énergie potentielle et de l'énergie cinétique. Elle s'écrit dans le cas d'une houle d'Airy :

$$E = \frac{1}{2} \rho g a^2 \quad (2.16)$$

2.2.4.4 Flux d'énergie moyen

Le flux d'énergie moyen transportée par la houle, correspondant à la quantité d'énergie d'énergie traversant le plan normal à la direction de propagation par unité de temps s'écrit de la façon suivante :

$$E_t = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \int_{-h}^\eta \rho \vec{u} \cdot \vec{n} dz dt \quad (2.17)$$

avec \vec{n} le vecteur normal du plan.

Le résultat pour une houle d'Airy s'écrit alors :

$$\begin{aligned} E_t &= \frac{1}{4} \rho g a^2 C \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right) \\ &= \frac{1}{2} \rho g a^2 C_g \\ E_t &= E C_g \end{aligned} \quad (2.18)$$

où C_g est la vitesse de groupe définie par $C_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{C}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(kh)} \right)$. L'énergie de la houle se propage donc à la vitesse de groupe C_g .

2.2.5 Propagation en milieu inhomogène

La houle subit des transformations au cours de sa propagation notamment à l'approche du littoral, son amplitude et sa direction pouvant être amenées à varier par effet de la topographie du fond ou des courants. Pour une direction de propagation donnée, elle peut être réfléchiée en présence de changements rapides de sa célérité. Lorsque sa célérité n'est pas constante le long de la ligne de crête, l'onde "tourne", elle est réfractée ou diffractée.

2.2.5.1 Cas 2D : Shoaling et réflexion

Le shoaling :

L'énergie de l'onde se propage à la vitesse de groupe C_g . Celle-ci étant dépendante de la profondeur d'eau en "profondeur finie", la conservation du flux d'énergie se traduit pour une onde progressive par une évolution de son amplitude. Dans le cas d'une houle de très faible amplitude (houle d'Airy) et de période T , la variation de la hauteur des vagues due au shoaling est calculée via l'expression du coefficient de shoaling K_s (eq. 2.19).

$$K_s = \frac{a}{a_0} = \sqrt{\frac{C_{g0}}{C_g}} = \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \tanh(kh)\right)}} \quad (2.19)$$

où a_0 et C_{g0} sont respectivement l'amplitude et la vitesse de groupe au large soit en "profondeur infinie". Ce coefficient atteint un minimum pour une certaine profondeur relative ($kh = 1.198$) avant d'augmenter rapidement jusqu'au déferlement des vagues.

La réflexion :

Le phénomène de réflexion intervient lorsque la houle se propage en milieu inhomogène, c'est-à-dire pour une célérité variable. Elle peut être observée en présence de fonds fortement variables, de courants inhomogènes ou de structures poreuses. La réflexion de la houle par un obstacle peut être totale lorsque l'obstacle rencontré est émergent et imperméable (voir FIGURE 2.3), ou partielle.

La réflexion est parfois recherchée en génie côtier car elle a pour effet de diminuer l'amplitude de la houle derrière l'obstacle placé dans des zones côtières à protéger. Elle doit tout de même être contrôlée car la réflexion peut être gênante dans des zones portuaires abritées où les effets de résonances peuvent, au contraire, amplifier l'amplitude de la houle, par exemple à l'entrée des ports.

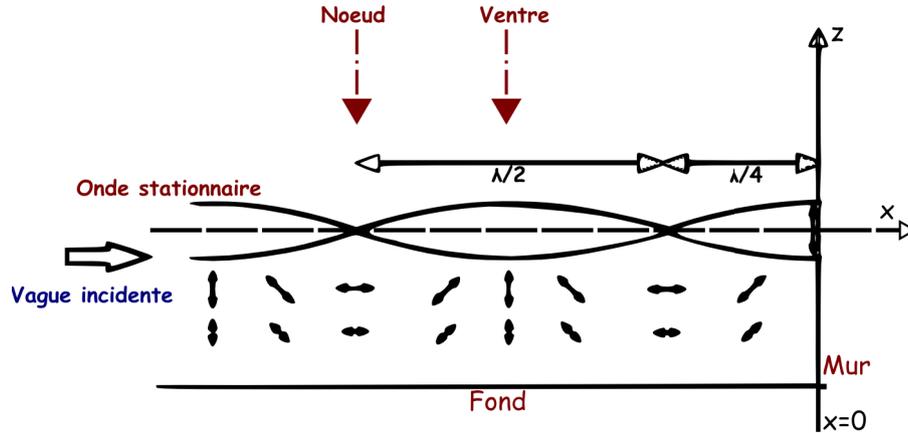


FIGURE 2.3 Exemple d'une onde stationnaire issue d'une réflexion totale par un mur vertical (Holthuijsen, 2007)

L'expression de la surface libre devient alors la somme de l'onde incidente et de l'onde réfléchie :

$$\eta = a_i \sin(\omega t - kx) + a_r \sin(\omega t + kx + \phi) \quad (2.20)$$

avec ϕ le déphasage entre ondes incidente et réfléchie.

Le coefficient de réflexion R est défini comme le rapport entre les amplitudes réfléchie et incidente. Dans le cas particulier d'une réflexion totale, le coefficient de réflexion est égal à 1 et l'amplitude de l'onde réfléchie a_r est égale à l'amplitude de l'onde a_i .

2.2.5.2 Cas 3D : Réfraction-diffraction

La réfraction :

Le processus de réfraction (FIGURE 2.4) de la houle apparaît lorsqu'une onde plane se propage dans un milieu inhomogène lentement variable comme c'est souvent le cas près des côtes. En effet, les lignes de crêtes de la houle influencées par la topographie tendent à s'aligner sur les isobathes (lignes de points de même profondeur). La houle oblique par rapport aux isobathes voit sa célérité varier tout le long du front d'onde et on observe alors une "rotation" de l'onde qui s'aligne sur la direction des isobathes, parallèle à la côte.

La réfraction de la houle étant assimilable à celle d'une onde lumineuse lors d'une variation d'indices du milieu, une loi de type Snell-Descartes peut être définie en désignant α l'angle local entre les crêtes de la houle et les isobathes (eq. 2.21).

$$\frac{C_0}{C} = \frac{\sin \alpha_0}{\sin \alpha} \quad (2.21)$$



FIGURE 2.4 Le phénomène de réfraction de la houle (*source* : Damien Sous)

C_0 et C sont respectivement la célérité de la houle au large et près des côtes, α_0 et α sont respectivement les angles initiaux et locaux par rapport à la normale aux isobathes.

De même que le shoaling permettait de calculer la hauteur à l'aide d'un coefficient correspondant au rapport entre les vitesses de groupe au large et dans la zone littorale, on peut définir un coefficient de réfraction K_r , rapport entre les distances λ_0 et λ entre deux crêtes respectivement au large et près des côtes, $\sqrt{\frac{\lambda_0}{\lambda}}$.

Le shoaling et la réfraction peuvent être combinés. Finalement la relation permettant de calculer l'amplitude de la houle dans l'hypothèse de conservation du flux d'énergie près des côtes est le produit entre les coefficients de shoaling et de réfraction (eq. 2.22) :

$$\frac{a}{a_0} = \sqrt{\frac{\lambda_0}{\lambda}} \sqrt{\frac{C_{g0}}{C_g}} = K_r K_s \quad (2.22)$$

La diffraction :

Il y a diffraction à partir du moment où le champ de houle ne peut plus être décrit dans l'approximation "onde plane", localement celle-ci peut être due soit à la présence d'obstacles émergents (digue semi-infinie) ou de bathymétries fortement variables.

Pour une onde harmonique se propageant par profondeur constante, autour d'un obstacle tel une avancée rocheuse ou un ouvrage de défense tel qu'un brise-lame, l'onde se propage

dans "l'ombre" de l'obstacle avec un mouvement circulaire et une diminution de l'amplitude des crêtes (voir FIGURE 2.5). La diffraction diffuse ainsi une partie de l'énergie de la houle dans la zone protégée par l'obstacle. Le transfert d'énergie de la houle vers la zone moins agitée est d'autant plus marqué que la longueur d'onde est grande par rapport à la dimension caractéristique de l'obstacle rencontré. A noter que la houle après diffraction a la même période et la même longueur d'onde que la houle incidente, pour une profondeur d'eau constante.

Le phénomène est le même dans le cas d'une bathymétrie brusquement variable, les changements rapides de la célérité de la houle le long du front d'onde tend à modifier sa forme : l'onde plane devient alors localement une onde circulaire.



FIGURE 2.5 Le phénomène de diffraction des ondes dans l'eau

Généralement, la bathymétrie est variable et la diffraction est associée au processus de réfraction. La réfraction entraîne des forts gradients d'amplitude dont la diffraction diffuse l'énergie qui en découle. C'est le cas lors de la présence d'un milieu poreux qui peut ainsi être utilisé dans le but de focaliser ou de diffuser l'énergie de la houle par analogie aux lentilles convergentes et divergentes en optique.



FIGURE 2.6 Exemples de milieux poreux

2.3 Les milieux poreux

Un milieu poreux est un matériau solide compact présentant des cavités reliées par des canaux, ces vides sont appelés *pores*. Les pores d'un milieu poreux peuvent être de toutes tailles : microscopiques ou macroscopiques. Les milieux poreux peuvent être caractérisés par leur perméabilité (vis à vis d'un écoulement), elle-même fonction des paramètres du milieu tels que la **porosité**, la **surface spécifique** ou encore la **tortuosité**.

2.3.1 Caractérisation des milieux poreux

2.3.1.1 La porosité

La **porosité** est le paramètre le plus utilisé dans l'étude des milieux poreux, elle correspond au rapport entre le volume des pores et le volume total du milieu considéré (eq. 2.23). C'est un paramètre sans dimension.

$$\gamma = \frac{\text{Volume des pores}}{\text{Volume total}} \quad (2.23)$$

La porosité est nulle dans le cas d'un matériau imperméable et vaut 1 dans le cas d'un volume complètement vide. Lorsque le milieu est considéré homogène et isotrope, cette définition peut être utilisée dans le cas d'une section plane, on parle alors d'une porosité surfacique γ_s .

2.3.1.2 La surface spécifique

La surface spécifique s , est définie comme étant la surface de contact fluide-solide par unité de volume du corps (Guyon et al., 2015). A porosité donnée, elle donne donc une information sur la taille des pores. La surface spécifique est d'autant plus importante que la taille des pores est faible. Elle est homogène à l'inverse d'une longueur.

2.3.1.3 La tortuosité

La tortuosité d'un milieu poreux décrit la complexité du parcours que doit suivre le fluide à travers le milieu poreux. Elle est généralement déterminée empiriquement. Mathématiquement, la tortuosité peut être définie le plus simplement par le rapport entre la longueur moyenne du capillaire parcouru par le fluide L_e et la longueur rectiligne totale du milieu considéré L . C'est un paramètre sans dimension. Plus la tortuosité est grande, plus l'écoulement dans le milieu poreux est ralenti.

$$\tau = \left(\frac{L_e}{L} \right) \quad (2.24)$$

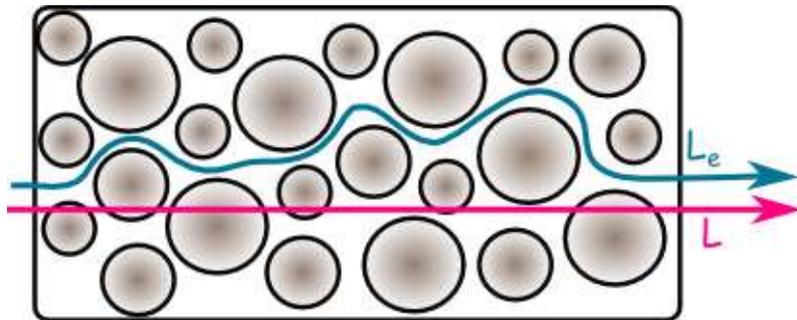


FIGURE 2.7 Représentation de la définition de la tortuosité

2.3.2 Les écoulements à travers un milieu poreux

2.3.2.1 La loi de Darcy

L'écoulement permanent d'un fluide à travers un milieu peut être décrit par la loi de Darcy (Darcy, 1856) pour des écoulements à faible nombre de Reynolds à travers un milieu granulaire, en supposant le fluide visqueux de viscosité dynamique μ et incompressible. Elle définit une relation entre la perte de charge ΔP sur une distance L et le débit Q de l'écoulement.

$$Q = U.S = -\frac{K \Delta P}{\mu L} \quad (2.25)$$

où U est la vitesse de l'écoulement moyennée sur une section S de côté très supérieur à la taille des pores, mais faible par rapport à l'échelle de l'observateur. K est la perméabilité intrinsèque du milieu poreux dont l'unité usuelle est le Darcy qui correspond environ à $1\mu\text{ m}^2$. Pour des régimes d'écoulement plus élevés, les effets inertiels doivent être pris en compte, conduisant à l'expression quadratique suivante :

$$\frac{\Delta P}{L} = \alpha U + \beta U^2 \quad (2.26)$$

En ré-écrivant cette équation (eq. 2.26) sous la forme de la loi de Darcy (eq. 2.25), la perméabilité dépend alors de la vitesse de l'écoulement $K_{app} = K(U)$. Et l'équation devient :

$$U.S = -\frac{K}{\mu(\alpha + \beta U)} \frac{\Delta P}{L} \quad (2.27)$$

où $K_{app} = \frac{K}{\alpha + \beta U}$.

2.3.2.2 La loi de Darcy généralisée

L'équation de Darcy généralisée en trois dimensions, en prenant en compte la gravité et pour un milieu isotrope peut s'écrire :

$$\vec{u}_s = \frac{Q}{S} \vec{n} = -\frac{K}{\mu} (\vec{\nabla} p - \rho \vec{g}) \quad (2.28)$$

où \vec{n} est un vecteur unitaire normal à la surface traversée par le fluide dans le sens de l'écoulement. La vitesse de l'écoulement dans le milieu poreux est communément appelée la vitesse de Darcy ou vitesse débitante, qui correspond à la vitesse d'infiltration. Si le fluide est incompressible, la vitesse de Darcy \vec{u}_s satisfait $\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_s = 0$ et dérive donc d'un potentiel des vitesses comme dans le cas d'un fluide parfait. Mais dans le cas où les pores sont très petits les effets de viscosité du fluide sont de plus en plus importants impliquant que le comportement du fluide n'est plus celui d'un fluide parfait. Notons que la vitesse de Darcy n'est pas une vitesse locale mais un champ de vitesse macroscopique défini par une moyenne sur tout le volume poreux grand par rapport aux volumes des pores. Les effets visqueux, significatifs à petite échelle, sont alors moyennés.

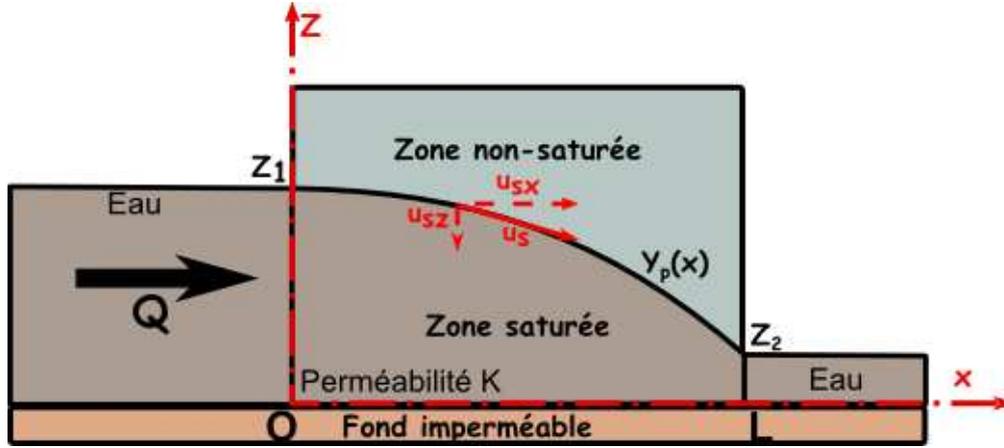


FIGURE 2.8 Schéma de l'écoulement d'un fluide dans une digue poreuse

2.3.2.3 Écoulement à travers une digue poreuse : application de la loi de Darcy

La figure 2.8 illustre l'exemple de l'écoulement d'un fluide à travers une digue poreuse de perméabilité K et de longueur L_p . z_1 et z_2 sont respectivement le niveau du fluide en amont et en aval de la structure poreuse. Le régime est supposé permanent et le niveau de fluide dans le milieu poreux $z_p(x)$ est indépendant du temps. Le débit volumique Q est indépendant du temps et de x . Le domaine non-saturé est supposé être rempli d'air. En négligeant les effets de tension superficielle, impliquant que la pression en surface est la pression atmosphérique, la condition dynamique de surface libre s'écrit alors :

$$p(z_p(x)) = p_{atm} \quad (2.29)$$

Cette relation permet d'écrire l'égalité des pressions entre deux points voisins en x et $x + dx$:

$$p(x, z_p(x)) = p(x + dx, z_p(x + dx)) \quad (2.30)$$

Le développement limité d'ordre 1 de cette égalité s'écrit :

$$\frac{\partial p}{\partial x} \delta x + \frac{\partial p}{\partial z} \delta z_p = 0 \quad (2.31)$$

L'approximation de Forchheimer permet de considérer $\frac{\partial z_p(x)}{\partial x} \ll 1$, la composante verticale u_{sz} de la vitesse à la surface libre \vec{u}_s est alors négligeable par rapport à la composante horizontale u_{sx} et le gradient de pression suivant z est réduit au gradient de pression hydrostatique $-\rho g$.

L'équation ainsi obtenue est la suivante :

$$\frac{p}{x} = -\frac{p}{z} \frac{dz_p}{dx} = \rho g \frac{dz_p}{dx} \quad (2.32)$$

En appliquant la loi de Darcy, en projection sur l'axe (Ox), la relation s'écrit :

$$\begin{aligned} Q &= u_s(x) z_p(x) \\ &= -\rho g \frac{K}{\mu} z_p(x) \frac{dz_p(x)}{dx} \\ Q &= -g \frac{K}{\nu} z_p(x) \frac{dz_p(x)}{dx} \end{aligned} \quad (2.33)$$

Cette relation est ensuite intégrée par rapport à x , en premier lieu entre 0 et L_p , puis entre 0 et x , afin d'obtenir les équations respectives suivantes.

$$z_1^2 - z_2^2 = \frac{2\nu}{Kg} QL_p \quad \text{et} \quad z_1^2 - z_p^2(x) = \frac{2\nu}{Kg} Qx \quad (2.34)$$

Après combinaison des deux équations précédentes (eq. 2.34), on obtient l'expression du débit :

$$Q = \frac{Kg}{2\nu L_p} (z_1^2 - z_2^2) \quad (2.35)$$

Le profil de la surface libre dans le milieu poreux est parabolique (eq. 2.36).

$$z_p(x) = \sqrt{z_1^2 - \frac{x}{L_p} (z_1^2 - z_2^2)} \quad (2.36)$$

2.4 Propagation et dissipation d'énergie de la houle

2.4.1 Dissipation par frottement au fond

Hors déferlement, le frottement au fond est le mécanisme dominant de la dissipation d'énergie de la houle par faible profondeur, particulièrement sur des fonds rugueux. Elle prend en compte la couche limite turbulente créée par le mouvement des particules d'eau induit par la houle. Ces effets de frottement dépendent fortement des caractéristiques de la houle ainsi que de celles du fond. En effet, les rides ou les herbiers présents au fond forment une macro-rugosité responsable d'une dissipation accrue. Ces effets de dissipation peuvent être

pris en compte pour une contrainte de cisaillement au fond τ_0 qui est définie par :

$$\tau_0 = \frac{1}{2} \rho f_w U_{max}^2 \quad (2.37)$$

où f_w est le coefficient de frottement au fond et U_{max} la vitesse maximale d'oscillation du fluide près du fond. Dans cet esprit, de nombreux scientifiques ont proposé des solutions dans le but de modéliser la propagation de la houle au-dessus de ces fonds rugueux et ainsi d'obtenir un terme de dissipation d'énergie associé.

Certains auteurs linéarisent les termes de frottement au fond et considèrent un taux de dissipation constant par unité de longueur. L'amplitude de la houle décroît alors exponentiellement dans la direction de propagation. [Kobayashi et al. \(1993\)](#) ont fait ce choix de modélisation dans le cas d'une étude 2D sur la base de la linéarisation de l'équation du mouvement. Cette hypothèse de linéarisation de la force de résistance en présence de macro-rugosités est aussi le choix de [Sulisz \(2008\)](#) dans le cas d'une étude des coefficients de réflexion et de transmission par des parois poreuses. Il l'est également pour un fond couvert de particules sphériques ([Dixen et al., 2008](#)). [Corvaro et al. \(2010\)](#) ont utilisé l'équation de Forchheimer étendue ([Van Gent, 1995](#)) qui prend en compte les 3 régimes d'écoulements (laminaire, turbulent et inertiel) dont les coefficients de l'équation sont les facteurs de frottement préalablement obtenus expérimentalement par [Engelund \(1953\)](#). [Corvaro et al. \(2014\)](#) ont proposé une comparaison entre la dissipation due à un fond rugueux imperméable et un fond poreux qui atténue l'énergie des vagues (de l'ordre de 30 % en amplitude). Lorsque les rugosités sont présentes sur toute une partie significative ou sur toute la colonne d'eau, la célérité de la houle est modifiée, et la dissipation accrue.

2.4.2 Dissipation par macro-rugosité

Parallèlement à ces études, [Dalrymple et al. \(1984\)](#) ont proposé une modélisation de la propagation de la houle à travers un réseau de cylindres complètement submergé représentant une zone de végétation dense. L'étude fait part d'une représentation tridimensionnelle prenant en compte la réfraction et la diffraction de la houle. Le taux d'énergie dissipée est calculé à l'aide de l'équation de conservation d'énergie. La seule force de frottement considérée est la force de traînée horizontale sur l'ensemble des cylindres qui impose alors un terme quadratique du taux de dissipation d'énergie.

La force F s'exerçant sur un cylindre dans un réseau d'éléments est définie par l'équation de Morison (O'Brien and Morison, 1952) qui est la somme de la force de trainée et de la force d'inertie.

$$F = \frac{1}{2} \rho C_d A U |U| + \rho C_m V \frac{\partial U}{\partial t} \quad (2.38)$$

où U est la vitesse de l'écoulement, ρ la masse volumique du fluide, A la surface de l'élément vue par l'écoulement (maître-couple), V le volume total de l'élément et enfin C_d et C_m sont respectivement les coefficients de trainée et de masse ajoutée. La plupart du temps dans le cas de la propagation de la houle au-dessus ou à travers de la végétation, la force d'inertie est supposée négligeable par rapport à la force de trainée.

La plupart des travaux concernant l'atténuation de l'amplitude des vagues proposent une formulation du coefficient de trainée empirique afin d'obtenir la dissipation d'énergie dans des cas particuliers (Kobayashi et al., 1993; Massel et al., 1999). Chacune de ces études a obtenu une formulation dans les cas où les éléments sont rigides (Dalrymple et al., 1984; Kobayashi et al., 1993; Lowe et al., 2007; Maza et al., 2015) ou flexible (Anderson and Smith, 2014; Asano et al., 1992; Bradley and Houser, 2009; Mendez and Losada, 1999), pour des houles régulières ou irrégulières (Mendez and Losada, 2004), ou encore en fonction de l'espèce des plantes présentes dans la zone étudiée.

La compréhension du coefficient de trainée est nécessaire pour quantifier la dissipation d'énergie. De ce fait les différents auteurs s'interrogent sur les paramètres qui contrôlent le coefficient de trainée. Les paramètres de la houle via des nombres sans dimension tel que les nombres de Reynolds Re et de Keulegan-Carpenter Kc qui caractérise le rapport entre l'amplitude du mouvement d'un fluide oscillant et le diamètre de la structure sont les pistes principalement suivies (Augustin et al., 2009; Hayashi and Chaplin, 2012; Mendez and Losada, 2004; Tanino and Nepf, 2008). En effet, Mendez and Losada (2004) observent une meilleure corrélation entre le coefficient de trainée et le nombre de Keulegan-Carpenter dans le cas où la végétation est quasi-émergente. Certains auteurs redéfinissent les nombres sans-dimension en y faisant intervenir d'autres paramètres caractéristiques comme la vitesse à l'intérieur du réseau plutôt que la vitesse d'écoulement moyen et le rayon hydraulique du réseau plutôt que le diamètre des éléments (Cheng and Nguyen, 2011).

Relativement récemment, Augustin et al. (2009) ont étendu ces études concernant la dissipation due à la présence de macro-rugosité à des réseaux de cylindres émergents. Leurs travaux sont adaptés à l'étude de la dissipation par la végétation sous-marine impliquant ainsi la présence d'un milieu poreux.

2.4.3 Dissipation par un milieu poreux

L'étude de [Sollitt and Cross \(1972\)](#) présente l'influence de la présence d'un milieu poreux sur un écoulement oscillant. Ils étudient particulièrement le cas de la propagation d'une houle d'incidence normale, modélisée par la théorie linéaire, sur une structure poreuse de section rectangulaire. Dans leur approche, la force exercée sur l'écoulement par le milieu poreux se décompose en deux forces : la force de résistance linéarisée en accord avec le principe de Lorentz et la force d'inertie linéaire liée à l'accélération du fluide et représentée par un coefficient de masse ajoutée (indépendant de la fréquence). L'équation de Morison reprend ce principe pour calculer les efforts dus aux vagues sur des petits corps rigides. La solution générale de ce modèle a été simplifiée dans le cas où seules les ondes longues sont considérées, c'est-à-dire lorsque le mouvement dans la structure est simulé par un terme de frottement ([Kondo and Toma, 1972](#)). Leurs expériences portent sur les effets des caractéristiques de la houle incidente et les caractéristiques de la structure poreuse sur les coefficients de réflexion et de transmission de la houle. Les effets de frottements au fond et de réflexion sont pris en compte, alors qu'ils sont majoritairement négligés dans les autres études dont l'étude expérimentale de [Scarlatos and Singh \(1987\)](#).

[Yu and Chwang \(1994\)](#) se sont intéressés à la propagation de la houle à travers un milieu poreux bi-couches suivant la verticale. Dans leur étude, la houle qui se propage à travers le milieu poreux obéit à une relation de dispersion complexe. La partie réelle du nombre d'onde solution de la relation de dispersion correspond à un terme propagatif et la partie imaginaire à un terme dissipatif.

La solution de [Yu and Chwang \(1994\)](#) est présentée plus en détail dans le Chap. 4, les approches théoriques et leurs résolutions numériques développées dans ce travail étant en partie basées sur cette solution.

Dans la présente étude, les réseaux de cylindres verticaux émergents étaient suffisamment denses pour pouvoir être considérés comme des milieux poreux. En effet, les longueurs d'onde considérées sont supposées grandes par rapport aux dimensions caractéristiques des structures tels que les diamètres de cylindre et la distance inter-cylindres.

Chapitre 3

Dispositifs expérimentaux et conditions d'expériences

L'important n'est pas de convaincre, mais de donner à réfléchir.

Bernard Werber, *Le père de nos pères*

3.1 Introduction

Les milieux poreux sont de plus en plus souvent envisagés comme des ouvrages de défense contre la houle car ils ont la capacité de dissiper significativement l'énergie incidente de la houle en milieu littoral. Cependant, leurs utilisations requiert un certain nombre de connaissances que nous souhaitons enrichir dans ce travail. Cette présente étude se base sur une série d'expériences réalisées dans différentes configurations. L'influence de la surface spécifique sur un écoulement permanent et particulièrement la perte de charge a ainsi été le premier objectif de ces expériences. Le cas de la propagation de houles régulières à travers les milieux poreux a ensuite été étudié dans le cas 2D. Nous nous sommes principalement intéressés aux processus de réflexion, de transmission et de dissipation lors de cette campagne de mesures. Les effets d'échelle ont aussi été abordés par modélisation physique dans le but de voir le lien entre facteur d'échelle et surface spécifique à porosité constante. De plus, la cinématique présente à l'intérieur du milieu poreux a nécessité une campagne de mesures supplémentaire. Une étude en 3D a ensuite été réalisée pour une des configurations du milieu poreux. Ces essais sont réalisés dans un canal et bassin de façon à obtenir des résultats tout en contrôlant les paramètres de houle et les caractéristiques des structures ce qui n'est pas facilement envisageable

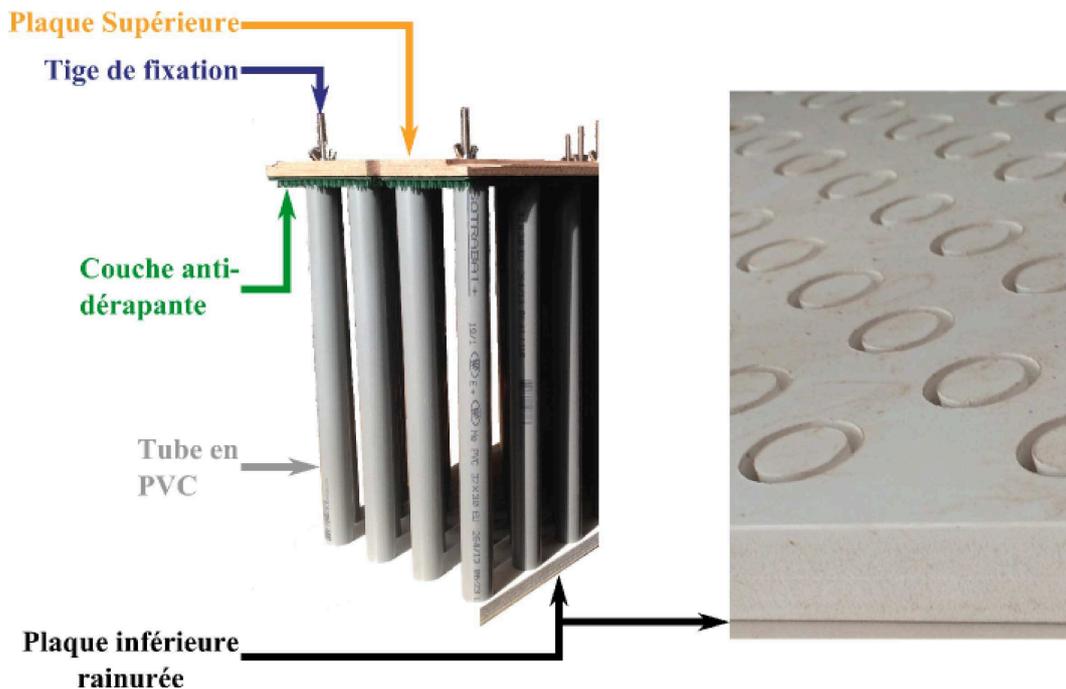


FIGURE 3.1 Conception d'un milieu poreux

en milieu littoral. De plus, les effets d'un facteur d'échelle ont aussi été étudiés dans le but de faire le lien entre les expériences à modèles réduits et à échelle réelle. Ce chapitre décrit ainsi toutes les configurations employées de même que les instruments de mesures utilisés.

3.2 Les milieux poreux

Les milieux poreux "modèles" sont constitués de réseaux denses de cylindres verticaux émergents. Ces cylindres sont uniformément disposés le long de deux axes perpendiculaires formant un angle de 45° avec l'axe longitudinal (voir FIGURE 3.2 par exemple). Ces réseaux de cylindres sont conçus à l'aide de tubes en PVC d'une hauteur de 0.46 m fixés entre deux plaques (FIGURE 3.1), respectivement à la base et au-dessus des cylindres. La base est formée par une plaque en PVC de 0.02 m d'épaisseur usinée avec des rainures circulaires formant le schéma de disposition des cylindres choisi préalablement (FIGURE 3.1 (droite)). La seconde plaque en bois, d'épaisseur 20 mm (0.02 m) au-dessus des cylindres agrémentée d'un système antidérapant permet d'empêcher le mouvement intempestif des cylindres dans l'eau. Des tiges métalliques permettent une fixation rigide des cylindres entre les deux plaques. Les milieux poreux sont ainsi formés par des blocs de longueur $L = 1.20$ m, de largeur $B = 0.30$ m et de hauteur $h = 0.50$ m.

TABLEAU 3.1 Cotations des structures des milieux poreux (mm)

Diamètres D	dx	dx_b	dy	dy_b
20.0	24.0	12.0	22.8	22.6
32.0	38.4	19.2	36.5	20.3
50.0	60.0	30.0	57.0	34.0

La porosité γ et la surface spécifique s dépendent du diamètre des cylindres D qui constituent le milieu poreux ainsi que du nombre de cylindres N de la structure. Elles sont définies de la façon suivante :

$$\gamma = \frac{LB - N\pi(D/2)^2}{LB} \quad (3.1)$$

et

$$s = \frac{\pi DN}{LB} \quad (3.2)$$

si on ne considère que la surface des cylindres.

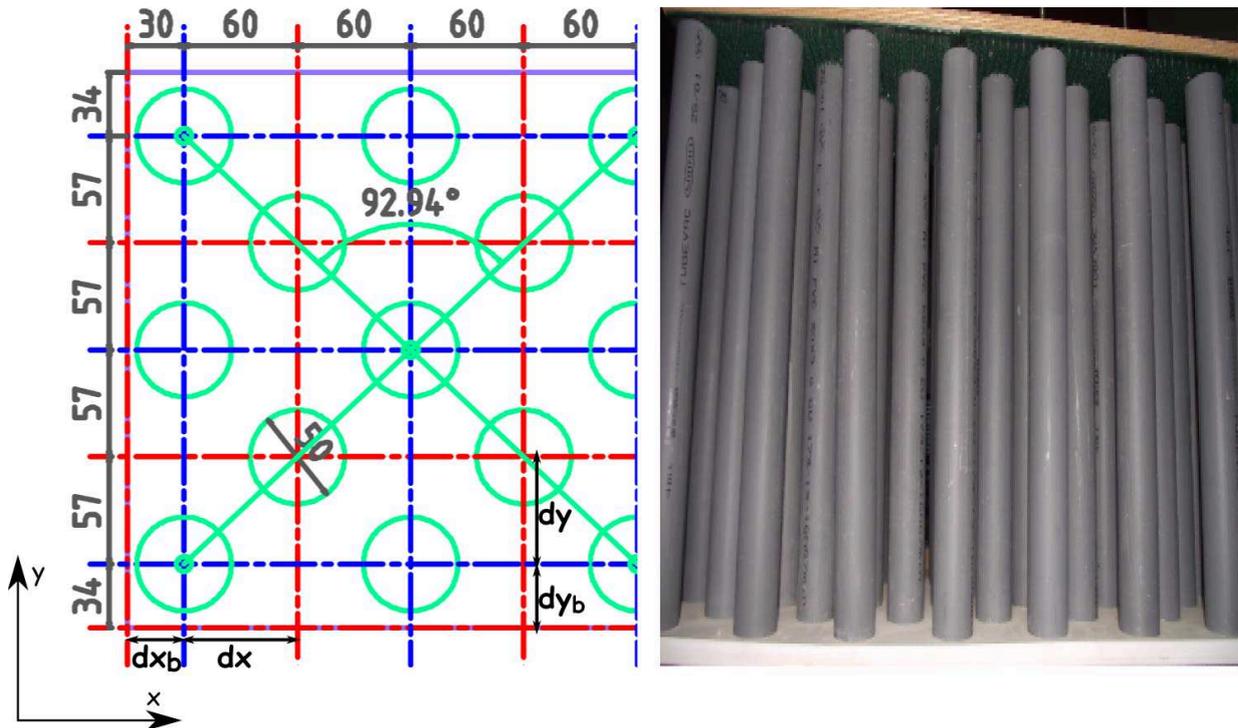
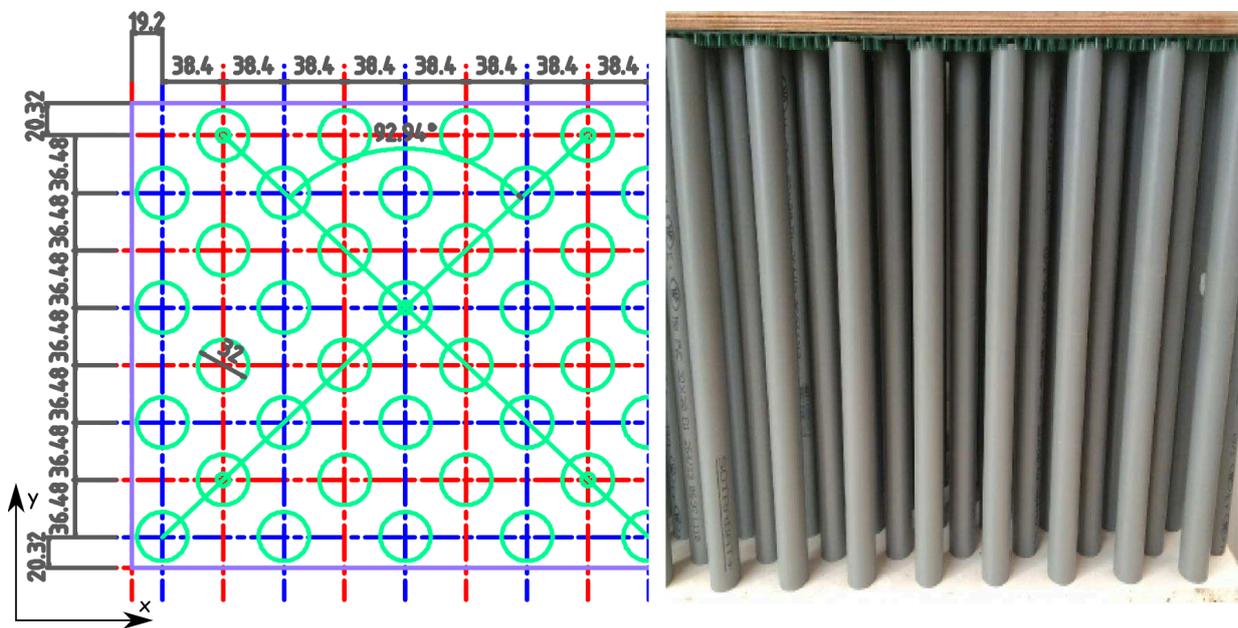
Si on considère également les parois latérales et le fond,

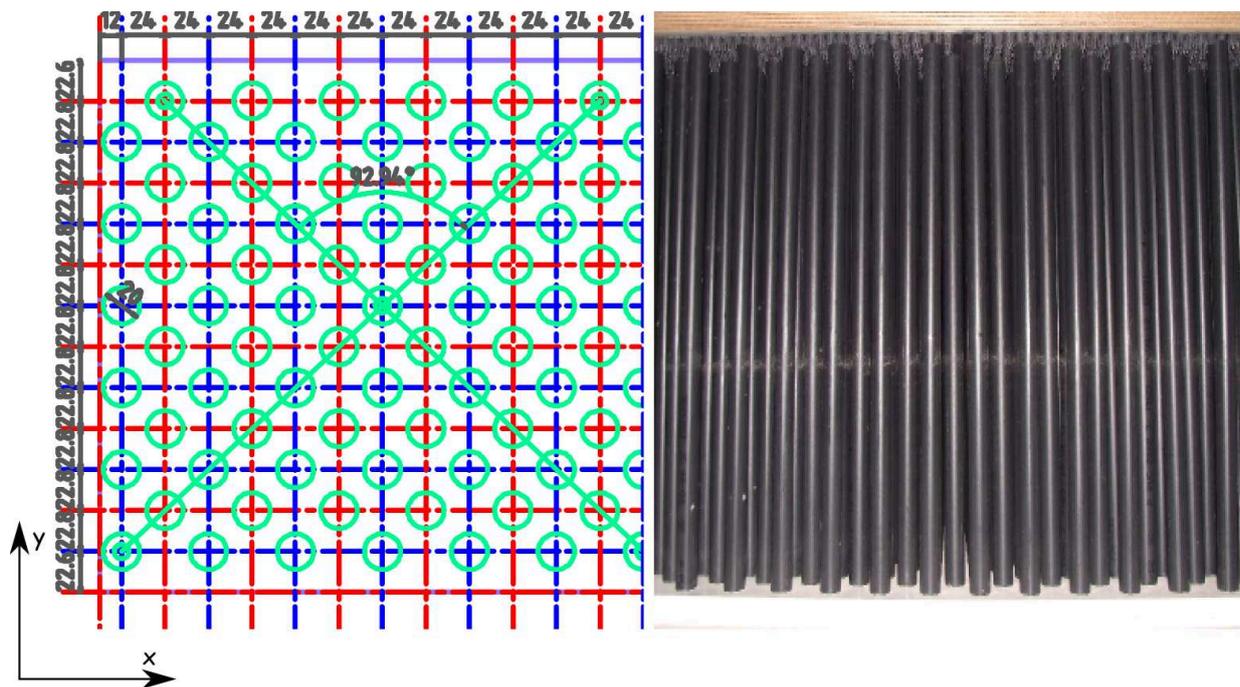
$$s_{tot} = \frac{\pi DN}{LB} + (2h + B)L \quad (3.3)$$

Dans ces travaux, la porosité est choisie constante et égale à 0.7. Dans le but de faire varier la surface spécifique s , chaque milieu poreux est conçu avec des cylindres de diamètres différents $D = 0.020, 0.032$ et 0.050 m. Une porosité constante implique que le facteur $N\pi(D/2)^2$ soit constant, soit N proportionnel à D^{-2} . La surface spécifique s est donc inversement proportionnelle au diamètre des cylindres D à γ constant.

Le tableau (3.1) contient toutes les cotations concernant la structure de chacun des milieux poreux conçus pour ces travaux. dx représente la distance entre les axes des cylindres dans la direction longitudinale et dy selon la largeur de la structure. dx_b et dy_b sont les distances entre les bords de la plaque inférieure de la structure et le centre des cylindres à la périphérie du milieu poreux respectivement dans la longueur et dans la largeur du réseau.

Toutes les valeurs des paramètres des milieux poreux décrits dans ce chapitre sont résumées dans les tableaux suivants (Tab. 3.2, Tab. 3.3). La surface spécifique est exprimée en premier lieu en ne tenant compte que des cylindres verticaux puis en y ajoutant les parois latérales et le fond.

FIGURE 3.2 Schémas vue de dessus et photo vue de côté pour $D = 0.050$ mFIGURE 3.3 Schémas vue de dessus et photo vue de côté pour $D = 0.032$ m

FIGURE 3.4 Schémas vue de dessus et photo vue de côté pour $D = 0.020$ mTABLEAU 3.2 Calculs des porosités et des surfaces spécifiques pour toutes les maquettes, pour $h = 0.23$ m

Diamètre des cylindres D (m)	0.050	0.032	0.020
Hauteur des cylindres (m)	0.480	0.480	0.480
Nombre de cylindres N pour $L_p = 1.20$ m	50	120	300
Porosité γ (%)	72.73	73.19	73.82
Surface spécifique s (m^{-1})	21.82	33.51	52.36
Surface spécifique avec le fond et les parois latérales (m^{-1})	30.57	44.52	61.11

3.3 Instrumentation

3.3.1 Mesure de la surface libre

Le niveau de la surface libre est mesuré à l'aide de sondes à houle résistives ou acoustiques.

Sondes à houle résistives :

Les sondes à houle résistives sont synchrones, leur fréquence d'échantillonnage est de 32 Hz. Le principe consiste à faire varier la résistance électrique provoquée par la présence de l'eau entre deux électrodes et donc d'en obtenir une tension qui varie avec la profondeur d'immersion des électrodes. La calibration de ces sondes est réalisée à chaque début de journée

TABLEAU 3.3 Calculs des porosités et des surfaces spécifiques pour toutes les maquettes, pour h et L_p fonctions du diamètre des cylindres

Diamètre des cylindres D (m)	0.050	0.032	0.020
Hauteur des cylindres (m)	0.48	0.48	0.48
Hauteur d'eau (m)	0.36	0.23	0.14
Longueur du milieu poreux L_p	1.80	1.15	0.72
Nombre de cylindres N	75	120	180
Porosité γ (%)	72.73	73.19	73.82
Surface spécifique s (m^{-1})	21.82	33.51	52.36
Surface spécifique avec le fond et les parois latérales (m^{-1})	31.26	44.52	66.17

d'expérimentation ainsi qu'en fin de journée pour corriger les erreurs qui peuvent être induites par une dérive.



FIGURE 3.5 Sonde à houle de type résistif

Sondes à houle acoustiques :

De même que les capteurs précédents, les sondes à houle acoustiques sont utilisées pour mesurer la surface libre. Les capteurs utilisés lors de cette étude sont de la marque MASSA et les modèles sont de type M-300/95 et M-320/95. Le principe de ces instruments consiste à mesurer la distance entre l'émetteur d'impulsions acoustiques et la surface de l'eau. Leur fréquence d'échantillonnage est de 40 Hz. Le signal de sortie étant une tension, elles sont étalonnées au même moment que les sondes résistives présentées précédemment.

Ces sondes peuvent mesurer des distances comprises entre 0.30 et 4 m avec une résolution de 0.25 mm. L'angle du cône formé par le faisceau d'émission est de l'ordre de 8° . Ces sondes montrent les meilleures performances quand elles sont bien programmées et particulièrement pour des gammes de distances bien anticipées.

Les 13 sondes acoustiques ont été synchronisées à l'aide d'un boîtier conçu pour les alimenter, transformer leur signal de sortie en tension si besoin et récupérer le signal qu'elles acquièrent via une carte d'acquisition.

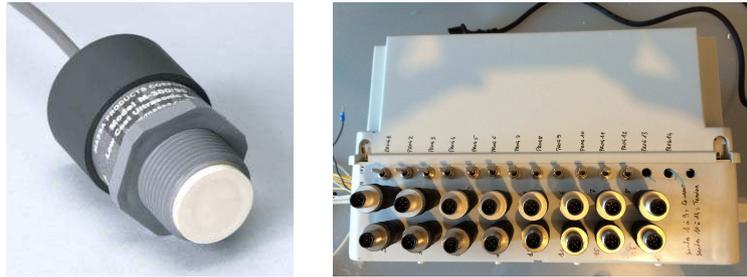


FIGURE 3.6 Sonde à houle de type acoustique (modèle de MASSA, M-320/95)

3.3.2 Mesure des vitesses

Les vitesses sont mesurées à l'aide de courantomètres acoustiques (ADV).

Les ADV (Acoustic Doppler Velocimeter) sont des courantomètres acoustiques fonctionnant à l'aide de l'effet Doppler par rétro-diffusion de l'onde acoustique sur les particules en suspension dans l'eau. Dans ce cas d'étude ce sont des Vectrino[®] conçus par la société NortekMed. Ils permettent une mesure des trois composantes de la vitesse avec une fréquence d'échantillonnage de 200 Hz. Le volume d'échantillonnage de ces capteurs est pris à 0.05 m de l'émetteur, son diamètre est de 0.006 m et sa hauteur est variable, comprise entre 0.003 et 0.015 m, ce qui équivaut à des volumes d'échantillonnage maximaux de l'ordre de 9.1 mm^3 . Ces ADV peuvent être utilisés pour des expériences en laboratoire (canal à houle ou bassin) ou in-situ. Les ADV peuvent tous être synchronisés entre eux, comme c'est le cas dans la présente étude, à l'aide du logiciel PolySync[®].

Les mesures de ces instruments peuvent être plus ou moins bruitées, particulièrement si l'eau est trop "propre", avec une faible concentration de particules dans l'eau. Pour pallier à cette difficulté, le volume d'échantillonnage est adapté de façon à diminuer le bruit, avec toutefois une vitesse moyennée sur un plus grand volume.

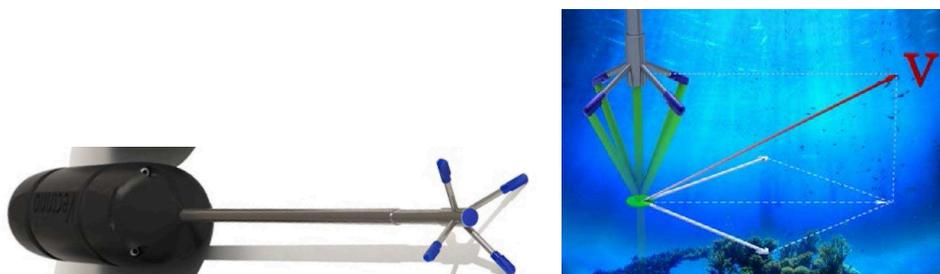


FIGURE 3.7 Courantomètre de type ADV (modèle de Nortek, Vectrino[®])

3.4 Expériences dans le cas 2D

3.4.1 Le canal hydrodynamique



FIGURE 3.8 Canal hydraulique de l'Université de Toulon (SeaTech)

Les expériences 2D se sont déroulées dans le canal hydraulique de l'école d'ingénieurs de l'Université de Toulon (SeaTech) (FIGURE 3.8). Le canal a une longueur utile de 10 m, une largeur efficace de 0.3 m et une hauteur de 0.5 m. Il permet l'étude d'écoulements permanents ou de houles régulières à l'aide d'un batteur de type "volet". Les mesures de ces expérimentations portent sur les amplitudes de la surface libre et sur les modules des vitesses moyennes et des vitesses orbitales. Dans ce cas d'étude, le milieu poreux occupe toute la largeur du canal hydrodynamique et sa longueur L_p varie selon les expériences. La hauteur d'eau h varie aussi selon les expériences.

3.4.2 Les conditions d'expérimentations

3.4.2.1 Écoulements permanents

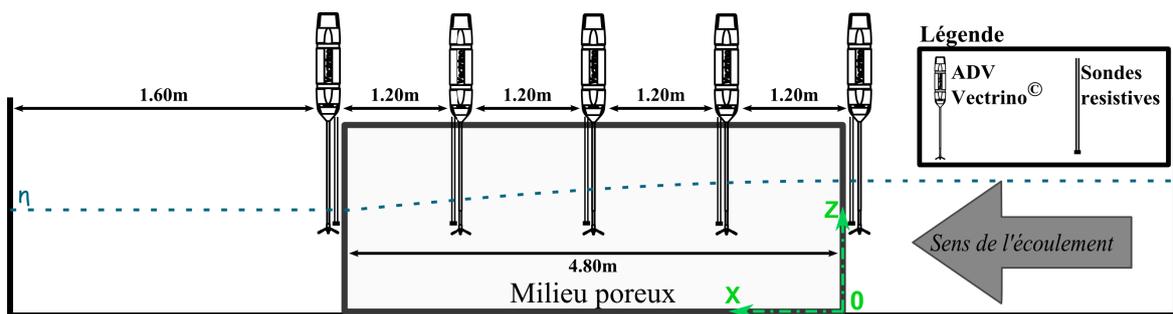


FIGURE 3.9 Schéma du dispositif expérimental pour l'étude d'un écoulement permanent

Dans cette configuration, l'axe Ox est l'axe horizontal dans le sens de l'écoulement et Oz est l'axe suivant la verticale pointant vers le haut dont l'origine est située au fond du canal à l'entrée du milieu poreux.

Pour l'étude concernant un écoulement stationnaire à travers un milieu poreux, la longueur de celui-ci était de $L_p = 4.80 \text{ m}$. 5 ADV et 5 sondes de niveau étaient déployés de part et d'autre du milieu poreux. Les couples ADV/sonde étaient placés en amont du réseau de cylindres, puis tous les 1.20 m à l'intérieur et enfin un couple était placé en aval de la structure. La gamme des débits variait entre 3×10^{-3} et $16 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ soit une gamme des vitesses variant entre 0.04 et 0.20 m/s. Il est important de noter que l'élévation de surface libre en amont de la structure est difficilement contrôlée car le débit dans le canal est imposé par la position d'un volet en aval de l'écoulement. Les expériences menées pour les différents débits n'étaient donc pas forcément à hauteurs en amont identiques. Les ADV sont tous synchronisés sur le premier de la série dans le sens de l'écoulement. Le profil vertical de courant est à peu près homogène en amont du milieu poreux alors qu'il est cisailé en aval par la présence de la structure. Cette dernière remarque sera développée et discutée dans la présentation des résultats (Chap. 5).

3.4.2.2 Houles régulières en 2D : effet de la surface spécifique

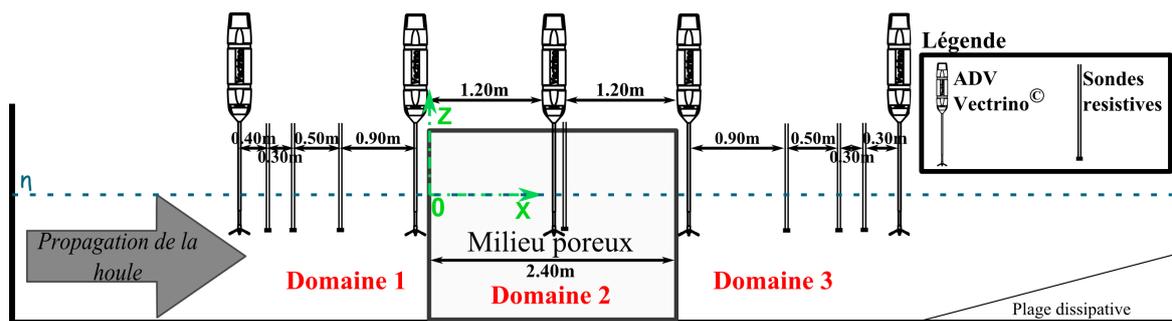


FIGURE 3.10 Schéma du dispositif expérimental pour l'étude 2D

Pour ces études, l'axe Oz est l'axe vertical orienté vers le haut et les axes Ox et Oy sont les axes horizontaux du repère. Ox correspond à la direction de propagation de l'onde, Oy à la direction transverse à l'écoulement. Les interfaces amont et aval du milieu poreux correspondent respectivement à $x = 0$ et $x = L_p$. Trois domaines sont définis pour la modélisation théorique. Ils sont numérotés de $j = 1$ à 3 où le milieu poreux correspond à $j = 2$ et les domaines 1 et 3 sont respectivement l'amont et l'aval.

Dans le cas de la première série d'expériences sur la propagation de la houle, les longueurs des milieux poreux étaient de $L_p = 1.20 \text{ m}$ et $L_p = 2.40 \text{ m}$ avec une hauteur d'eau constante $h = 0.23 \text{ m}$. La fréquence de houle variait dans la gamme de 0.5 à 1.80 Hz avec un pas d'environ 0.1 Hz. Les positions des sondes à houle (voir FIGURE 3.10) sont choisies afin de caractériser la réflexion, la transmission ainsi que l'atténuation de la houle à l'aide d'une méthode à trois sondes (Mansard and Funke, 1980).

Dans le cas où $L_p = 1.20 \text{ m}$, trois sondes étaient disposés à 0.90 m en amont du réseau de cylindres. Les espacements entre les sondes étaient respectivement de 0.30 m et 0.50 m. Trois autres sondes étaient placées à 0.90 m en aval du milieu poreux et séparées respectivement de 0.50 et 0.30 m entre-elles. La dernière sonde était positionnée à l'entrée de la structure dans le sens de propagation de la houle. Dans le cas $L_p = 2.40 \text{ m}$, les trios de sondes en amont et en aval étaient disposés dans la même configuration que dans le cas précédent. Cependant, la dernière sonde était, dans ce cas, au milieu du réseau de cylindres.

Concernant les courantomètres, ils étaient positionnés de part et d'autre ainsi qu'à l'intérieur du milieu poreux comme indiqué sur la FIGURE 3.10 pour les trois diamètres de cylindre. Pour $D = 0.032 \text{ m}$, l'ADV placé à l'intérieur du milieu poreux était orienté à 45° par rapport à la direction de propagation. Dans le cas du plus petit diamètre $D = 0.020 \text{ m}$, le courantomètre dans le milieu poreux remplaçait un des cylindres de la structure par manque de place et pour éviter des réflexions parasites de l'onde acoustique par les cylindres proches de l'ADV. De plus, une plage en pente douce était placée à l'extrémité aval du canal afin de maximiser la dissipation de l'énergie des vagues transmises et d'éviter des réflexions parasites.

3.4.2.3 Houles régulières en 2D : Influence des effets d'échelle

Une deuxième série d'expérience a consisté à considérer une même structure à différentes échelles. Pour avoir des conditions compatibles avec les dimensions du canal hydrodynamique, la série menée pour $h = 0.23 \text{ m}$ avec le diamètre intermédiaire $D = 0.032 \text{ m}$ a été choisie pour déterminer les conditions géométriques de l'étude. L'étude pour le plus petit diamètre a alors été menée à plus petite échelle, celle avec le plus grand diamètre à plus grande échelle.

La fréquence de houle variait dans la gamme de 0.5 à 1.80 Hz avec un pas d'environ 0.1 Hz.

La similitude géométrique est respectée en choisissant les valeurs $L_p = 0.72$ et 1.80 m respectivement pour $D = 0.020$ et 0.050 m, de même que les hauteurs d'eau respectives $h = 0.14$ et 0.36 m.

Notons que ces conditions et expériences correspondent, en prenant l'exemple d'une échelle $1/25^{\text{ième}}$ pour $D = 0.032 \text{ m}$, à une structure de longueur 28.75 m constituée de cylindres de diamètre 0.80 m, une profondeur d'eau de 5.75 m, et une gamme de période de 2.75 à 10 s.

3.4.2.4 Houles régulières en 2D : Cinématique à l'intérieur du milieu poreux

Pour cette troisième série d'expériences, les sondes à houle et les ADV ont été déployés dans le milieu poreux ainsi qu'à ses extrémités (FIGURE 3.11). Deux des couples sonde/ADV étaient placés respectivement en amont et en aval du milieu poreux et les cinq derniers étaient tous positionnés à l'intérieur du milieu poreux pour $D = 0.032 \text{ m}$ et $D = 0.050 \text{ m}$. Pour $D = 0.020 \text{ m}$,

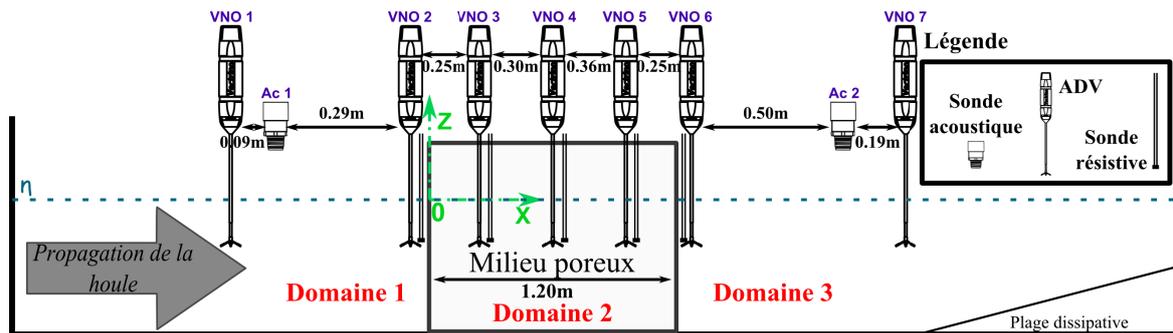


FIGURE 3.11 Schéma du dispositif expérimental pour la vérification expérimentale des équations de continuités

seules des sondes à houle étaient disposées dans le réseau de cylindres car la proximité des cylindres ne permettait pas une mesure des ADV à l'intérieur du milieu poreux. La longueur de la structure était de 1.20 m et la hauteur d'eau était de 0.23 m. De plus, pour $D = 0.032$ m, les ADV étaient positionnés avec un angle de 45° à l'intérieur du milieu poreux car le peu de place entre les cylindres ne permettait de les placer dans leur position de base.

Le but de cette nouvelle étude était d'obtenir des profils de la surface libre et de l'amplitude de la vitesse orbitale le long du canal, plus particulièrement aux interfaces entre le canal sans milieux poreux et la structure poreuse. Quelques profils verticaux du module de la vitesse à l'intérieur du milieu poreux ont été également réalisés. Les conditions de houle générées pour cette série de mesures étaient les suivantes :

- ★ **Profils le long du canal :** Mesures des amplitudes de la surface libre et de la vitesse horizontale (à profondeur constante) pour $f = 0.4$ à 2.5 Hz avec un pas de 0.1 Hz.
- ★ **Profils verticaux :** Mesures de l'amplitude de la vitesse horizontale pour $z = 0.04$ à 0.21 m avec un pas de 0.01 m et pour les fréquences $f = 0.5, 0.67$ et 0.83 Hz. La cambrure de la houle (h/λ) pour ces conditions de houle était de l'ordre de 0.01.

3.5 Expériences dans le cas 3D

3.5.1 Le bassin d'essai

Cette série d'expériences a été réalisée dans le bassin d'essai de l'Ecole d'Ingénieur de l'Université de Toulon (SeaTech) (FIGURE 3.12). Sa largeur est $d_B = 2.60$ m et sa longueur vaut $L_B = 10$ m. La hauteur d'eau maximale est de l'ordre de 1 m. Il est doté d'un batteur de type "coin". Lors de ces expériences le niveau de la surface libre a été mesurée par des sondes à houle acoustiques installées autour du milieu poreux, et des sondes à houle de type résistif



FIGURE 3.12 Photo du bassin d'essai (SeaTech)

disposées à l'intérieur de la structure. Des ADV ont aussi été positionnés à l'intérieur et à la limite latérale du milieu poreux dans le but de mesurer les flux à travers ces parois.

Le milieu poreux utilisé pour ces mesures est le même réseau de cylindres que décrit dans la section précédente (sec. 3.2) pour le diamètre de cylindres intermédiaire $D = 0.032$ m. La structure était disposée dans l'axe transverse du bassin d'essai comme illustré sur la figure 3.13. Le milieu poreux était disposé sur un faux fond de manière à se placer dans la même configuration de hauteur d'eau que dans le cas 2D, i.e. $h = 0.23$ m.

L'axe Oz est l'axe vertical vers le haut, les axes Ox et Oy forment le plan horizontal dont Ox est dans le sens de propagation de l'écoulement et l'axe Oy selon la transversale du bassin d'essai. Le milieu poreux est compris dans les intervalles $0 \leq x \leq L_p$ et $-d_p \leq y \leq d_p$. Les domaines sont numérotés de $j = 1$ à 4 où le milieu poreux correspond à $j = 2$, le domaine 3 aux zones délimitées par la paroi latérale du milieu poreux et la paroi du bassin suivant sa largeur. Les domaines 1 et 4 correspondent respectivement aux zones amont et aval de la structure.

3.5.2 Houles régulières en 3D : la réfraction - diffraction

La figure 3.13 représente le dispositif expérimental réalisé pour les mesures de l'étude 3D. Le faux-fond, représenté en marron, couvrait 4.50 m du bassin d'essai et était placé à 0.70 m du

fond du bassin. Une rampe dont l'angle était d'environ 27° introduisait le faux fond. Ce dernier était placé à 2.20 m du batteur à houle. Le milieu poreux était placé à 3.90 m du batteur soit 2.00 m du début du faux-fond.

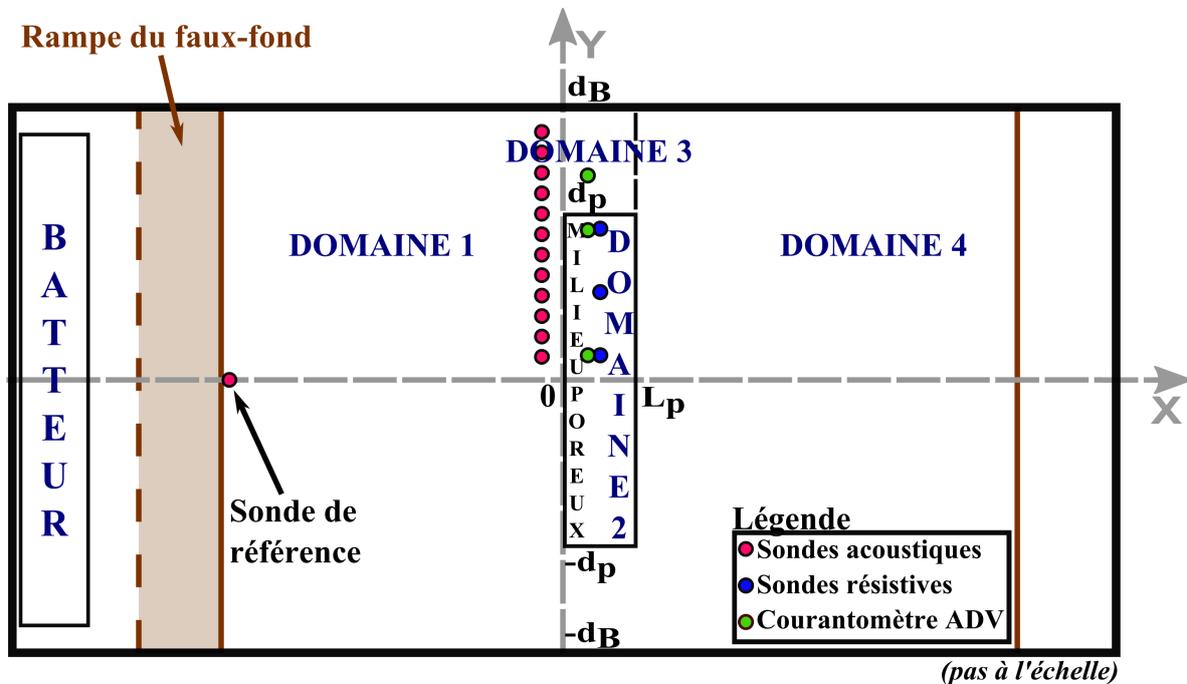


FIGURE 3.13 Schéma du dispositif expérimental pour l'étude 3D

Pour cette étude, les 13 sondes de niveau d'eau acoustiques synchrones ont été positionnées de façon à réaliser une cartographie de l'amplitude de la houle tout autour du milieu poreux. Une ligne de sondes sur la demi-largeur du bassin, espacé entre-elles de 0.10 m a été déplacé de 0.10 m entre chaque mesure de manière à obtenir une cartographie selon une grille de 0.10 m par 0.10 m pour chacune des fréquences considérées. Une sonde de référence était placée 1.70 m avant le milieu poreux soit à 0.30 m du début du faux fond. La cartographie a été réalisée jusqu'à 2.10 m après le milieu poreux soit à 0.10 m de la fin du faux fond.

Des sondes de niveau de type résistif ont été disposées à l'intérieur du milieu poreux afin de mesurer l'évolution de l'amplitude de la houle dans la largeur de la structure. Elles sont espacées entre-elles de 0.20 m dont une proche du centre du système, une seconde au niveau de la surface latérale du milieu poreux. Les ADV ont aussi été placés à l'intérieur et à l'interface latérale du milieu poreux. Ils sont respectivement séparés entre eux de 0.37 m et 0.23 m, le premier étant proche du centre de la structure et les deux autres positionnés au niveau de l'interface de la paroi latérale afin de mesurer les flux de vitesses à travers cette surface.

Pour cette série d'expériences, huit conditions de houle ont été générées. Ces conditions sont toutes résumées dans le tableau suivant (tab. 3.4).

TABLEAU 3.4 Conditions de houles générées

Fréquences (Hz)	Amplitudes (m)		
1	0.010	0.015	0.020
1.5	0.010	0.015	0.020
1.8	0.010	0.015	

Chapitre 4

Propagation de la houle à travers un milieu poreux : modèles analytiques et résolutions numériques

Rien n'est unidimensionnel. Regarde le tout!

Terry Goodkind, *L'épée de Vérité : La première leçon du sorcier*

4.1 Introduction

Lorsque la houle rencontre un milieu poreux de porosité importante, elle continue à se propager mais la dissipation d'énergie devient significative. Dans cette étude, le milieu poreux est présent sur toute la hauteur d'eau. La dissipation d'énergie de la houle peut être supposée linéaire dans le cas de faible nombre de Reynolds. Cependant, pour des nombres de Reynolds élevés, les effets inertiels ne peuvent plus être négligés a priori d'où l'utilisation d'un modèle de dissipation quadratique.

La méthode consiste à définir un potentiel des vitesses dans le milieu poreux. La résolution numérique est basée sur une formulation intégrale des conditions de continuité aux limites du milieu poreux. En présence de ce milieu poreux, une technique classique consiste à rechercher une solution pour le potentiel des vitesses basée sur un découpage en domaines à l'intérieur desquels l'expression générale du potentiel Φ est connue. Cette technique est basée sur un

découpage du milieu en domaines séparés par des frontières verticales au niveau desquelles des conditions de conservation de flux et de pression sont appliquées.

Ce chapitre décrit les équations s'appliquant dans le cas de la propagation de la houle à travers un milieu poreux. Les expressions générales du potentiel dans les différents domaines ainsi que les équations de conservation seront définies. Les méthodes de résolution dans les cas 2D et 3D seront ensuite détaillées.

4.2 Propagation de la houle à travers un milieu poreux : cas 2D

4.2.1 Équations de conservation

Dans le présent cas d'étude, la propagation de la houle à travers un milieu poreux est décrite selon une approche adaptée de l'étude de [Yu and Chwang \(1994\)](#). La houle se propage suivant la direction Ox , l'axe z est vertical orienté vers le haut et $z = 0$ représente le niveau de l'eau au repos. Le mouvement d'un fluide dans le plan xOz à travers un milieu poreux indéformable forcé par une houle monochromatique de fréquence angulaire ω vérifie l'équation de continuité suivante :

$$\nabla \cdot \vec{u}(x, z, t) = 0 \tag{4.1}$$

Les équations de conservation de la quantité de mouvement dans la limite des fluides rampants, c'est-à-dire quand la vitesse d'écoulement est faible, s'écrivent :

$$S_r \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\frac{\nabla p}{\rho} - f_R \omega \vec{u} \tag{4.2}$$

où f_R est un coefficient de résistance linéarisé, qui dépend de la porosité γ et de la perméabilité intrinsèque K du milieu poreux ainsi que de la viscosité du fluide μ .

Le paramètre S_r représente les effets inertiels du milieu poreux sur l'écoulement, il est donné par :

$$S_r = 1 + C_m \frac{1 - \gamma}{\gamma} \tag{4.3}$$

avec C_m un coefficient de masse ajoutée.

La linéarité du problème implique que les solutions forcées par la houle incidente dépendent également du temps (terme en $e^{i\omega t}$ en notation complexe). Les variables d'espace p_0 et \vec{u}_0 peuvent ainsi être définies telles que $p = p_0 e^{i\omega t}$ et $\vec{u} = \vec{u}_0 e^{i\omega t}$.

L'équation de continuité (éq. 4.1) peut ainsi s'écrire :

$$\nabla \cdot \vec{u}_0 = 0 \quad (4.4)$$

De même, l'équation de conservation de quantité de mouvement (éq. 4.2) s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{\nabla p_0}{\rho} = -Z\omega\vec{u}_0 \quad (4.5)$$

avec $Z = f_R + iS_r$ qui représente l'impédance adimensionnée du milieu poreux. La partie réelle f_R correspond à la **résistance** et la partie imaginaire S_r est la **réactance** du milieu poreux.

Si Z ne dépend pas de l'espace dans le domaine considéré, on peut alors écrire :

$$\nabla \wedge \vec{u}_0 = 0 \quad (4.6)$$

Un potentiel ϕ peut alors être défini pour un écoulement irrotationnel tel que :

$$\vec{u}_0 = \nabla\phi \quad (4.7)$$

et il satisfait ainsi l'équation de Laplace :

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} = 0 \quad (4.8)$$

L'expression du potentiel des vitesses dépendant du temps est donnée par $\Phi(x, z, t) = \phi(x, z)e^{i\omega t}$. L'intégrale de l'équation (4.5), en choisissant une constante d'intégration nulle, est donnée par :

$$\frac{p_0}{\rho} = -Z\omega\phi \quad (4.9)$$

Pour un milieu poreux émergent par profondeur finie h , la condition dynamique de surface libre ($z = 0$), obtenue en injectant $p_0 = \rho g\eta_0$, avec $\eta = \eta_0 e^{i\omega t}$ dans l'équation précédente, est donnée par la relation suivante :

$$g\eta_0 = -Z\omega\phi \quad (4.10)$$

La condition cinématique s'écrit alors :

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z} = \frac{\partial\phi}{\partial z}e^{i\omega t} = \frac{\partial\eta}{\partial t} = i\omega\eta_0 e^{i\omega t} \quad (4.11)$$

En combinant les équations (4.10) et (4.11), la condition de surface libre s'écrit :

$$g \frac{\partial \phi}{\partial z} = -i\omega^2 Z\phi \text{ en } z = 0 \quad (4.12)$$

et la condition d'imperméabilité au fond est donnée par :

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (4.13)$$

4.2.2 Solution de Yu and Chwang (1994)

Les solutions, recherchées sous formes harmoniques pour $\phi(x, z)$, doivent satisfaire aux conditions limites (4.9) et (4.13). On obtient ainsi :

$$\phi(x, z) = \left[A^- e^{-ikx} + A^+ e^{+ikx} \right] \cosh[k(z + h)] \quad (4.14)$$

Le nombre d'onde de l'onde k vérifie la relation de dispersion complexe suivante :

$$Z\omega^2 = igk \tanh(kh) \quad (4.15)$$

Cette relation de dispersion est obtenue en remplaçant ϕ dans la relation (4.12). Le nombre d'onde k est complexe et de la forme :

$$k = k_r + ik_i \quad (4.16)$$

avec k_r le nombre d'onde tel que $\lambda = \frac{2\pi}{k_r}$ et k_i le coefficient d'atténuation de l'onde par effets de dissipation, $\phi(x, z) \propto e^{-|k_i|x}$ pour une onde se propageant vers les x positifs.

De la même façon que pour un fluide non-poreux, aux termes de propagation $\pm k$, k réel, s'ajoutent les termes $\pm ik$, qui fournissent des solutions évanescentes, et qui divergeraient quand $x \rightarrow \pm \infty$ pour des domaines non bornés. L'expression générale du potentiel et de la "relation de dispersion" sont similaires à celles obtenues pour le fluide non poreux. La différence provient du fait que les modes propagatifs deviennent propagatifs avec atténuation, et les modes évanescents deviennent oscillants amortis.

4.2.3 Prise en compte semi-empirique de la dissipation d'énergie de la houle

Si on néglige la dissipation dans l'approche de Yu and Chwang (1994), la relation de dispersion devient :

$$\omega^2 S_r = g k_j \tanh(k_j h), \quad (4.17)$$

où g est l'accélération de la gravité.

La réactance S_r dépend du coefficient de masse ajoutée C_m (éq. 4.3). Ce dernier a donc une influence directe sur le nombre d'onde à l'intérieur du milieu poreux, qui augmente avec la réactance S_r . Le choix de la relation de dispersion dans le milieu poreux est discuté en Annexe A. Dans la présente étude (résultats présentés dans le Chap 5), le coefficient de masse ajoutée est ajusté sur le comportement oscillant du coefficient de réflexion R en fonction de la fréquence f , lié à un processus d'interférences de l'onde dans le milieu poreux, ses limites amont et aval constituant des discontinuités en terme de vitesse de propagation de l'onde, et donc à l'origine de réflexions partielles. La méthode des moindres carrés est la méthode de calcul utilisée permettant d'ajuster au mieux le coefficient de masse ajoutée C_m qui est supposé indépendant du diamètre des cylindres D et de la fréquence de l'onde. La longueur d'onde de la houle est modifiée en présence du milieu poreux. Celle-ci est d'autant plus courte que S_r est grand à fréquence ω fixée.

L'expression générale du potentiel des vitesses pour un domaine j est donnée par :

$$\Phi_j(x, z, t) = A_j^\pm e^{\pm i k_j x} \cosh[k_j(z + h)] e^{i \omega t} \quad (4.18)$$

celle de la surface libre par :

$$\eta_j(x, t) = a_j^\pm e^{i(\omega t - k_j x)} \quad (4.19)$$

où h , a_j^\pm , f , T et $\omega = 2\pi f = 2\pi/T$ sont respectivement la hauteur d'eau et les paramètres de la houle : amplitude, fréquence, période et fréquence angulaire.

La dissipation peut être prise en compte semi-empiriquement, à partir d'une formulation linéaire ou quadratique. On suppose cette dissipation significative uniquement à travers le milieu poreux (domaine $j = 2$).

4.2.3.1 Dissipation d'énergie linéaire

Dans un premier temps, c'est un taux d'atténuation constant de l'amplitude de l'onde qui est choisi le long de la direction de propagation. Pour une onde partiellement stationnaire de la forme $\eta_2 = a_2^- e^{i(\omega t - k_2 x)} + a_2^+ e^{i(\omega t + k_2 x)}$. Les expressions de a_2^- et de a_2^+ s'écrivent alors pour

un milieu poreux de longueur L_p tel que $0 \leq x \leq L_p$:

$$\begin{aligned} a_2^-(x) &= a_2^-(0) e^{-k_{2,d}x} \\ a_2^+(x) &= a_2^+(L_p) e^{-k_{2,d}(L_p-x)} \end{aligned} \quad (4.20)$$

où $k_{2,d} = k_2/n_w$ est le taux d'atténuation par unité de longueur, n_w . Il est choisi constant. Il sera à déterminer empiriquement à partir des données expérimentales.

D'après (4.11) et (4.12),

$$A_j^\pm = \frac{i\omega}{k_j \sinh k_j h} a_j^\pm \quad (4.21)$$

4.2.3.2 Dissipation d'énergie quadratique

Dans ce cas, le taux d'énergie dissipée est supposé être la somme des effets de trainée sur chaque cylindre selon la méthode utilisée par (Dalrymple et al., 1984). Ce taux est calculé le long d'un élément de longueur dx en supposant $L_p \gg dx \gg D$ c'est-à-dire que la taille des cylindres ainsi que la distance entre les cylindres voisins restent faibles comparés à la longueur d'onde de l'onde. La force de trainée due à chaque cylindre sur un élément de hauteur du cylindre dz est donné par :

$$\begin{aligned} dF_d &= \frac{1}{2} \rho C_{d,c} D U |U| dz \\ &= \frac{1}{2} \rho C_{d,c} D a_2^2 \omega^2 \frac{\cosh^2[k_2(z+h)]}{\sinh^2(k_2 h)} \cos \omega t |\cos \omega t| dz \end{aligned} \quad (4.22)$$

où ρ est la densité du fluide, $C_{d,c}$ est le coefficient de trainée pour un cylindre seul, $U = \frac{\partial \phi_2}{\partial x}$ est la vitesse horizontale locale du fluide et k_2 est le nombre d'onde donné par l'équation (4.17). a_2 est l'amplitude de la houle qui est supposée ici se propager dans le sens des x positifs.

L'énergie dissipée moyenne $E_{diss,c}$ (éq. 4.23) pour un seul cylindre lié à la trainée est définie comme étant l'intégrale sur la profondeur et sur une période de la houle du produit entre dF_d et la vitesse.

$$\begin{aligned} E_{diss,c} &= \int_{-h}^0 \int_0^T dF_d \cdot U(z, t) dt dz \\ &= \frac{-4}{9} \rho C_{d,c} D a_2^3 g \tanh(k_2 h) \left(1 + \frac{3}{\sinh^2(k_2 h)} \right) \end{aligned} \quad (4.23)$$

Finalement, en considérant un élément de longueur du milieu poreux dx , l'énergie dissipée moyenne peut être considérée constante, c'est-à-dire $E_{diss,dx} = n E_{diss,c} dx$ où n fait référence au nombre de cylindres par unité de longueur dx . N étant le nombre total de cylindres présents

dans la structure, il est donné par $N = (1-\gamma)\frac{4B}{\pi D^2}$, avec B la largeur du milieu poreux. Le nombre n est ainsi défini comme $n = \frac{N}{L_p} = (1-\gamma)\frac{4B}{\pi D^2}$. $E_{diss,dx}$ s'écrit finalement :

$$\begin{aligned} E_{diss,dx} &= nE_{diss,c}dx \\ &= -\frac{16}{9\pi}(1-\gamma)\rho C_{d,c}\frac{a_2^3 dx B}{D}g \tanh(k_2 h) \left(\frac{3}{\sinh^2(k_2 h)} + 1 \right) \end{aligned} \quad (4.24)$$

$E_{diss,dx}$ peut être également calculée entre x et $x + dx$ à l'aide du bilan des flux d'énergie à travers deux surfaces verticales du milieu poreux, moyennée sur une période :

$$E_{diss,dx} = \rho g C_g B T a_2 \frac{\partial a_2}{\partial x} dx \quad (4.25)$$

où C_g est la vitesse de groupe donnée par :

$$C_g = \frac{\partial \omega}{\partial k_2} = \frac{g}{2\omega S_r} \left(\tanh(k_2 h) + \frac{k_2 h}{\cosh^2(k_2 h)} \right) \quad (4.26)$$

Le comportement de l'amplitude de la houle dans le milieu poreux peut ainsi être obtenu en égalant les deux expressions de l'énergie dissipée, éq. (4.24) et (4.25).

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_2}{\partial x} &= -\frac{16}{9\pi^2}(1-\gamma)C_{d,c}k_2 \frac{a_2^2}{D} \frac{3 + \sinh^2(k_2 h)}{\sinh(k_2 h) \cosh(k_2 h) + k_2 h} \\ &= -C_{damp} a_2^2 \end{aligned} \quad (4.27)$$

avec

$$C_{damp} = \frac{16}{9\pi^2}(1-\gamma)C_{d,c} \frac{k_2}{D} \frac{3 + \sinh^2 k_2 h}{\sinh(k_2 h) \cosh(k_2 h) + k_2 h} \quad (4.28)$$

En supposant que $C_{d,c}$ reste constant le long du milieu poreux c'est-à-dire qu'il reste indépendant de l'amplitude de l'onde, on obtient :

$$a_2(x) = \frac{a_0}{a_0 C_{damp} x + 1} \quad (4.29)$$

où a_0 est l'amplitude de référence de la houle en amont du réseau de cylindres.

Dans la présente étude, $a_2(x) = a_2^-(x)$ est l'amplitude de la houle incidente et $a_2^+(x)$ est celle de la houle réfléchie. Ces deux amplitudes sont données par :

$$\begin{aligned} a_2^-(x) &= \frac{a_2^-(0)}{a_2^-(0)C_{damp}x + 1} \\ a_2^+(x) &= \frac{a_2^+(L_p)}{a_2^+(L_p)C_{damp}(L_p - x) + 1} \end{aligned} \quad (4.30)$$

A plus large échelle que le cylindre, l'atténuation dépend du coefficient de trainée par unité de longueur, elle est donnée par :

$$C_{d,N} = \frac{N}{L_p} C_{d,c} \quad (4.31)$$

Dans le cas présent, nous avons choisi d'utiliser l'expression du coefficient de trainée proposé par [Mei et al. \(2014\)](#) pour la propagation de la houle à travers un réseau de cylindres parmi d'autres formulations de la littérature résumées dans le tableau 4.1.

$$C_{d,N} = \alpha C_{d,N,steady} \quad (4.32)$$

où $C_{d,N}$ dans le cas d'un écoulement oscillant est supposé être proportionnel au coefficient de trainée dans le cas d'un courant stationnaire $C_{d,N,steady}$, selon [Cheng and Nguyen \(2011\)](#). Cette expression est fondée sur une grande base de données couvrant une large gamme du nombre de Reynolds, $52 < Re_v < 5.6 \times 10^5$, où $Re_v = \frac{U_0 r_v}{\nu}$, U_0 étant la vitesse horizontale moyenne et $r_v = \frac{\pi D}{4} \frac{\gamma}{1-\gamma}$ le rayon hydraulique. Ce coefficient de trainée s'écrit de la façon suivante :

$$C_{d,N,steady} = \frac{50}{Re_v^{0.43}} + 0.7 \left[1 - \exp\left(-\frac{Re_v}{15000}\right) \right] \quad (4.33)$$

La présente étude expose des résultats pour une gamme du nombre de Reynolds entre $5 \times 10^2 < Re_v < 10^4$, gamme qui rentre dans les conditions de validité de la formulation de [Mei et al. \(2014\)](#).

TABLEAU 4.1 Expressions du coefficient de trainée existantes dans la littérature

Références	Formulations des paramètres	Nombres sans dimension	Gamme des nombres sans dimension	Commentaires
Mendez and Losada (1999)	$C_d = 0.08 + \left(\frac{2200}{Re}\right)$	$Re = \frac{UD}{\nu}$	$200 < Re < 15500$	sans balancement des tiges
Mendez and Losada (1999)	$C_d = 0.40 + \left(\frac{4600}{Re}\right)$	$Re = \frac{UD}{\nu}$	$2300 < Re < 20000$	avec balancement des tiges
Kagemoto et al. (2002)	$C_d = \frac{3\pi^2}{2K_c} \frac{1}{\sqrt{\pi\beta}}$; $C_m = 2 + \frac{4}{\sqrt{\pi\beta}}$	$K_c = 2\pi \frac{A}{D}$; $\beta = \frac{D^2}{\nu T}$	$\beta \approx 4000$ et $0.2 < K_c < 2$	un seul cylindre
Mendez and Losada (2004)	$C_d = 0.47e^{-0.052K_c}$	$K_c = \frac{UT}{D}$	$3 < K_c < 59$	tiges flexibles
Cheng and Nguyen (2011)	$C_d = \frac{50}{Re_v^{0.43}} + 0.7 \left[1 - \exp\left(-\frac{Re_v}{15000}\right) \right]$	$Re_v = \frac{Ur_v}{\nu}$ avec $r_v = \frac{\pi D}{4} \frac{\gamma}{1-\gamma}$	$52 < Re_v < 5.6 \times 10^5$	rayon hydraulique défini pour la totalité de la surface mouillée
Hu et al. (2014)	$C_d = 1.04 + \left(\frac{730}{Re}\right)$	$Re = \frac{U_{max}D}{\nu}$	$300 < Re < 4700$	houle & courant
Liu et al. (2015)	$C_d = \frac{50}{Re_v^{0.43}} + 2.13 \left[1 - \exp\left(-\frac{Re_v}{120.74}\right) \right]$	$Re_v = \frac{Ur_v}{\nu}$ avec $r_v = \frac{\pi D}{4} \frac{\gamma}{1-\gamma}$	$7.5 \times 10^3 < Re_v < 2.5 \times 10^5$	pour une amplitude de houle incidente donnée

4.3 Résolution numérique

La profondeur d'eau h est constante, seule la présence du milieu poreux modifie les conditions de propagation de la houle (célérité donc indice du milieu). Les modes évanescents intrinsèques ont un poids significatif lorsque la bathymétrie varie, nous montrerons par la suite que leur poids reste négligeable dans les configurations étudiées dans le présent travail dans le cas 2D.

4.3.1 Cas 2D

Dans cette étude, on considère le cas d'une onde incidente dans la direction Ox se propageant vers les $x > 0$. L'axe Oz est vertical orienté vers le haut, $z = 0$ correspond à la position de la surface libre au repos. La direction Oy correspond à la direction transversale du canal, $y = 0$ correspond à l'axe médian suivant la direction longitudinale du canal. Le repère $(0, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ est orthonormé direct. Dans le cas 2D, la solution est indépendante de y . La solution au problème est trouvée en écrivant l'expression générale du potentiel pour chacun des 3 domaines j (amont, intérieur et aval de la structure) puis résolvant sous forme intégrale les conditions de continuité aux frontières entre les domaines successifs. Le second domaine représente le milieu poreux de longueur finie L_p ($0 < x < L_p$).

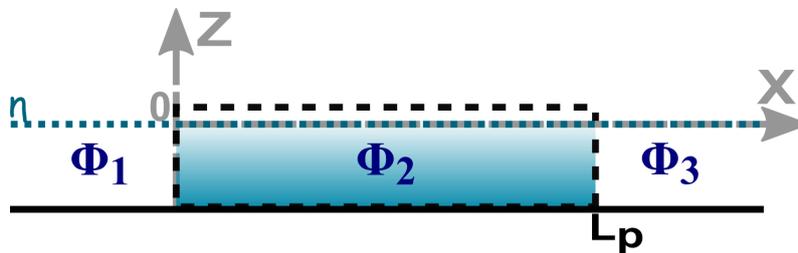


FIGURE 4.1 Schéma vue de côté du canal à houle avec les différents domaines considérés dans le modèle analytique en 2D

4.3.1.1 Expressions générales des potentiels de vitesses

La linéarité de la méthode permet d'écrire le potentiel des vitesses sous la forme :

$$\Phi(x, z, t) = \phi(x, z)e^{i\omega t} \tag{4.34}$$

Les expressions générales présentées ci-après se limitent alors au potentiel réduit $\phi(x, z)$, la dépendance en temps étant identique pour chacun des domaines.

Expressions pour le domaine 1, semi-infini ($x < 0$) :

L'onde incidente est connue. En considérant que seule l'onde incidente se propage dans le sens des x croissants, on en déduit l'expression générale du potentiel réduit $\phi_1(x, z)$:

$$\phi_1(x, z) = \left(A_1^- e^{-ik_1 x} + A_1^+ e^{+ik_1 x} \right) \chi_1(z) \quad (4.35)$$

avec

$$\chi_1(z) = \cosh[k_1(z + h)] \quad (4.36)$$

et

$$\omega^2 = g k_1 \tanh k_1 h \quad (4.37)$$

Expressions pour le domaine 2, fini ($0 < x < L_p$) :

Expressions générale du potentiel réduit $\phi(x, z)$ à l'intérieur du milieu poreux :

$$\phi_2 = \left(A_2^- e^{-ik_2 x} + A_2^{+ik_2(x-L_p)} \right) \chi_2(z) \quad (4.38)$$

avec

$$\chi_2(z) = \cosh[k_2(z + h)] \quad (4.39)$$

et

$$\omega^2 S_r = g k_{2,p} \tanh k_{2,p} h \quad (4.40)$$

avec $k_2 = k_{2,p} + ik_{2,d}$ où $k_{2,p}$ et $k_{2,d}$ respectivement les termes propagatifs et dissipatifs du nombre d'onde.

Expressions pour le domaine 3, semi-infini ($x > L_p$) :

On suppose qu'il n'y a pas d'onde réfléchie depuis $+\infty$. On en déduit alors l'expression générale du potentiel réduit $\phi_3(x, z)$:

$$\phi_3(x, z) = A_3^- e^{-ik_3(x-L_p)} \chi_3(z) \quad (4.41)$$

avec

$$\chi_3(z) = \cosh[k_3(z + h)] \quad (4.42)$$

et

$$\omega^2 = g k_3 \tanh k_3 h \quad (4.43)$$

A_1^- est l'amplitude du potentiel correspondant à la houle incidente. En supposant une plage à dissipation parfaite, l'amplitude A_3^+ est nulle. Pour simplifier le système d'équations, des notations complexes sont utilisées pour décrire le potentiel des vitesses. Par définition les coefficients de réflexion et de transmission sont respectivement donnés par $R = \left| \frac{a_1^+}{a_1^-} \right|$ et $T_r = \left| \frac{a_3^-}{a_1^-} \right|$. Ils sont donc donnés par $R = \left| \frac{A_1^+}{A_1^-} \right|$ et $T_r = \left| \frac{A_3^-}{A_1^-} \right|$ d'après la relation (4.21) entre A_j^\pm et a_j^\pm . A noter que si la dissipation d'énergie est nulle, le flux d'énergie est conservé et $R^2 + T_r^2 = 1$. Les modes évanescents étant négligés, les quatre inconnues (complexes) sont A_1^+ , A_2^- , A_2^+ et A_3^- .

4.3.1.2 Méthode de résolution

Les équations de continuités (éq. 4.46) et (éq. 4.47) sont résolues en utilisant une méthode intégrale aux frontières (Sollitt and Cross, 1972; Yu and Chwang, 1994) le long des frontières verticales du milieu poreux. La méthode de calcul du potentiel des vitesses (et par conséquent de la déformée de la surface libre, des champs de vitesses et de pression) est basée sur une formulation intégrale des conditions de conservation du flux et de la pression aux frontières entre domaines successifs. Finalement on obtient un système de 4 équations à 4 inconnues à résoudre.

D'après la condition de continuité des pressions (4.9), $p_1 = p_2$ d'où $Z_1 \phi_1 = Z_2 \phi_2$ soit ici,

$$\phi_1 = S_r \phi_2 \quad (4.44)$$

De même que la conservation de quantité de mouvement implique que

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial x} = \gamma \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \quad (4.45)$$

La vitesse du fluide induite dans le milieu poreux v_2 est plus grande que la vitesse en amont v_1 pour conserver le flux de masse car le volume de fluide dans le milieu poreux est plus petit d'un facteur γ .

Les équations de continuité des pressions et de la quantité de mouvement aux interfaces verticales (pour $-h \leq z \leq 0$) en $x = 0$ et $x = L_p$ s'écrivent de la façon suivante :

En $x = 0$:

$$\begin{cases} \cosh[k(z+h)]\phi_1 = S_r \cosh[k_p(z+h)]\phi_2 \\ \cosh[k(z+h)]\frac{\partial\phi_1}{\partial x} = \gamma \cosh[k_p(z+h)]\frac{\partial\phi_2}{\partial x} \end{cases} \quad (4.46)$$

De même en $x = L_p$:

$$\begin{cases} \cosh[k_p(z+h)]S_r\phi_2 = \cosh[k(z+h)]\phi_3 \\ \gamma \cosh[k_p(z+h)]\frac{\partial\phi_2}{\partial x} = \cosh[k(z+h)]\frac{\partial\phi_3}{\partial x} \end{cases} \quad (4.47)$$

La formulation intégrale consiste à multiplier les fonctions inconnues par des fonctions de bases orthogonales et à les intégrer suivant la verticale. Le fait est que pour toute fonction f , $f = 0$ revient à écrire que $f.g = 0$, $\forall g$. Les fonctions de base choisies sont $\Psi_i = \cosh[k_i(z+h)]$.

Les équations (4.71) et (4.72) deviennent, en $x = 0$:

$$\begin{cases} \int_{-h}^0 \cosh[k(z+h)]\phi_1\psi_1 dz = S_r \int_{-h}^0 \cosh[k_p(z+h)]\phi_2\psi_1 dz \\ \int_{-h}^0 \cosh[k(z+h)]\frac{\partial\phi_1}{\partial x}\psi_1 dz = \gamma \int_{-h}^0 \cosh[k_p(z+h)]\frac{\partial\phi_2}{\partial x}\psi_1 dz \end{cases} \quad (4.48)$$

De même en $x = L_p$:

$$\begin{cases} S_r \int_{-h}^0 \cosh[k_p(z+h)]\phi_2\psi_3 dz = \int_{-h}^0 \cosh[k(z+h)]\phi_3\psi_3 dz \\ \gamma \int_{-h}^0 \cosh[k_p(z+h)]\frac{\partial\phi_2}{\partial x}\psi_3 dz = \int_{-h}^0 \cosh[k(z+h)]\frac{\partial\phi_3}{\partial x}\psi_3 dz \end{cases} \quad (4.49)$$

avec $\psi_1 = \cosh[k_1(z+h)]$ et $\psi_3 = \cosh[k_3(z+h)]$.

De plus, pour les domaines 1 et 3 :

$$\frac{\partial\eta}{\partial t} = \frac{\partial\phi}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (4.50)$$

d'où

$$\left| \frac{\eta}{\eta_i} \right| = \frac{\partial\phi/\partial z}{\partial\phi_i/\partial z} \quad (4.51)$$

avec $\phi_i = A_{10}^- e^{-ik_{x10}x} \psi_{10}(y)$.

A_j^+ (respectivement A_j^-) sont les amplitudes complexes de la houle, pour une propagation dans le sens des $x > 0$ (respectivement $x < 0$). Pour les domaines 1 et 3, elles sont choisies constantes, en supposant une atténuation négligeable. Pour le domaine 2, $A_j^\pm = A_j^\pm(x)$, puisque l'atténuation de la houle se produit via le mouvement des fluides qu'elle induit à l'intérieur

du milieu poreux. De même que dans les deux cas de dissipation (linéaire et quadratique), les coefficients d'atténuation n_w et α sont ajustés, respectivement, sur les données du coefficient de transmission T_r . Notons tout de même que la dissipation influence aussi le processus d'interférences : le coefficient de réflexion voit l'amplitude de ses oscillations diminuer lorsque l'atténuation augmente.

De plus, la résolution dans le cas d'une dissipation quadratique implique une procédure itérative car l'amortissement ne dépend pas linéairement de l'amplitude à l'intérieur du réseau de cylindres.

Nous avons négligé ici les modes évanescents intrinsèques. Ceux-ci correspondant aux solutions de la relation de dispersion (4.17) quand on remplace k par ik . Ces solutions sont en nombre infini, le potentiel des vitesses et alors la somme des modes propagatifs et des modes évanescents, tronqués à un certain ordre P pour la résolution numérique. Ordre pour lequel le modèle converge vers la solution adéquate.

Ces modes évanescents, qui apparaissent comme des solutions, quelle que soit l'incidence de la houle, sont à ne pas confondre avec les modes évanescents qui apparaissent pour des houles d'incidence oblique sur une discontinuité du milieu dans certaines conditions. Nous allons voir dans la section suivante que ces derniers modes doivent être considérés dans le cas 3D.

4.3.2 Cas 3D

Dans l'étude 3D, on considère le cas d'une onde incidente dans la direction Ox , se propageant vers les $x > 0$. Cette direction correspond à la direction longitudinale du bassin. La direction Oy correspond à la direction transversale du bassin, $y = 0$ correspond à l'axe médian suivant la direction longitudinale du bassin. L'axe Oz est vertical orienté vers le haut, $z = 0$ correspond à la position de la surface libre au repos. Le repère $(0, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ est orthonormé direct. En utilisant les propriétés de symétrie par rapport au plan $y = 0$, on résout le problème dans le demi-espace $y > 0$. La solution au problème est trouvée en écrivant l'expression générale du potentiel pour chacun des 4 domaines i de largeur d_i (amont, côté et aval de la structure, et structure) puis en résolvant sous forme intégrale les conditions de continuité aux frontières entre les domaines successifs. Les premier et dernier domaines, considérés comme semi-infinis (respectivement $x < 0$ et $x > L_p$), sont délimités suivant la direction Oy par $y = 0$ et $y = d_B$. Les deuxième (milieu poreux) et troisième domaines, de longueur finie L_p ($0 < x < L_p$), sont compris respectivement entre $y = 0$ et $y = d_p$, et par $y = d_p$ et $y = d_B$.

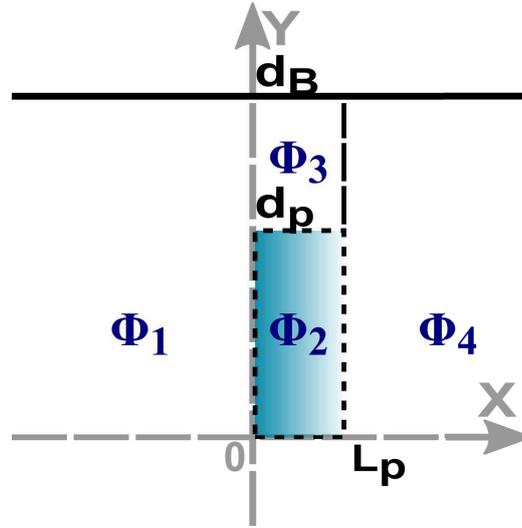


FIGURE 4.2 Schémas de la demi largeur du bassin avec les différents domaines considérés dans le modèle analytique

4.3.2.1 Expressions générales des potentiels de vitesses

Pour chacun des domaines rectangulaires de largeur d , $d_m < y < d_M$, et de longueur L_p , la forme générale du potentiel des vitesses après prise en compte des conditions d'imperméabilité en $y = d_m$ et $y = d_M$ s'écrit de la façon suivante :

$$\begin{aligned}\Phi(x, y, z, t) &= \cosh[k(z+h)]\phi(x, y)e^{i\omega t} \\ &= \cosh[k(z+h)]\sum_{n=0}^{\infty} [A_n^- e^{-ik_{xn}x} + A_n^+ e^{+ik_{xn}x}] \psi_n(y) e^{i\omega t}\end{aligned}\quad (4.52)$$

avec $\omega^2 S_r = gk \tanh kh$, $k_{xn} = k \cos \theta_n$ et $k_{yn} = k \sin \theta_n$, n est a priori infini (mais pratiquement tronqué à un ordre $n = P$), et

$$\psi_n(y) = \cos [k_{yn}(y - d_m)] \quad (4.53)$$

Pour des frontières imperméables en $y = d_m$ et $y = d_M$, on doit choisir $k_{yn} = \frac{n\pi}{d_M - d_m}$ pour satisfaire aux conditions de vitesse normale nulle.

Comme $\nabla^2 \Phi = 0$,

$$k_{xn} = \left(k^2 - k_{yn}^2\right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.54)$$

D'après l'expression de k_{xn} (eq. 4.54), on observe qu'à partir d'un certain ordre $n_p > 0$, k_{xn} devient imaginaire pur. La direction de propagation θ_n pour chacun des modes n , $n \leq n_p$ par rapport à la direction $0x$ de l'onde incidente est donnée par :

$$\theta_n = \arctan \left[\frac{k_{yn}}{k_{xn}} \right]$$

Pour $n > n_p$, les modes ne correspondent non plus à des ondes propagatives mais évanescentes, et on peut ré-écrire (4.54) sous la forme :

$$k_{xn} = i \left(\left| k^2 - k_{yn}^2 \right| \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.55)$$

Pour une frontière imperméable en $y = d_m$ et une frontière perméable en $y = d_M$, on écrit encore

$$\Psi_n(y) = \cos [k_{yn}(y - d_m)] \quad (4.56)$$

La condition d'imperméabilité en $y = d_m$ est donc satisfaite quelque soit k_{yn} .

Pour une frontière perméable en $y = d_m$ et une frontière imperméable en $y = d_M$, on écrit

$$\Psi_n(y) = \cos [k_{yn}(y - d_M)] \quad (4.57)$$

La condition d'imperméabilité en $y = d_M$ est donc satisfaite quelque soit k_{yn} .

Pour ces deux cas, un choix des k_{yn} est, a priori arbitraire. Il est cependant choisi en fonction de la géométrie du problème.

Expressions pour le domaine 1, semi-infini ($x < 0, 0 < y < d_B$) :

L'onde incidente est connue. En écrivant que seule l'onde incidente ($\theta = 0$) se propage dans le sens des x croissants, et que les modes évanescents ne divergent pas en $-\infty$, on en déduit l'expression générale du potentiel réduit $\phi_1(x, y)$:

$$\phi_1(x, y) = A_{10}^- e^{-ik_{x10}x} \psi_{10}(y) + \sum_{n=0}^{\infty} A_{1n}^+ e^{+ik_{x1n}x} \psi_{1n}(y) \quad (4.58)$$

avec

$$\psi_{1n}(y) = \cos [k_{y1n}(y)] \text{ et } k_{y1n} = \frac{n\pi}{d_B} \quad (4.59)$$

Expressions pour le domaine 3, fini ($0 < x < L_p, d_p < y < d_B$) :

L'expression générale du potentiel réduit $\phi_3(x, y)$ est donnée par :

$$\phi_3(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[A_{3n}^- e^{-ik_{x3n}x} + A_{3n}^+ e^{+ik_{x3n}(x-L_p)} \right] \psi_{3n}(y) \quad (4.60)$$

avec

$$\psi_{3n}(y) = \cos [k_{y3n}(y - d_p)] \text{ et } k_{y3n} = \frac{n\pi}{d_B - d_p} \quad (4.61)$$

pour une frontière imperméable en $y = d_p$.

Et

$$\psi_{3n}(y) = \cos [k_{y3n}(y - d_B)] \text{ et } k_{y3n} = \frac{n\pi}{d_B} \quad (4.62)$$

pour une frontière perméable en $y = d_p$.

Expressions pour le domaine 4, semi-infini ($x > L_p, 0 < y < d_B$) :

On suppose qu'il n'y a pas d'onde réfléchie depuis $+\infty$ quel que soit l'angle θ par rapport à la direction Ox , et que les modes évanescents ne divergent pas en $+\infty$. On en déduit alors l'expression générale du potentiel réduit $\phi_4(x, y)$:

$$\phi_4(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} A_{4n}^- e^{-ik_{x4n}(x-L_p)} \psi_{4n}(y) \quad (4.63)$$

avec

$$\psi_{4n}(y) = \cos [k_{y4n}(y)] \text{ et } k_{y4n} = \frac{n\pi}{d_B} \quad (4.64)$$

Expressions pour le domaine 2, fini ($0 < x < L_p, 0 < y < d_p$) :

Expression générale du potentiel réduit $\phi_2(x, y)$:

$$\phi_2(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[A_{2n}^- e^{-ik_{x2n}x} + A_{2n}^+ e^{+ik_{x2n}(x-L)} \right] \psi_{2n}(y) \quad (4.65)$$

avec

$$\psi_{2n}(y) = \cos [k_{y2n}(y)] \text{ et } k_{y2n} = \frac{n\pi}{d_p} \quad (4.66)$$

dans le cas d'une frontière imperméable en $y = d_p$.

Et

$$\psi_{2n}(y) = \cos [k_{y2n}(y)] \text{ et } k_{y2n} = \frac{n\pi}{d_B} \quad (4.67)$$

pour une frontière perméable en $y = d_p$.

Dans le cas 3D, seule une dissipation d'énergie de la houle de type linéaire telle que décrit dans la section 4.2.3 a été considérée. L'atténuation s'applique ainsi à tous les termes propagatifs composant le potentiel des vitesses, le terme imaginaire pur du vecteur d'onde est alors $k_{x2n,d} = k_{x2n}/n_w$.

4.3.2.2 Méthode de résolution : cas structure poreuse avec frontières perméables

Les équations de continuités de pressions et de quantité de mouvement aux interfaces verticales sont similaires aux conditions du cas 2D, elles concernent ici les faces amont, aval et l'extrémité suivant l'axe transversal du milieu poreux :

En $x = 0$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_1 = S_r \Phi_2 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} = \gamma \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} \quad \text{pour} \quad 0 \leq y \leq d_p \\ \Phi_1 = \Phi_3 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} = \frac{\partial \Phi_3}{\partial x} \quad \text{pour} \quad d_p \leq y \leq d_B \end{array} \right. \quad (4.68)$$

En $x = L_p$:

$$\left\{ \begin{array}{l} S_r \Phi_2 = \Phi_4 \quad \text{et} \quad \gamma \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} = \frac{\partial \Phi_4}{\partial x} \quad \text{pour} \quad 0 \leq y \leq d_p \\ \Phi_3 = \Phi_4 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \Phi_3}{\partial x} = \frac{\partial \Phi_4}{\partial x} \quad \text{pour} \quad d_p \leq y \leq d_B \end{array} \right. \quad (4.69)$$

En $y = d_p$:

$$\left\{ \begin{array}{l} S_r \Phi_2 = \Phi_3 \quad \text{pour} \quad 0 \leq x \leq L_p \\ \gamma \frac{\partial \Phi_2}{\partial y} = \frac{\partial \Phi_3}{\partial y} \quad \text{pour} \quad 0 \leq x \leq L_p \end{array} \right. \quad (4.70)$$

Les solutions générales font apparaitre les coefficients inconnus A^\pm pour chacun des domaines constituant le milieu comme dans le cas 2D. D'après la section précédente, si le nombre de modes est tronqué à un ordre $n = P$, le nombre de coefficients inconnus A_{in}^\pm est de $(P + 1)$ pour les domaines 1 et 4, et $2(P + 1)$ pour les domaines 2 et 3, soit en tout $6(P + 1)$ inconnues.

Conditions de continuité aux frontières entre domaines successifs :

Des conditions de continuité de flux et de pression doivent être respectées aux limites entre domaines, on a donc les conditions suivantes, pour $-h \leq z \leq 0$:

En $x = 0$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \cosh[k(z+h)]\phi_1 = S_r \cosh[k_p(z+h)]\phi_2 \quad \text{pour} \quad 0 \leq y \leq d_p \\ \cosh[k(z+h)]\phi_1 = \cosh[k(z+h)]\phi_3 \quad \text{pour} \quad d_p \leq y \leq d_B \\ \cosh[k(z+h)]\frac{\partial \phi_1}{\partial x} = \gamma \cosh[k_p(z+h)]\frac{\partial \phi_2}{\partial x} \quad \text{pour} \quad 0 \leq y \leq d_p \\ \cosh[k(z+h)]\frac{\partial \phi_1}{\partial x} = \cosh[k(z+h)]\frac{\partial \phi_3}{\partial x} \quad \text{pour} \quad d_p \leq y \leq d_B \end{array} \right. \quad (4.71)$$

De même en $x = L_p$:

$$\left\{ \begin{array}{l} S_r \cosh[k_p(z+h)]\phi_2 = \cosh[k(z+h)]\phi_4 \quad \text{pour } 0 \leq y \leq d_p \\ \cosh[k(z+h)]\phi_3 = \cosh[k(z+h)]\phi_4 \quad \text{pour } d_p \leq y \leq d_B \\ \gamma \cosh[k_p(z+h)]\frac{\partial\phi_2}{\partial x} = \cosh[k(z+h)]\frac{\partial\phi_4}{\partial x} \quad \text{pour } 0 \leq y \leq d_p \\ \cosh[k(z+h)]\frac{\partial\phi_3}{\partial x} = \cosh[k(z+h)]\frac{\partial\phi_4}{\partial x} \quad \text{pour } d_p \leq y \leq d_B \end{array} \right. \quad (4.72)$$

Et en $y = d_p$:

$$\left\{ \begin{array}{l} S_r \cosh[k_p(z+h)]\phi_2 = \cosh[k(z+h)]\phi_3 \quad \text{pour } 0 \leq x \leq L_p \\ \gamma \cosh[k_p(z+h)]\frac{\partial\phi_2}{\partial y} = \cosh[k(z+h)]\frac{\partial\phi_3}{\partial y} \quad \text{pour } 0 \leq x \leq L_p \end{array} \right. \quad (4.73)$$

Elles sont exprimées par une formulation (faible) intégrale, basée sur le fait que pour toute fonction f , $f = 0$ revient à écrire que $f \cdot g = 0$, $\forall g$. Le choix des fonctions de base "g" peut être a priori arbitraire.

Ici, l'intégration suivant z est faite en choisissant $g = 1$ comme fonction de base. Pour les conditions limites en $x = 0$ et $x = L_p$, on utilise les fonctions de base $\psi_{j,n}$, $n = 0, \dots, P$. Pour les conditions limites en $y = d_p$, on utilise les fonctions $Ch_n(x) = \cosh[l_n x]$ avec $l_n = \frac{n\pi}{L_p}$, fonctions orthogonales qui sont solutions de $\int_0^{L_p} Ch_n \cdot Ch_m dx = 0$ si $n \neq m$.

La formulation faible des conditions de continuité de flux et de pression fait apparaître une intégration double, pour $n = 0, \dots, P$. L'intégrale suivant l'axe z fait apparaître les constantes K et K_p , définies par :

$$K = \int_{-h}^0 \cosh[k(z+h)] dz \quad \text{et} \quad K_p = \int_{-h}^0 \cosh[k_p(z+h)] dz$$

Les équations (4.71), (4.72), et (4.73) deviennent, en $x = 0$:

$$\left\{ \begin{array}{l} K \int_0^{d_B} \phi_1 \psi_{1n}(y) dy = S_r K_p \int_0^{d_p} \phi_2 \psi_{1n}(y) dy + K \int_{d_p}^{d_B} \phi_3 \psi_{1n}(y) dy \\ K \int_0^{d_B} \frac{\partial\phi_1}{\partial x} \psi_{1n}(y) dy = \gamma K_p \int_0^{d_p} \frac{\partial\phi_2}{\partial x} \psi_{1n}(y) dy + K \int_{d_p}^{d_B} \frac{\partial\phi_3}{\partial x} \psi_{1n}(y) dy \end{array} \right. \quad (4.74)$$

pour $n = 0, \dots, P$.

De même en $x = L_p$:

$$\left\{ \begin{array}{l} S_r K_p \int_0^{d_p} \phi_2 \psi_{4n}(y) dy + K \int_{d_p}^{d_B} \phi_3 \psi_{4n}(y) dy = K \int_0^{d_B} \phi_4 \psi_{4n}(y) dy \\ \gamma K_p \int_0^{d_p} \frac{\partial\phi_2}{\partial x} \psi_{4n}(y) dy + K \int_{d_p}^{d_B} \frac{\partial\phi_3}{\partial x} \psi_{4n}(y) dy = K \int_0^{d_B} \frac{\partial\phi_4}{\partial x} \psi_{4n}(y) dy \end{array} \right. \quad (4.75)$$

$n = 0, \dots, P$

Enfin en $y = d_p$:

$$\begin{cases} S_r K_p \int_0^{L_p} \phi_2 Ch_n(x) dx = K \int_0^{L_p} \phi_3 Ch_n(x) dx \\ \gamma K_p \int_0^{L_p} \frac{\partial \phi_2}{\partial y} Ch_n(x) dx = K \int_0^{L_p} \frac{\partial \phi_3}{\partial y} Ch_n(x) dx \end{cases} \quad (4.76)$$

$n = 0, \dots, P$, soit $6(P + 1)$ équations. En développant les expressions des ϕ_j , $j = 1, \dots, 4$, on fait apparaître les inconnues $A_{10}^-, \dots, A_{1n}^+, A_{20}^-, \dots, A_{2n}^+, A_{30}^-, \dots, A_{3n}^+, A_{40}^-, \dots, A_{4n}^+, A_{50}^-, \dots, A_{5n}^+, A_{60}^-, \dots, A_{6n}^+$. Elles sont données par l'expression :

$$I = \int_{d_m}^{d_M} \cos[k_1(z + h_1)] \cdot \cos[k_2(z + h_2)] dy \quad (4.77)$$

soit

$$I = \frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_2) \quad (4.78)$$

avec

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{1}{k_1 + k_2} \{ \sin[(k_1 + k_2)d_M + (k_1 h_1 + k_2 h_2)] \\ &\quad - \sin[(k_1 + k_2)d_m + (k_1 h_1 + k_2 h_2)] \} \text{ si } k_1 \neq -k_2 \\ \alpha_1 &= (d_M - d_m) \cos(k_1 h_1 + k_2 h_2) \text{ si } k_1 = -k_2 \end{aligned} \quad (4.79)$$

et

$$\begin{aligned} \alpha_2 &= \frac{1}{k_1 - k_2} \{ \sin[(k_1 - k_2)d_M + (k_1 h_1 - k_2 h_2)] \\ &\quad - \sin[(k_1 - k_2)d_m + (k_1 h_1 - k_2 h_2)] \} \text{ si } k_1 \neq k_2 \\ \alpha_2 &= (d_M - d_m) \cos(k_1 h_1 - k_2 h_2) \text{ si } k_1 = k_2 \end{aligned} \quad (4.80)$$

En l'absence de dissipation par la structure, le flux d'énergie de la houle dans la direction Ox , intégré sur la largeur du bassin d_B , est conservé :

$$|A_{11}^-|^2 = |A_{11}^+|^2 + |A_{41}|^2 + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{n_p} [|A_{1n}^+|^2 + |A_{4n}^+|^2] \quad (4.81)$$

4.3.2.3 Méthode de résolution : cas structure poreuses avec frontières latérales imperméables

Dans ce cas particulier, on émet l'hypothèse que les flux à travers les parois latérales du milieu poreux sont négligeables c'est-à-dire que la frontière entre les domaines Φ_2 et Φ_3 est imperméable. Cette hypothèse est supposée valable car la longueur de la structure considérée dans cette étude est petite par rapport à la longueur d'onde de l'onde. Elle sera discuté dans la section 5.4.

Les expressions générales des potentiels dans ce cas particulier sont telles que les conditions d'imperméabilité sont vérifiées en $y = 0$ et $y = d_p$ pour le domaine 2 et en $y = d_p$ et $y = d_B$ pour le domaine 3 (voir sec. 4.3.2.1).

Conditions de continuité aux frontières entre domaines successifs :

Les conditions de continuité de flux et de pression pour $-h \leq z \leq 0$ sont les suivantes :

En $x = 0$:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \cosh[k(z+h)]\phi_1 = S_r \cosh[k_p(z+h)]\phi_2 & \text{pour } 0 \leq y \leq d_p \\ \cosh[k(z+h)]\phi_1 = \cosh[k(z+h)]\phi_3 & \text{pour } d_p \leq y \leq d_B \\ \cosh[k(z+h)]\frac{\partial\phi_1}{\partial x} = \gamma \cosh[k_p(z+h)]\frac{\partial\phi_2}{\partial x} & \text{pour } 0 \leq y \leq d_p \\ \cosh[k(z+h)]\frac{\partial\phi_1}{\partial x} = \cosh[k(z+h)]\frac{\partial\phi_3}{\partial x} & \text{pour } d_p \leq y \leq d_B \end{array} \right. \quad (4.82)$$

De même en $x = L_p$:

$$\left\{ \begin{array}{ll} S_r \cosh[k_p(z+h)]\phi_2 = \cosh[k(z+h)]\phi_4 & \text{pour } 0 \leq y \leq d_p \\ \cosh[k(z+h)]\phi_3 = \cosh[k(z+h)]\phi_4 & \text{pour } d_p \leq y \leq d_B \\ \gamma \cosh[k_p(z+h)]\frac{\partial\phi_2}{\partial x} = \cosh[k(z+h)]\frac{\partial\phi_4}{\partial x} & \text{pour } 0 \leq y \leq d_p \\ \cosh[k(z+h)]\frac{\partial\phi_3}{\partial x} = \cosh[k(z+h)]\frac{\partial\phi_4}{\partial x} & \text{pour } d_p \leq y \leq d_B \end{array} \right. \quad (4.83)$$

De même que pour le cas précédent, pour les conditions limites en $x = 0$ et $x = L_p$, on utilise les fonctions de base $\psi_{j,n}$. Les conditions limites en $y = d_p$ se réduisent à une condition de flux nul. Celle-ci est directement prise en compte dans l'expression générale des potentiels (voir sec. 4.3.2.1) lorsque les parois latérales sont choisies imperméables.

La pression peut être différente de part et d'autre de la paroi imperméable. La formulation faible pour l'égalité des pressions est donc appliquée sur chacun ds segments $[0, d_p]$ et $[d_p, d_B]$.

La formulation faible pour la condition de flux s'applique à toute la largeur de l'écoulement. La condition de flux en amont, intégrée sur le segment $[0, d_B]$ est alors égale à la somme des flux intégrés respectivement sur les segments $[0, d_p]$ et $[d_p, d_B]$

Les équations (4.82) et (4.83), deviennent donc, en $x = 0$:

$$\left\{ \begin{array}{l} K \int_0^{d_B} \phi_1 \psi_{1n}(y) dy = S_r K_p \int_0^{d_p} \phi_2 \psi_{1n}(y) dy \\ K \int_0^{d_B} \phi_1 \psi_{1n}(y) dy = K \int_{d_p}^{d_B} \phi_3 \psi_{1n}(y) dy \\ K \int_0^{d_B} \frac{\partial\phi_1}{\partial x} \psi_{1n}(y) dy = \gamma K_p \int_0^{d_p} \frac{\partial\phi_2}{\partial x} \psi_{1n}(y) dy + K \int_{d_p}^{d_B} \frac{\partial\phi_3}{\partial x} \psi_{1n}(y) dy \end{array} \right. \quad (4.84)$$

De même en $x = L_p$:

$$\left\{ \begin{array}{l} S_r K_p \int_0^{d_p} \phi_2 \psi_{4n}(y) dy = K \int_0^{d_B} \phi_4 \psi_{4n}(y) dy \\ K \int_{d_p}^{d_B} \phi_3 \psi_{4n}(y) dy = K \int_0^{d_B} \phi_4 \psi_{4n}(y) dy \\ \gamma K_p \int_0^{d_p} \frac{\partial \phi_2}{\partial x} \psi_{4n}(y) dy + K \int_{d_p}^{d_B} \frac{\partial \phi_3}{\partial x} \psi_{4n}(y) dy = K \int_0^{d_B} \frac{\partial \phi_4}{\partial x} \psi_{4n}(y) dy \end{array} \right. \quad (4.85)$$

soit $6(P + 1)$ équations.

En l'absence de dissipation, la condition 4.81 est encore vérifiée.

4.3.2.4 Méthode de résolution : cas structure totalement imperméable

Dans ce troisième cas, une structure complètement imperméable est considérée afin d'offrir une comparaison entre l'influence d'une structure imperméable plutôt que poreuse.

Dans ce cas, seuls les domaines 1, 3 et 4 sont à considérés. Le nombre d'inconnues n'est donc que de $4(P + 1)$.

Pour le domaine 3,

$$\Psi_{3n}(y) = \cos[k_{3ny}(y - d_p)] \text{ avec } k_{3yn} = \frac{n\pi}{d_B - d_p} \quad (4.86)$$

Le potentiel Φ_3 vérifie ainsi les conditions d'imperméabilité en $y = d_p$ et en $y = d_M$.

Conditions de continuité aux frontières entre domaines successifs :

Les conditions de continuité de flux et de pression pour $-h \leq z \leq 0$ sont les suivantes :

En $x = 0$:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \cosh[k(z + h)]\phi_1 = \cosh[k(z + h)]\phi_3 & \text{pour } d_p \leq y \leq d_B \\ \cosh[k(z + h)]\frac{\partial \phi_1}{\partial x} = 0 & \text{pour } 0 \leq y \leq d_p \\ \cosh[k(z + h)]\frac{\partial \phi_1}{\partial x} = \cosh[k(z + h)]\frac{\partial \phi_3}{\partial x} & \text{pour } d_p \leq y \leq d_B \end{array} \right. \quad (4.87)$$

De même en $x = L_p$:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \cosh[k(z + h)]\phi_3 = \cosh[k(z + h)]\phi_4 & \text{pour } d_p \leq y \leq d_B \\ \cosh[k(z + h)]\frac{\partial \phi_4}{\partial x} = 0 & \text{pour } 0 \leq y \leq d_p \\ \cosh[k(z + h)]\frac{\partial \phi_3}{\partial x} = \cosh[k(z + h)]\frac{\partial \phi_4}{\partial x} & \text{pour } d_p \leq y \leq d_B \end{array} \right. \quad (4.88)$$

La condition de flux pour le domaine 1 est intégrée suivant toute la section $[0, d_B]$ afin de tenir compte de la condition de vitesse normale nulle sur la paroi de l'obstacle solide, entre $y = 0$ et $y = d_p$.

Les équations (4.87) et (4.88), deviennent, en $x = 0$:

$$\begin{cases} K \int_{d_p}^{d_B} \phi_1 \psi_{1n}(y) dy = K \int_{d_p}^{d_B} \phi_3 \psi_{1n}(y) dy \\ K \int_0^{d_B} \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \psi_{1n}(y) dy = K \int_{d_p}^{d_B} \frac{\partial \phi_3}{\partial x} \psi_{1n}(y) dy \end{cases} \quad (4.89)$$

De même en $x = L_p$:

$$\begin{cases} K \int_{d_p}^{d_B} \phi_3 \psi_{4n}(y) dy = K \int_{d_p}^{d_B} \phi_4 \psi_{4n}(y) dy \\ K \int_{d_p}^{d_B} \frac{\partial \phi_3}{\partial x} \psi_{4n}(y) dy = K \int_0^{d_B} \frac{\partial \phi_4}{\partial x} \psi_{4n}(y) dy \end{cases} \quad (4.90)$$

soit $4(P + 1)$ équations.

De plus, pour les domaines 1, 3 et 4 :

$$\left. \frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=0} \quad (4.91)$$

d'où

$$\left| \frac{\eta}{\eta_i} \right| = \frac{\partial \phi / \partial z}{\partial \phi_i / \partial z} \quad (4.92)$$

avec $\phi_i = A_{10}^- e^{-ik_{x10}x} \psi_{10}(y)$.

En l'absence de dissipation la condition (4.81) est encore vérifiée.

Chapitre 5

Résultats expérimentaux

C'est le boulot qu'on ne commence
jamais qui est le plus long a terminé.

J.R.R. Tolkien, *Le Seigneur des Anneaux* :
La Communauté de l'Anneau

5.1 Introduction

Le présent chapitre est consacré aux résultats expérimentaux des différentes campagnes de mesures réalisées durant ce travail de thèse. Chacune de ces séries d'expérimentations avait pour but de mettre en évidence des caractéristiques des milieux poreux et plus particulièrement les effets de la surface spécifique sur les écoulements. Les données récoltées sont ainsi comparées à des modèles analytiques présentés dans le chapitre précédent (Chap. 4).

La première partie de ce chapitre concerne un écoulement stationnaire à travers des milieux poreux modèles décrits dans le Chapitre 3. Les résultats traitent de la perte de charge liée à la dissipation d'énergie à l'intérieur des structures poreuses. La loi de Darcy est utilisée comme référence pour une comparaison entre les mesures et la théorie.

La suite de ce chapitre rapporte les résultats concernant la propagation de la houle à travers les milieux poreux. Différents aspects sont étudiés, à commencer par les phénomènes de réflexion, transmission et dissipation de la houle par les milieux poreux considérés dans une première série d'expériences. Nous avons ensuite étudié l'influence d'un rapport d'échelle dans l'interaction houle-milieu poreux, de même que la cinématique du fluide à l'intérieur du réseau de cylindres.

Finalement, les résultats des processus tridimensionnels liés à la propagation de la houle à travers un milieu poreux sont présentés dans une troisième partie. Les phénomènes de réfraction-diffraction sont particulièrement mis en évidence à l'aide de mesures de l'amplitude de la houle. Les données sont alors comparées au modèle analytique dans différentes configurations.

5.2 Écoulement permanent

5.2.1 Lois de Darcy et de Forchheimer

Le cas d'étude concernant un écoulement permanent à travers une structure poreuse peut être analysé par sa perte de charge. Celle-ci traduit une dissipation d'énergie à l'intérieur du milieu poreux. Pour des écoulements lents (faible nombre de Reynolds), les effets inertiels sont généralement négligés. La loi de Darcy est alors utilisée pour définir le débit Q à travers une surface S , qui est alors proportionnel à la variation de pression ΔP :

$$Q = U.S = -\frac{K \Delta P}{\mu L_p} \quad (5.1)$$

où μ est la viscosité du fluide, U est la vitesse moyenne de l'écoulement. K est la perméabilité intrinsèque du milieu poreux qui dépend de la géométrie du milieu, L_p est sa longueur.

Lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, le régime d'écoulement change, les effets inertiels doivent être pris en compte. L'expression doit tenir compte des effets quadratiques. Une expression de type Darcy-Forchheimer, peut s'écrire alors de la façon suivante lorsque les effets inertiels restent faibles :

$$\frac{\Delta P}{L_p} = \alpha U + \beta U^2 \quad (5.2)$$

Ce résultat peut être ré-écrit sous la même forme que la loi de Darcy (éq. 5.1). Dans l'expression obtenue (éq. 5.3) la perméabilité du milieu poreux dépend alors de la vitesse de l'écoulement, $K_{app} = K(U)$ (éq. 5.4).

$$U.S = \frac{K_{app}}{\alpha + \mu(\beta U)} \frac{\Delta P}{L_p} \quad (5.3)$$

$$K_{app} = \frac{K}{\alpha + \beta U} \quad (5.4)$$

Pour un écoulement dominé par les effets inertiels, l'expression devient :

$$\frac{\Delta P}{L_p} = \beta U^2 \quad (5.5)$$

d'où

$$U.S = \frac{K_{app}}{\mu(\beta U)} \frac{\Delta P}{L_p} \quad (5.6)$$

soit

$$K_{app} = \frac{K}{\beta U} \quad (5.7)$$

K_{app} est ainsi proportionnel à $1/\beta$, avec β indépendant de la vitesse de l'écoulement.

5.2.2 Perte de charge et perméabilité

Les FIGURES 5.1 et 5.2 représentent la perte de charge par unité de longueur du réseau de cylindres en fonction de la vitesse de l'écoulement en amont de la structure pour chacun des diamètres étudiés ainsi qu'une courbe de tendance. La première figure montre les résultats expérimentaux superposés à une régression linéaire dans le but d'obtenir la perméabilité K des milieux poreux selon la Loi de Darcy. Les valeurs de la perméabilité obtenues sont $K = 3.16.10^{-7}$, $2.18.10^{-7}$ et $1.68.10^{-7}$ m² pour respectivement $D = 0.050$, 0.032 et 0.020 m. Ainsi la perméabilité décroît lorsque la surface spécifique augmente.

Nous pouvons observer sur la FIGURE 5.1 que la régression linéaire ne permet pas une bonne représentation des résultats expérimentaux ($RMS \simeq 30\%$). La non-linéarité du gradient de pression $\frac{\Delta P}{L_p}$ en fonction de la vitesse de l'écoulement U indique que les effets inertiels sont prépondérants. La perte de charge augmente avec la vitesse de l'écoulement, cependant elle augmente moins rapidement lorsque le diamètre des cylindres augmente. Si l'écoulement est trop rapide le débit suit une loi non plus linéaire mais plutôt quadratique. La FIGURE 5.2 superpose aux résultats expérimentaux une régression polynomiale d'ordre 2 dans le but de correspondre au modèle quadratique (éq. 5.6). L'erreur quadratique moyenne entre la régression d'ordre 2 et les données est alors inférieure à 10%. Le résultat nous permet d'obtenir ainsi la perméabilité apparente K_{app} .

De plus, en choisissant de montrer le lien entre β et la surface spécifique du milieu s (sans prendre en compte la surface des parois latérales et du fond du canal) en traçant $\ln \beta = f(\ln s)$ (FIGURE 5.3) nous observons alors une droite dont la pente est de l'ordre de 1. Donc β est proportionnel à s et ainsi K_{app} est proportionnel à $1/s$.

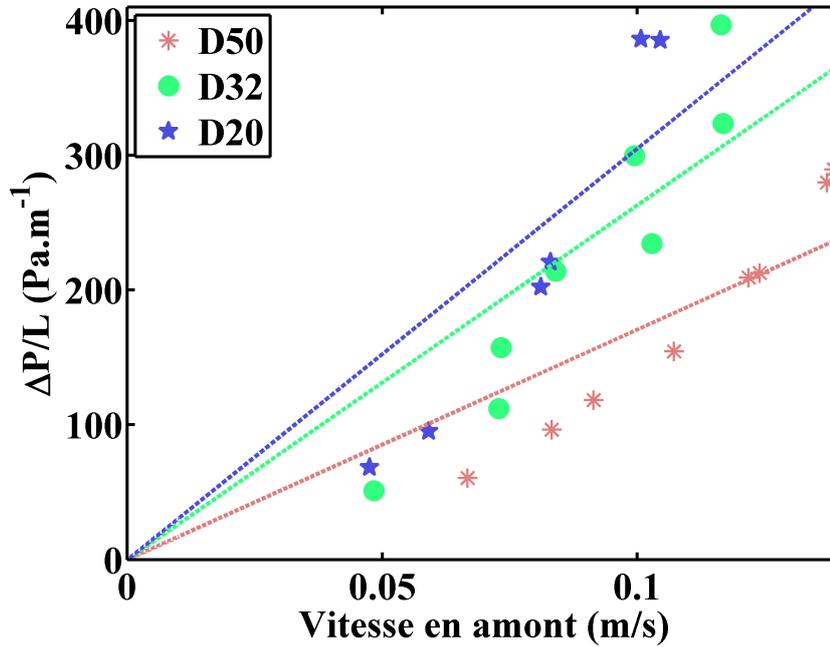


FIGURE 5.1 Perte de charge en fonction de la vitesse du courant pour les 3 diamètres de cylindre avec une régression linéaire

Le rôle de la surface spécifique sur la perméabilité est alors mis en évidence. Pour des écoulements inertiels, la perméabilité est inversement proportionnelle à la surface spécifique alors que pour des écoulements lents elle est inversement proportionnelle au carré de la surface spécifique (Guyon et al., 2015).

En termes de dissipation d'énergie, le taux de dissipation peut être calculé comme suit :

$$\epsilon_D = \int_h F_d N dh = N \int_h F_d U dh \quad (5.8)$$

où ϵ_D est le taux d'énergie dissipée calculé en supposant les cylindres indépendants les uns des autres. F_d est la force de trainée qui se calcule via la relation $F_d = \frac{1}{2} \rho U^2 A C_d$ sur un cylindre de section transversale A pour un fluide de densité ρ . N est le nombre de cylindres sur la longueur de milieu poreux considéré, U est la vitesse moyenne du courant en amont de la structure et h est la profondeur d'eau. Dans cette première partie des résultats, dans le cas d'un écoulement permanent, le coefficient de trainée C_d est ajusté empiriquement sur les points de mesures pour chacun des trois diamètres de cylindres.

TABLEAU 5.1 Niveau d'eau en amont et en aval de la structure pour chaque condition de courant

Diamètre	U_{amont} (m/s)	h_{amont} (m)	h_{aval} (m)
D50	0.083	0.242	0.195
	0.067	0.265	0.235
	0.091	0.304	0.246
	0.107	0.280	0.195
	0.122	0.338	0.235
	0.124	0.341	0.238
	0.137	0.389	0.252
	0.139	0.385	0.243
D32	0.048	0.273	0.248
	0.073	0.274	0.197
	0.073	0.309	0.254
	0.084	0.310	0.205
	0.099	0.360	0.205
	0.103	0.364	0.249
	0.116	0.414	0.220
	0.117	0.415	0.256
D20	0.048	0.243	0.209
	0.059	0.327	0.190
	0.081	0.309	0.210
	0.083	0.311	0.203
	0.101	0.391	0.202
	0.105	0.395	0.207

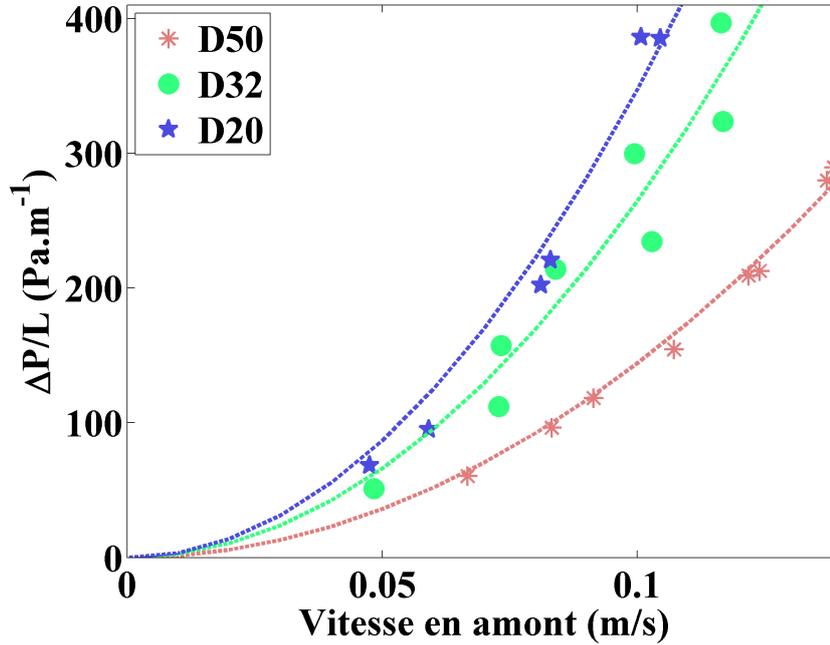


FIGURE 5.2 Perte de charge en fonction de la vitesse du courant pour les 3 diamètres de cylindre avec une régression polynomiale d'ordre 2

Expérimentalement, le taux d'énergie dissipée peut se calculer à l'aide du calcul de la perte de charge à travers le milieu poreux :

$$\epsilon_{D,exp} = \rho g h_L \quad (5.9)$$

avec $h_L = \frac{(h_2 - h_1)^3}{4h_1 h_2}$ la perte de charge calculée à l'aide de la hauteur d'eau en amont h_1 et en aval h_2 du réseau de cylindres.

La FIGURE 5.4 représente le taux de dissipation d'énergie pour la longueur du milieu poreux calculé de façon théorique (éq. 5.8) et expérimentale (éq. 5.9). Le taux d'énergie dissipée augmente avec le nombre de Reynolds, pour un diamètre donné. De même, il diminue avec le diamètre des cylindres pour un même nombre de Reynolds. L'influence de la surface spécifique sur la dynamique de l'écoulement est ainsi démontrée, la dissipation est d'autant plus importante que la surface spécifique est grande, à porosité donnée. Le coefficient de traînée, dépendant du diamètre, vaut $C_d = 0.4, 0.7$ et 1.4 respectivement pour $D = 0.020, 0.032$ et 0.050 m. Une des valeurs de référence pour un seul cylindre lisse étant de 1.2 (Munson et al., 1990), l'ordre de grandeur est mieux respecté pour les cylindres de plus grands diamètres.

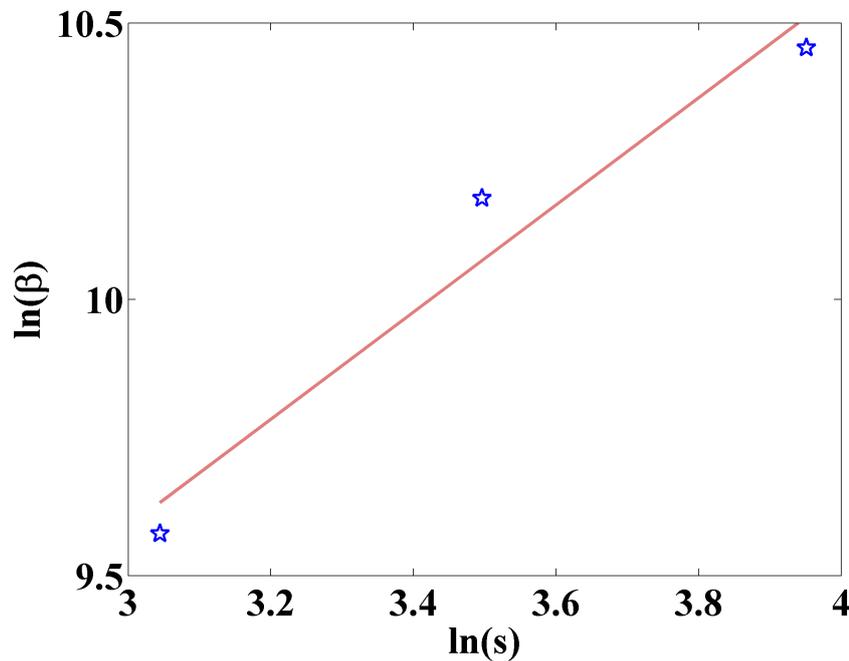


FIGURE 5.3 Représentation du lien entre β et la surface spécifique s

5.3 Écoulements instationnaires : houle régulière cas 2D

Cette section présente l'étude de l'impact de structures poreuses sur la propagation de la houle. Les résultats portent, en particulier, sur l'étude de la réflexion, de la transmission et de la dissipation d'énergie de la houle.

5.3.1 Structure de dimensions données

La première série d'expériences est réalisée pour une hauteur d'eau et deux longueurs de milieu poreux fixés, $h = 0.23$ m et $L_p = 1.20$ et 2.40 m. La porosité est gardée constante, $\gamma = 0.7$, alors que la surface spécifique varie avec le diamètre des cylindres constituant les structures poreuses, $s = 52, 33$ et 22 m⁻¹ respectivement pour $D = 0.020, 0.032$ et 0.050 m. La gamme de fréquence étudiée est comprise entre 0.4 et 1.8 Hz et la cambrure de la houle varie en fonction de la fréquence ($0.01 < H/\lambda < 0.12$). Le batteur à houle imposait d'augmenter l'amplitude à basse fréquence pour obtenir des houles "propres".

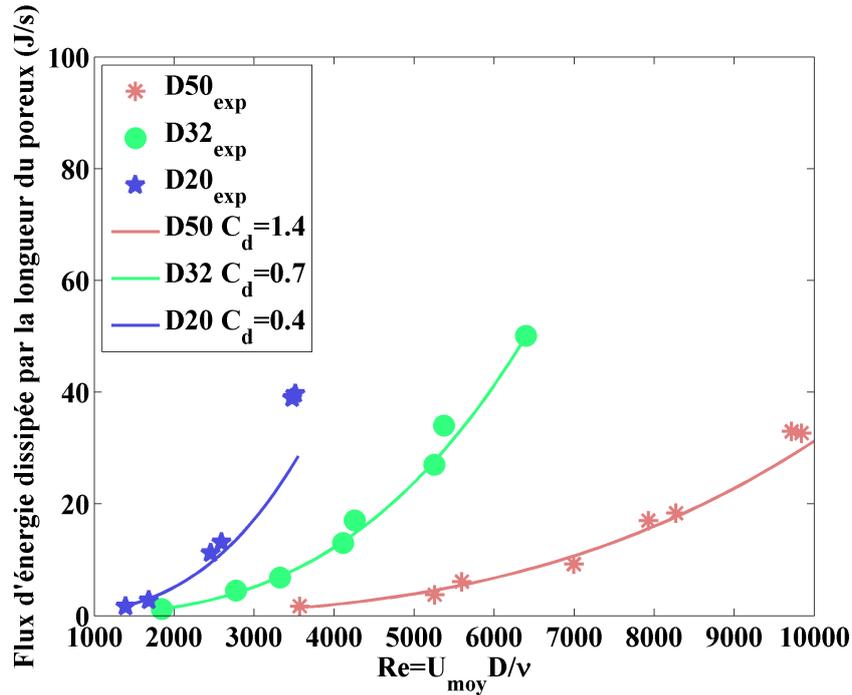


FIGURE 5.4 Énergie dissipée en fonction du nombre de Reynolds en amont du milieu poreux

$$Re = \frac{UD}{\nu}$$

5.3.1.1 Calcul des coefficients de réflexion et de transmission

Les coefficients de réflexion et de transmission de la houle par les milieux poreux sont mesurés pour quantifier les caractéristiques de la houle dont la dissipation par le réseau de cylindres. L'évolution des coefficients de réflexion et de transmission dans le domaine fréquentiel est présentée sur les FIGURES 5.5 et 5.6 pour la première série d'expériences. Les symboles représentent les résultats expérimentaux, les traits pleins et les pointillés sont les résultats des modèles théoriques. Dans le cas des milieux poreux les plus courts $L_p = 1.20$ m, les résultats montrent aussi les conditions de cambrure de la houle $\frac{H}{\lambda}$ à l'aide d'une échelle de couleurs.

Les résultats expérimentaux pour $D = 0.020$ m et $L_p = 2.40$ m (FIGURE 5.5 (haut)) montrent que le coefficient de transmission est compris entre 0.1 et 0.5. Nous observons deux tendances. Le coefficient de transmission semble à peu près constant autour d'une valeur proche de 0.4 pour des fréquences de houle $f < 1$ Hz alors que pour $f > 1$ Hz, la transmission décroît avec l'augmentation de la fréquence. Le coefficient de réflexion oscille dans le domaine fréquentiel autour d'une valeur $R = 0.2$.

Le second cas d'étude, pour $D = 0.032$ m et $L_p = 2.40$ m (FIGURE 5.5 (milieu)), les résultats expérimentaux indiquent un coefficient de transmission compris entre 0.3 et 0.6. Nous observons, de nouveau, les deux mêmes tendances que pour $D = 0.020$ m : le coefficient de transmission tend à être à peu près constant autour de 0.5 avant de décroître avec une augmentation de la fréquence pour $f > 1$ Hz. Le coefficient de réflexion oscille encore autour de $R = 0.2$ mais les amplitudes de ces oscillations sont plus importantes.

Enfin pour $D = 0.050$ et $L_p = 2.40$ m (FIGURE 5.5 (bas)), le coefficient de transmission est compris entre 0.4 et 0.7 environ. Pour $f < 1$ Hz, le coefficient de transmission tend à être à peu près constant autour de 0.6. Puis, comme dans les deux précédents cas, il décroît régulièrement quand la fréquence augmente. Le coefficient de réflexion oscille toujours de 0.2 avec des amplitudes comprises entre 0.1 et 0.3 environ. Pour l'ensemble de ces résultats la cambrure, matérialisée par une échelle de couleurs, tend à être plus faible pour les plus basses fréquences et augmente ensuite avec la fréquence.

En analysant ces trois figures, nous observons que le coefficient de transmission, à fréquence donnée, est plus grand pour le diamètre le plus grand $D = 0.050$ m soit pour le milieu poreux dont la surface spécifique est la plus faible. On peut également noter que les minima et maxima du coefficient de réflexion sont d'autant plus éloignés de la valeur moyenne du coefficient de réflexion (environ 0.2) que D est grand.

Ces maxima et minima de réflexion mettent en évidence le phénomène d'interférences associé à la longueur finie du milieu poreux. En effet, la réflexion est maximale lorsque l'onde réfléchie au niveau de la limite aval du milieu poreux est en phase avec l'onde incidente au niveau de la limite amont du milieu poreux. Les conditions d'interférences constructives (ou destructives) dépendent de la longueur du milieu poreux. Une deuxième longueur de milieux poreux deux fois plus faible a également été étudiée.

Les résultats expérimentaux ainsi obtenus pour $D = 0.020$ et $L_p = 1.20$ m (fig 5.6 (haut)) indiquent que le coefficient de transmission est compris entre 0.4 et 0.75 selon la cambrure et la fréquence de la houle incidente. De même que pour $L_p = 2.40$ m, le coefficient de transmission suit deux tendances, et ce particulièrement lorsque les cambrures sont plus importantes. Pour des cambrures plus faibles le coefficient de transmission décroît quasi-linéairement avec une fréquence croissante.

Le coefficient de réflexion a toujours un caractère oscillant, cependant les oscillations sont moins nombreuses que pour une plus grande longueur de milieu poreux. Les amplitudes de ces oscillations sont comprises entre 0.1 et 0.3. De plus, à fréquence donnée le coefficient tend à converger vers $R = 0.2$ lorsque la cambrure augmente. La FIGURE 5.6 (milieu) montre que le

coefficient de transmission pour $D = 0.032$ et $L_p = 1.20$ m varie entre 0.45 et 0.8. Le coefficient de réflexion oscille entre 0.05 et 0.35.

Pour $D = 0.050$ m et $L_p = 1.20$ m (FIGURE 5.6 (bas)), le coefficient de transmission prend une valeur maximale de 0.9 pour la plus faible fréquence considérée dans cette étude ($f = 0.5$ Hz). Il décroît ensuite jusqu'à 0.4 pour $f = 1.7$ Hz. Le coefficient de réflexion est compris entre 0.05 et 0.45. Les résultats expérimentaux présentés sur la FIGURE 5.6 soulignent l'influence de la cambrure sur la dissipation. Plus la cambrure de la houle est élevée, plus la dissipation est forte et plus le coefficient de transmission tend à être indépendant de la fréquence pour les plus basses fréquences $f < 1$ Hz. La cambrure a une influence sur le coefficient de réflexion, via la dissipation, les résultats indiquent une convergence vers $R = 0.2$ lorsque la cambrure augmente. Une augmentation de la cambrure à L_p fixé ou une augmentation de L_p à cambrure donnée conduisent donc à une diminution de l'amplitude de l'oscillation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence.

Les résultats expérimentaux ont été comparés aux modèles théoriques présentés dans le Chap. 4. Dans la présente étude, le coefficient de masse ajoutée C_m est supposé ne dépendre que de la porosité du milieu poreux. Il est donc constant. Les paramètres ajustables, n_w dans le cas d'une dissipation linéaire et α lorsque la dissipation est quadratique, sont également supposés indépendants de la fréquence. Ces trois paramètres ont été déterminés en ajustant les modèles théoriques sur les résultats expérimentaux des coefficients de réflexion et de transmission. Une méthode des moindres carrés a été utilisée afin d'obtenir chacun des coefficients. Le caractère oscillatoire du coefficient de réflexion est dû au phénomène d'interférence, lui-même dû à la longueur finie du milieu poreux. Il est lié à la longueur d'onde de la houle à l'intérieur du milieu poreux, qui dépend elle-même de la masse ajoutée (voir éq. 4.3). De plus, l'amplitude des oscillations dépend de l'atténuation à l'intérieur du milieu poreux. L'ordre de grandeur de l'atténuation est aussi observé grâce à l'amplitude de la houle transmise. L'ajustement entre les valeurs simulées et les résultats expérimentaux des coefficients de réflexion et de transmission permet la détermination des coefficients à diamètre de cylindres donné tels que n_w pour la dissipation linéaire et α lorsque la dissipation est quadratique. Les valeurs des paramètres obtenues sont listées dans le tableau (5.2).

Dans le cas d'une dissipation linéaire dans le modèle de propagation, les résultats représentent bien les données expérimentales pour des fréquences supérieures à 1 Hz. Le modèle théorique surestime les valeurs du coefficient de transmission pour les fréquences inférieures à 1 Hz, particulièrement dans le cas des plus grands diamètres et pour des fortes cambrures. Le taux de dissipation $k_{2,d} = k_2/n_w$ est proportionnel à $1/n_w$ et le coefficient n_w est plus ou moins proportionnel au diamètre des cylindre D selon le tableau 5.2.

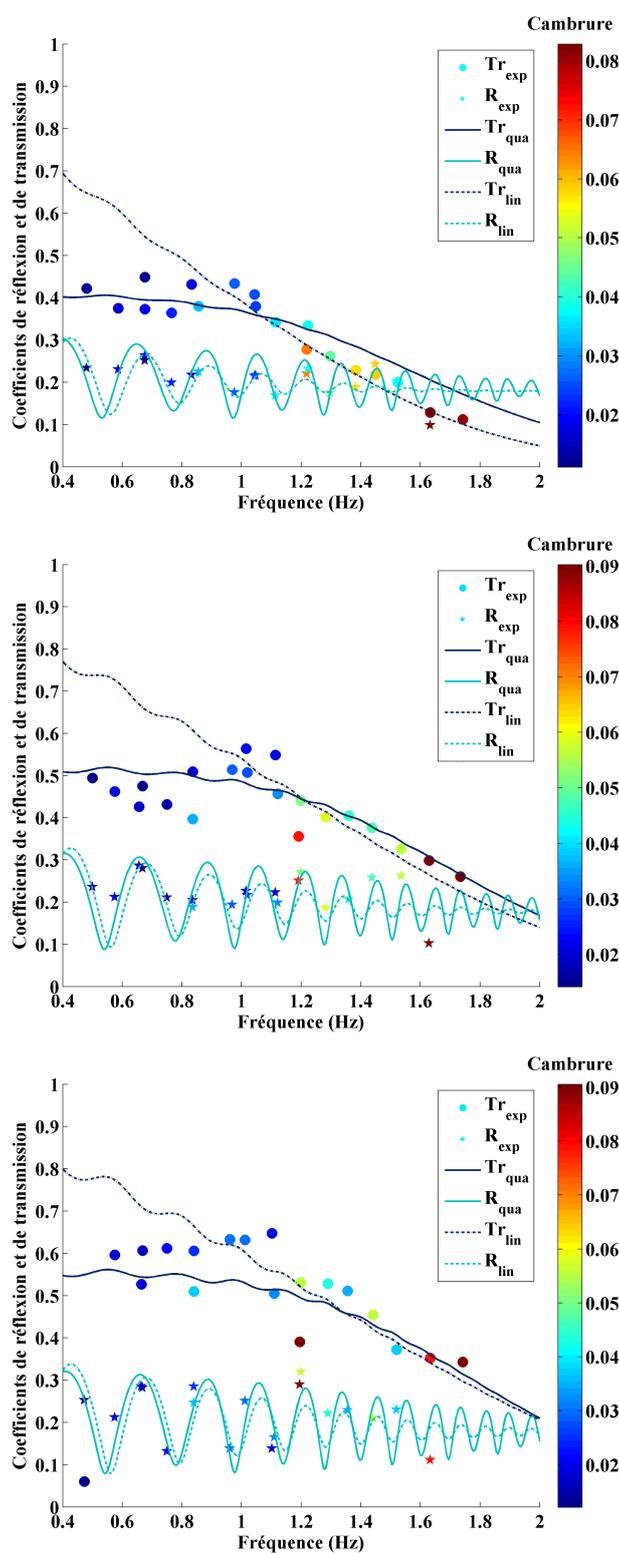


FIGURE 5.5 Coefficients de réflexion et de transmission pour $L_p = 2.40\text{ m}$, et trois diamètres $D = 0.020\text{ m}$ (haut), $D = 0.032\text{ m}$ (milieu) et $D = 0.050\text{ m}$ (bas). Expériences : (•) coefficient de transmission, (★) coefficient de réflexion; Théorie, modèle linéaire de dissipation : (—) coefficient de transmission, (---) coefficient de réflexion; Théorie, modèle quadratique : (- -) coefficient de transmission, (- -) coefficient de réflexion; Échelle de couleurs : cambrure de la houle

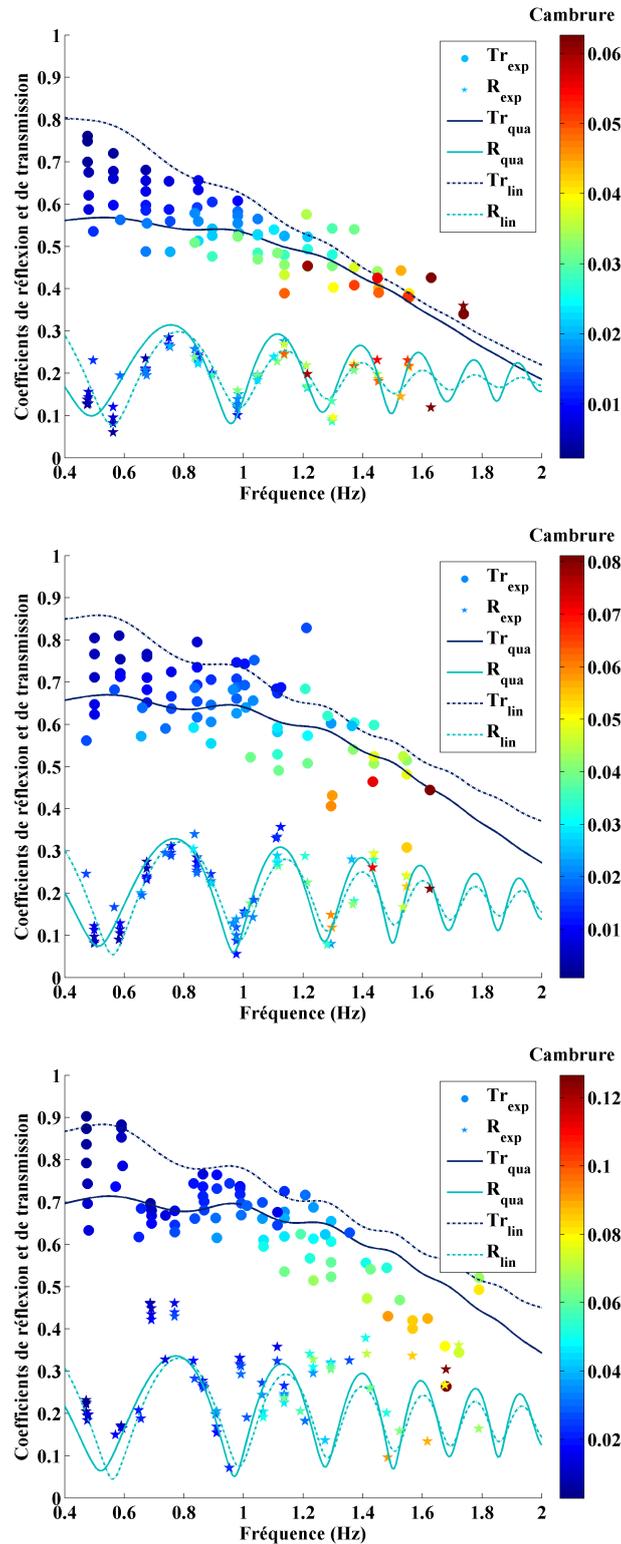


FIGURE 5.6 Coefficients de réflexion et de transmission pour $L_p = 1.20$ m, et trois diamètres $D = 0.020$ m (haut), $D = 0.032$ m (milieu) et $D = 0.050$ m (bas). Expériences : (•) coefficient de transmission, (★) coefficient de réflexion; Théorie, modèle linéaire de dissipation : (—) coefficient de transmission, (—) coefficient de réflexion; Théorie, modèle quadratique : (- -) coefficient de transmission, (- -) coefficient de réflexion; Échelle de couleurs : cambrure de la houle

TABLEAU 5.2 Résumé des paramètres n_w , α et C_m pour tous les cas de l'étude

Diamètres	Paramètres			
	n_w	$\frac{n_w}{D}$	α	C_m
0.020 m	13	650	4.75	0.29
0.032 m	20	625	2.20	0.29
0.050 m	25	500	1.29	0.29

La surface spécifique s étant proportionnelle à $1/D$ à porosité donnée γ , nous pouvons en conclure que pour des fréquences supérieures à 1 Hz, ou inférieures dans le cas particulier de faible cambrure (voir FIGURE 5.6), l'atténuation de la houle est inversement proportionnelle à la surface spécifique. Pour des fréquences inférieures à 1 Hz, les effets de la surface spécifique ne semblent plus être significatifs lorsque la cambrure augmente. A cambrure croissante pour une fréquence donnée, les effets inertiels sont de plus en plus importants comme le prouve l'influence de l'amplitude sur le coefficient de transmission.

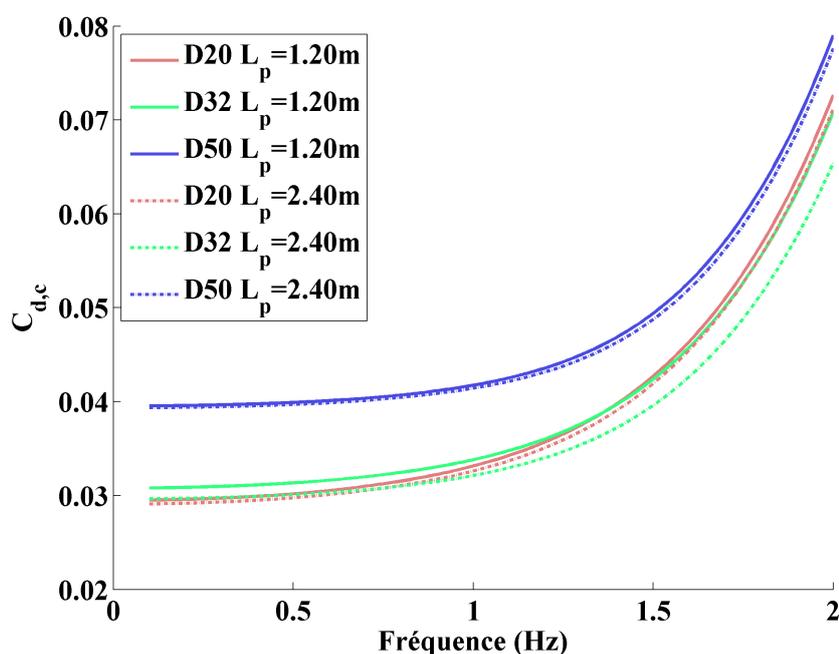


FIGURE 5.7 Coefficient de trainée sur un seul cylindre $C_{d,c}$ en fonction de la fréquence de la houle pour les trois diamètres ((—) : $D = 0.020$ m, $L_p = 1.20$ m ; (—) : $D = 0.032$ m, $L_p = 1.20$ m ; (—) : $D = 0.050$ m, $L_p = 1.20$ m ; (- -) : $D = 0.020$ m, $L_p = 2.40$ m ; (- -) : $D = 0.032$ m, $L_p = 2.40$ m ; ligne (- -) : $D = 0.050$ m, $L_p = 2.40$ m)

Le coefficient de transmission de la houle dépend de la fréquence (voir FIGURE 5.6), nous pouvons en conclure que des effets quadratiques sont impliqués dans le processus de dissipation d'énergie dû aux effets inertiels de même que dans le cas de l'écoulement permanent.

Le modèle à dissipation quadratique dépend d'un coefficient de trainée $C_{d,N}$. Ces coefficients de trainée sont obtenus à l'aide des séries d'expériences en calculant une vitesse induite par la houle basée sur l'amplitude moyenne de la houle sur toutes les expériences (supposée constante) et un nombre d'onde variable. Les coefficients de trainée sont présentés sur la FIGURE 5.7 pour les deux longueurs de milieu poreux considérées pendant l'étude. Les valeurs de ces coefficients sont comprises entre 0.03 et 0.08, croissantes avec la fréquence de la houle incidente et sont légèrement plus importantes pour les plus grands diamètres de cylindre. Les FIGURES 5.5 et 5.6 montrent que le modèle dont la dissipation est quadratique propose un meilleur ajustement sur les données expérimentales que le modèle à dissipation linéaire.

Finalement, l'influence de la surface spécifique est démontrée sur la dissipation d'énergie. Les résultats montrent cependant une influence significative de la cambrure de la houle sur le coefficient de transmission donc sur la dissipation, et ce particulièrement aux basses fréquences.

5.3.1.2 Influence de la cambrure de la houle

Les séries d'expériences concernant les milieux poreux de longueur $L_p = 1.20$ ont été réalisées pour différentes cambrures à fréquences données. Dans la plupart des cas, une cambrure croissante est liée à des valeurs décroissantes du coefficient de transmission (voir FIGURE 5.6 et FIGURE 5.8). Cette tendance est attribuée au taux croissant de l'atténuation non-linéaire avec l'amplitude de la houle. Le comportement moyen du coefficient de transmission donne une information sur la dissipation d'énergie à l'intérieur du milieu poreux.

Le modèle dont la dissipation est quadratique s'ajuste correctement aux résultats expérimentaux quelle que soit la fréquence de la houle. Concernant les ondes réfléchies, le caractère oscillant du coefficient de réflexion prédit par la théorie est présent quelle que soit la cambrure de la houle. Le résultat est cependant un peu moins satisfaisant pour les fréquences les plus élevées dans le cas du plus grand cylindre ($D = 0.050$ m), pour lequel l'approximation faite que la longueur de porosité (de l'ordre de D car la distance entre les cylindres est de l'ordre du diamètre du cylindre) est beaucoup plus petite que la longueur d'onde est moins vérifiée. Il est, généralement, observé que les valeurs de la réflexion à fréquence donnée augmente avec l'amplitude de la houle si il est inférieur à $R = 0.2$ à petite cambrure, et décroît avec l'amplitude s'il est supérieur à cette valeur. Cette dernière valeur correspond à l'absence du processus

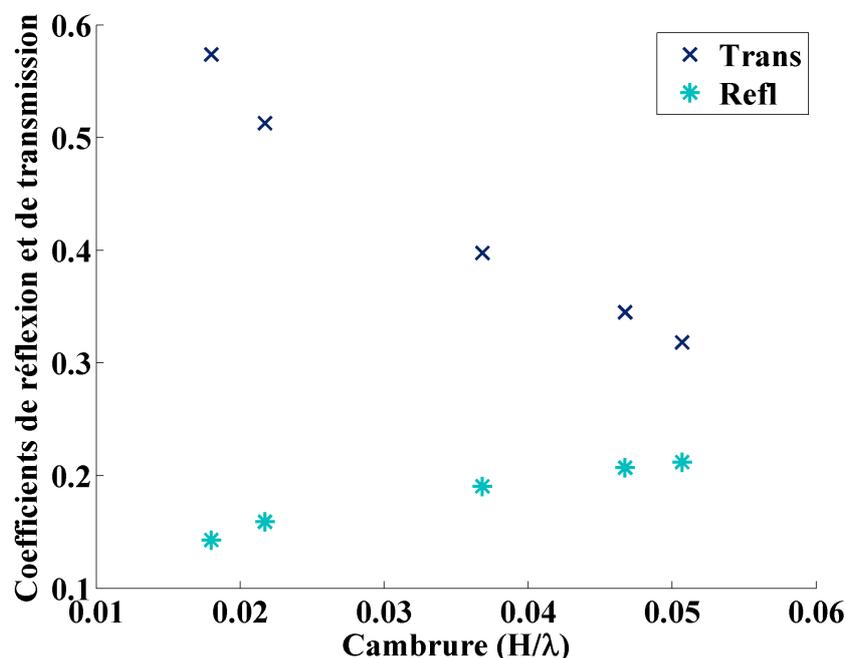


FIGURE 5.8 Coefficients de réflexion et de transmission pour $D = 0.032$ m, $L_p = 1.20$ m et $f = 0.8$ Hz en fonction de la cambrure de la houle

d'interférences. Une atténuation de la houle de plus en plus importante à l'intérieur du milieu poreux correspond alors à un changement lent de l'onde réfléchie vers cette valeur limite du coefficient de réflexion. Notons aussi que la longueur croissante du milieu poreux influence de la même façon les valeurs du coefficient de réflexion, qui diminue pour $L_p = 2.40$ m comme observé sur la FIGURE 5.5 pour $L_p = 2.40$ m.

L'influence de la cambrure de la houle sur la dissipation implique un changement de régime qui justifie alors la forme de la dissipation utilisée dans les modèles. Pour des faibles cambrures, l'hypothèse de linéarité est respectée, les effets visqueux sont prépondérants et une dissipation linéaire est bien adaptée. Lorsque la cambrure est plus élevée les effets inertiels, pris en compte pour une dissipation quadratique, deviennent prépondérants. Dans la présente étude, le régime d'écoulement n'est pas suffisamment lent pour négliger les effets inertiels comme nous l'avons observé pour l'écoulement permanent impliquant ces effets de cambrure en fait dus aux effets du nombre de Keulegan-Carpenter dans l'écoulement. Une étude des effets d'échelle a été menée pour mieux appréhender les phénomènes.

5.3.1.3 Cinématique dans le milieu poreux

Dans le but de compléter les travaux en 2D de la propagation de la houle à travers un milieu poreux, il était nécessaire d'étudier la cinématique de l'écoulement à l'intérieur et aux interfaces de la structure poreuse. Le niveau de surface libre et l'amplitude de la vitesse horizontale ont ainsi été mesurées et modélisées. Ces données permettent ainsi de vérifier les conditions de continuités prises en compte dans les modèles analytiques.

Les FIGURES 5.9 à 5.11 présentent les résultats de l'élévation de la surface libre (en bleu) et l'amplitude de la vitesse horizontale (en rouge) le long du canal soit selon l'axe de propagation de la houle Ox pour trois conditions de houle, $T = 1.2$ s, 1.5s et 2 s. La cambrure de la houle pour chacune des conditions de houle et des configurations considérées est conservée et est de l'ordre de 0.01. Les données expérimentales, représentés par des symboles, sont ainsi comparés aux prévisions des modèles analytiques représentées par des courbes continues pour la dissipation linéaire et en pointillées lorsque la dissipation est quadratique. Le cadre noir représente l'emplacement du milieu poreux.

Dans leur globalité, les résultats de l'élévation de surface libre obtenus pour les trois diamètres montrent une allure oscillante en amont de la structure due au fait que la surface libre en amont est issue de la somme d'une onde incidente et d'une onde réfléchiée par le milieu. Le nombre de ces oscillations varie logiquement avec la fréquence de la houle incidente alors que l'amplitude de ces oscillations semble varier avec le diamètre des cylindres à période donnée.

A l'intérieur des milieux poreux, la surface libre oscille plus rapidement que pour la houle incidente. De plus, l'amplitude tend à décroître le long du milieu poreux, ce qui s'explique par la dissipation induite par la structure.

Enfin, en aval du réseau de cylindres l'onde est progressive impliquant que l'amplitude de la surface libre reste constante.

En ce qui concerne l'amplitude de la vitesse horizontale en amont des milieux poreux, nous pouvons observer qu'elle oscille en fonction de la fréquence de la houle incidente mais en s'opposant à l'élévation de surface libre, à cause du caractère partiellement stationnaire de l'onde.

A l'intérieur des milieux poreux, nous observons de nouveau une oscillation de la vitesse horizontale qui s'oppose au motif de la surface libre pour les trois diamètres. De plus, elle diminue le long du milieu poreux du fait de la dissipation. Cette dissipation est plus importante

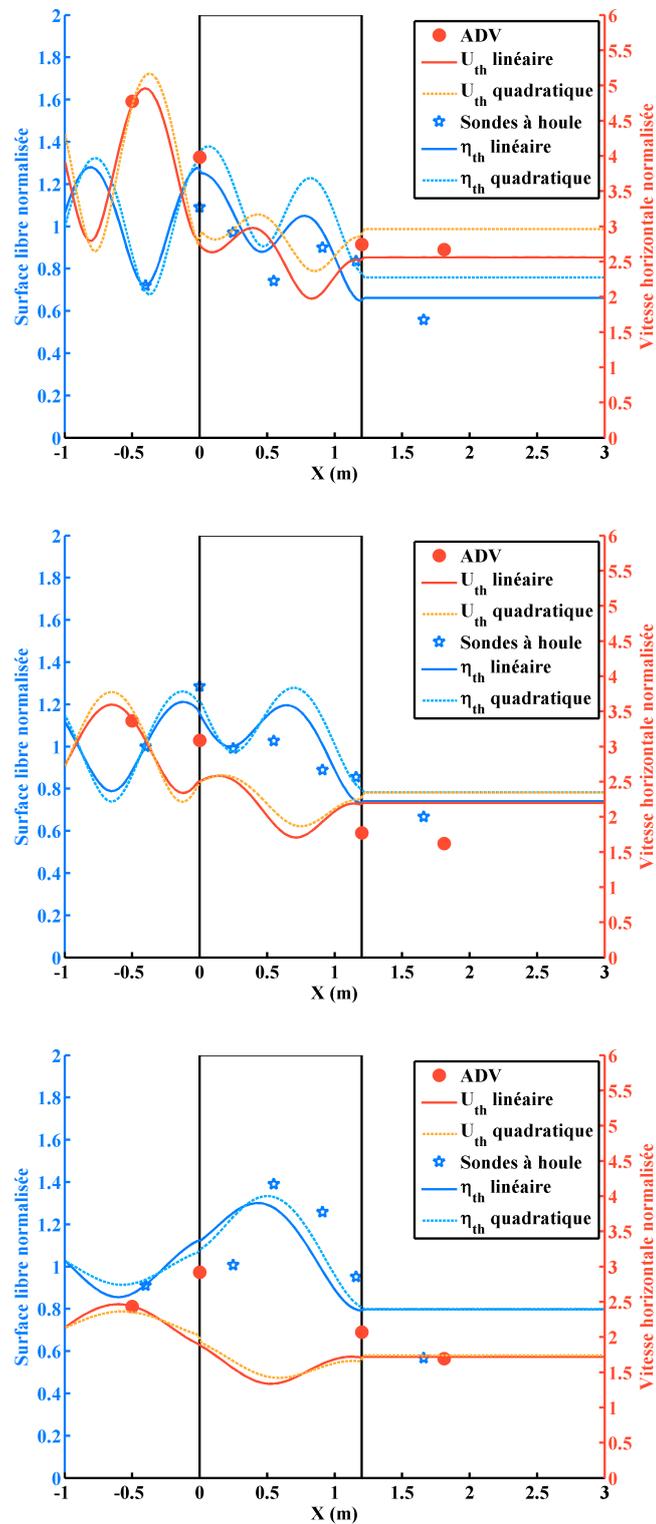


FIGURE 5.9 Élévation de surface libre (en bleu) et amplitude de la vitesse horizontale (en rouge) le long du canal pour $D = 0.020$ m et respectivement $T = 1.2$ s (haut), $T = 1.5$ s (milieu) et $T = 2$ s (bas)

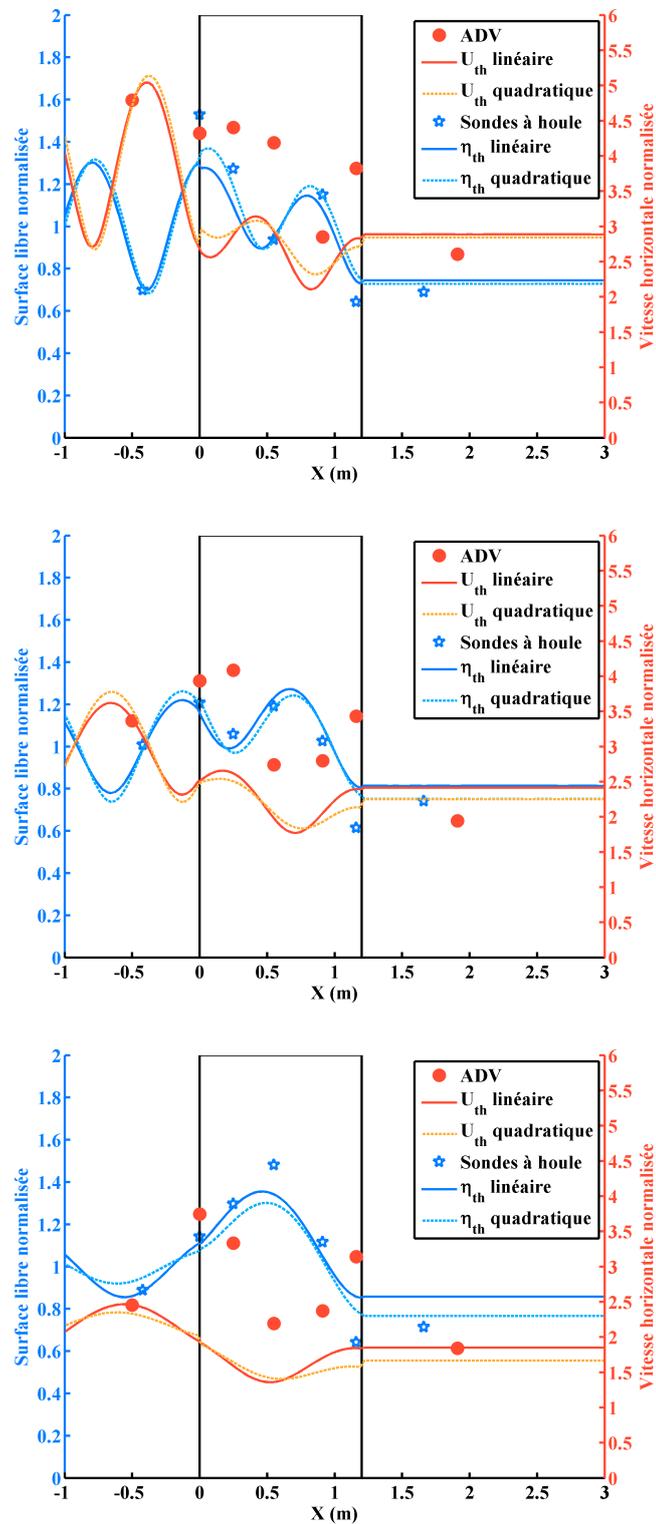


FIGURE 5.10 Élévation de surface libre (en bleu) et amplitude de la vitesse horizontale (en rouge) le long du canal pour $D = 0.032$ m et respectivement $T = 1.2$ s (haut), $T = 1.5$ s (milieu) et $T = 2$ s (bas)

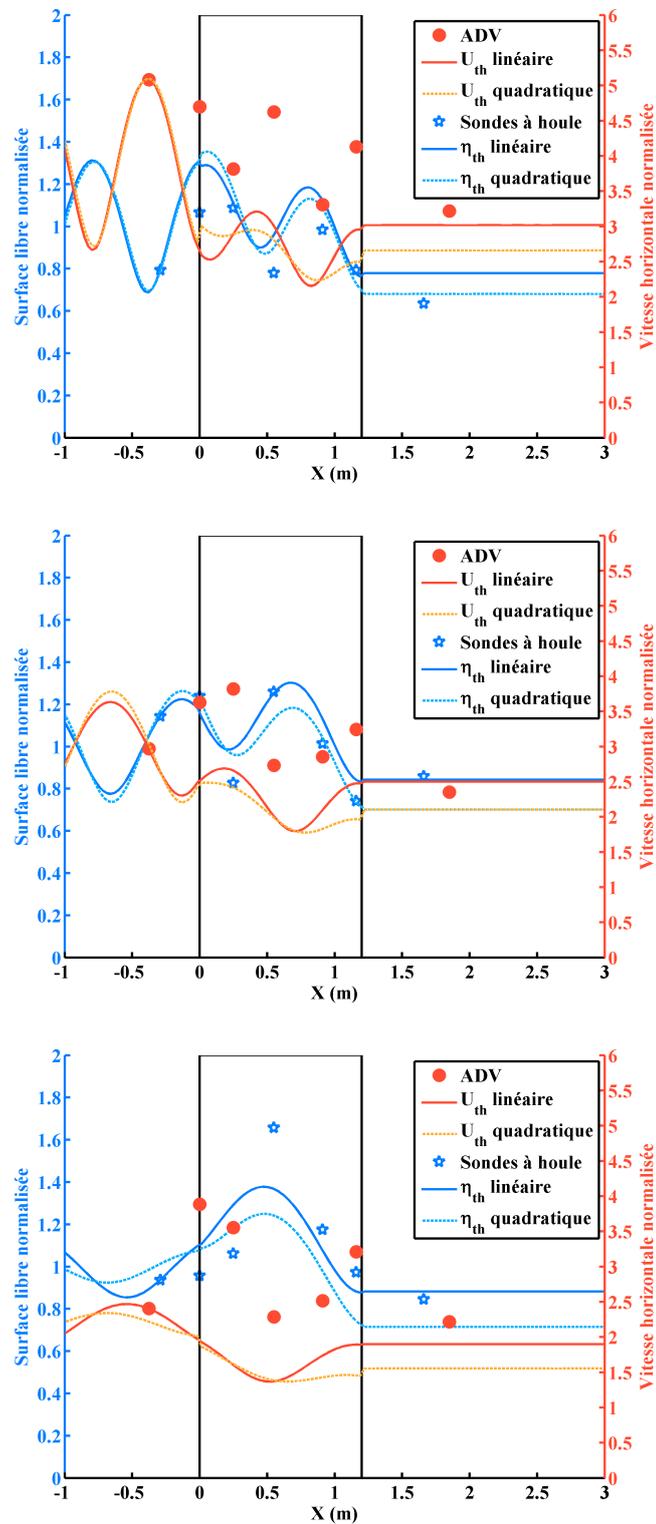


FIGURE 5.11 Élévation de surface libre (en bleu) et amplitude de la vitesse horizontale (en rouge) le long du canal pour $D = 0.050$ m et respectivement $T = 1.2$ s (haut), $T = 1.5$ s (milieu) et $T = 2$ s (bas)

pour une surface spécifique plus importante, c'est-à-dire pour le plus petit diamètre des cylindres. La décroissance de la vitesse horizontale est donc plus grande pour ce milieu poreux.

En aval l'onde étant progressive, l'amplitude de la vitesse horizontale est constante de même que l'élévation de surface libre.

En ce qui concerne la comparaison avec les modèles théoriques, la paramétrisation est exactement la même que pour la série d'expériences concernant les calculs des coefficients de réflexion et de transmission soit $C_m = 0.29$ pour les trois diamètres, $n_w = 13, 20$ et 25 respectivement pour $D = 0.020, 0.032$ et 0.050 m dans le cas de la dissipation linéaire et $\alpha = 4.75, 2.20$ et 1.29 pour la dissipation quadratique.

Dans l'ensemble, les deux modèles présentent des résultats très voisins.

Il est important de noter que la normalisation s'obtient en considérant que la valeur expérimentale en amont du milieu poreux est égale à la valeur théorique à la position correspondante. Les autres mesures sont ainsi obtenues par déduction en tenant compte du rapport calculé entre les amplitudes calculée et mesurée de la surface libre incidente. Les prévisions sont en bon accord avec les données expérimentales particulièrement pour le diamètre intermédiaire $D = 0.032$ m où les deux courbes des deux modèles sont aussi les plus proches pour les trois fréquences considérées.

La normalisation de l'amplitude de la vitesse horizontale est réalisée sur le même principe que celle de l'élévation de surface libre, en considérant que le résultat théorique est correct, la valeur expérimentale en amont est ajustée sur la valeur théorique et le rapport obtenu est utilisé pour ajuster les autres valeurs expérimentales.

Nous observons ainsi que les modèles semblent représenter correctement l'allure des courbes de la vitesse horizontale obtenue à l'intérieur des milieux poreux mais les valeurs sont sous-estimées. Cet effet peut s'expliquer par le fait que les modèles calculent une vitesse horizontale moyenne sur la base de la conservation du flux de quantité de mouvement alors que la vitesse mesurée est la vitesse instantanée à différent points des milieux poreux. Cependant la vitesse obtenue en aval semble bien se recalculer sur les données expérimentales.

Les FIGURES 5.12 à 5.14 représentent les profils verticaux de l'amplitude de la vitesse horizontale pour chacune des positions des courantomètres le long du canal à houle, et plus précisément en amont, aux interfaces, à l'intérieur ainsi qu'en aval des milieux poreux. A noter que pour le plus petit diamètre, les ADV n'ont pas pu être déployés entre les cylindres sans modifier l'écoulement ou pour avoir une mesure cohérente du fait d'une trop grande proximité

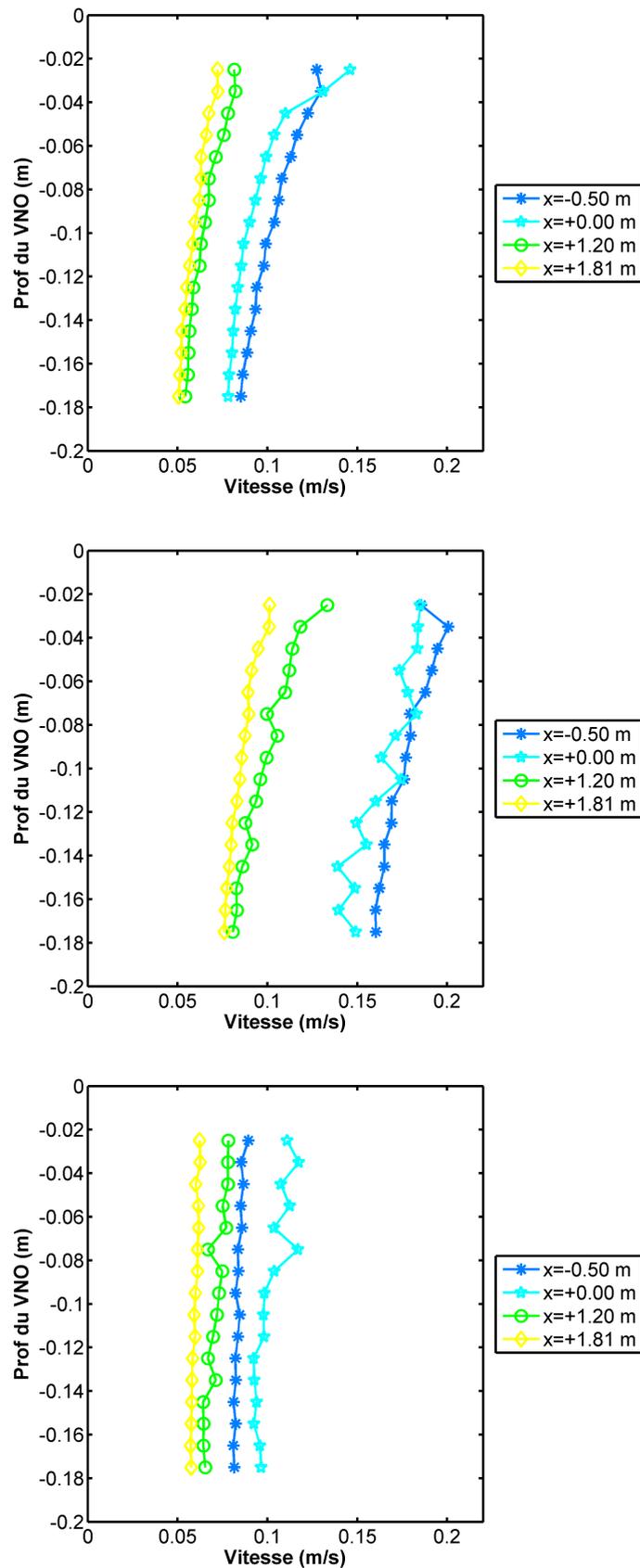


FIGURE 5.12 Profils verticaux de l'amplitude de la vitesse horizontale pour $D = 0.020$ m et respectivement $T = 1.2$ s (haut), $T = 1.5$ s (milieu) et $T = 2$ s (bas)

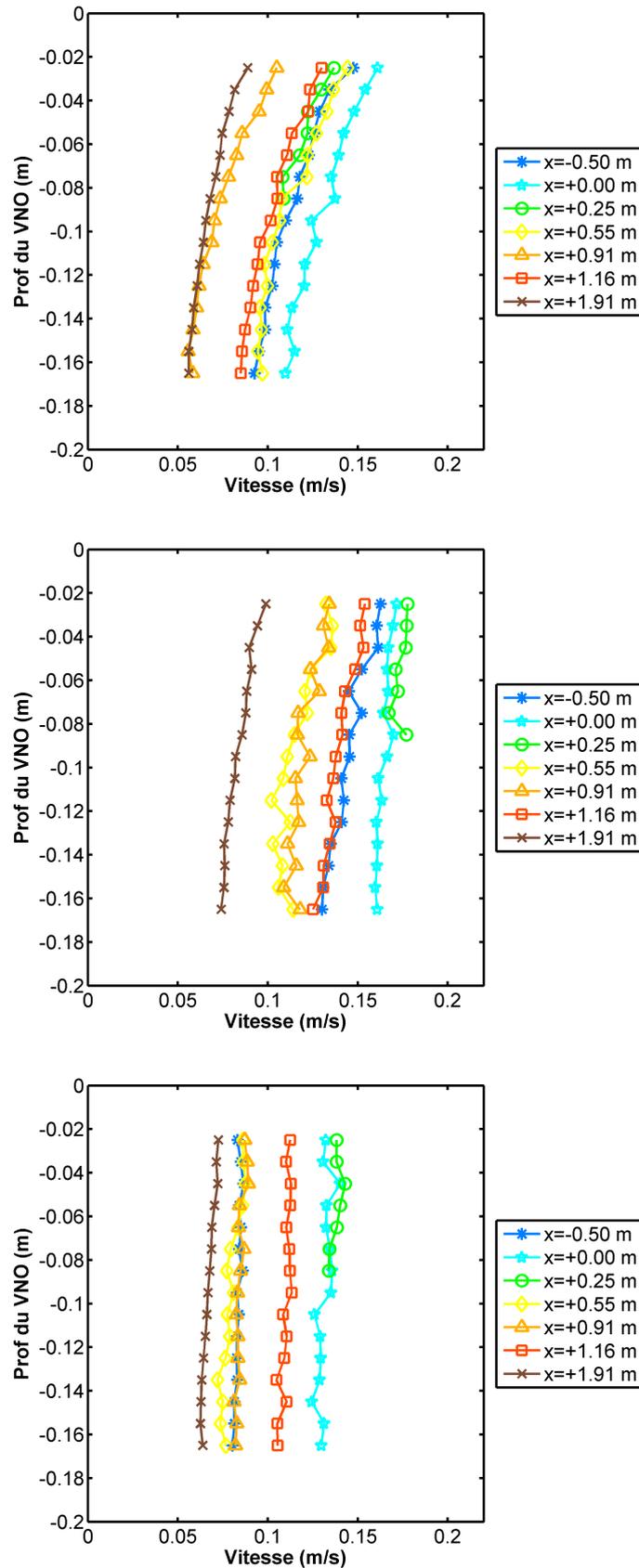


FIGURE 5.13 Profils verticaux de l'amplitude de la vitesse horizontale pour $D = 0.032$ m et respectivement $T = 1.2$ s (haut), $T = 1.5$ s (milieu) et $T = 2$ s (bas)

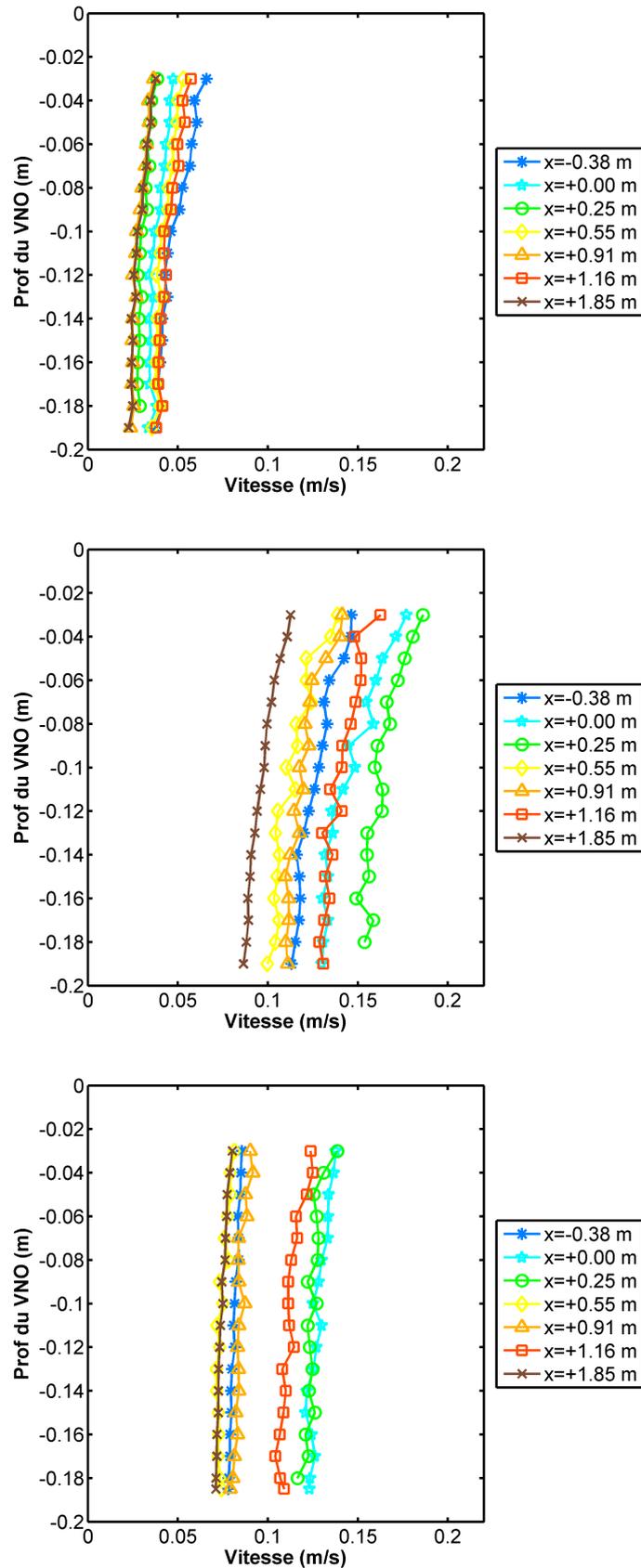


FIGURE 5.14 Profils verticaux de l'amplitude de la vitesse horizontale pour $D = 0.050$ m et respectivement $T = 1.2$ s (haut), $T = 1.5$ s (milieu) et $T = 2$ s (bas)

des cylindres dans le réseau.

L'amplitude de la vitesse horizontale dans cette étude est comprise entre 0.025 et 0.2 m/s sur l'ensemble des conditions de houle et configurations considérées.

Nous pouvons observer que la vitesse horizontale est plus ou moins cisailée en fonction de la position de l'ADV le long du canal et du milieu poreux. En effet, à l'intérieur des milieux poreux la vitesse horizontale est plus importante à la surface, particulièrement pour les plus hautes fréquences de houle incidente. A contrario, la vitesse est quasi-constante sur la verticale et moins importante en aval de la structure pour la plus basse fréquence de l'étude (approximation eau peu profonde vérifiée). Dans le cas de la plus haute fréquence et $D = 0.020$ m (FIGURE 5.12 (haut)) la variation de la vitesse horizontale sur la profondeur mesurée à l'entrée du milieu poreux est la plus grande variation, de l'ordre de 0.05 m/s pour 0.1 m/s soit environ 50%.

De plus à fréquence donnée, la vitesse horizontale varie davantage en fonction de la profondeur pour une plus grande surface spécifique.

5.3.2 Effets d'échelle

Le facteur d'échelle peut avoir une importance significative dans la conception de structures en génie côtier. Cependant, contrairement à la valeur de la porosité, l'influence de la surface spécifique, qui dépend des dimensions des matériaux du milieu poreux modèle, est rarement prise en compte dans les études à échelle réduite. La présente étude expérimentale considère une géométrie similaire, pour chacun des modèles la porosité est donc conservée, contrairement à la surface spécifique. La longueur du milieu poreux ainsi que la hauteur d'eau varient proportionnellement selon un facteur d'échelle. Les longueurs des milieux poreux L_p sont respectivement 0.72, 1.15 et 1.80 et la hauteur d'eau h prend respectivement les valeurs suivantes 0.14, 0.23 et 0.36 m en fonction du diamètre croissant des cylindres. De même que dans la première série d'expérience, les surfaces spécifiques sont respectivement 52, 33 et 22 m^{-1} pour $D = 0.020$, 0.032 et 0.050 m. Les coefficients de réflexion et de transmission de la houle par chacune des structures sont alors mesurés et analysés en fonction du paramètre sans dimension kh . La gamme de fréquence étudiée est comprise la même que pour la série d'expériences précédente (0.4 - 1.8 Hz) et la cambrure de la houle varie en fonction de la fréquence.

Les coefficients de réflexion et de transmission en fonction de la fréquence adimensionnée (en terme de nombre d'onde adimensionné kh) sont présentés sur les FIGURES 5.15 et 5.16. Les coefficients de réflexion représentés sur la FIGURE 5.15 montrent un caractère oscillant quasi-similaire pour les trois milieux poreux. En effet, le processus d'interférences semble

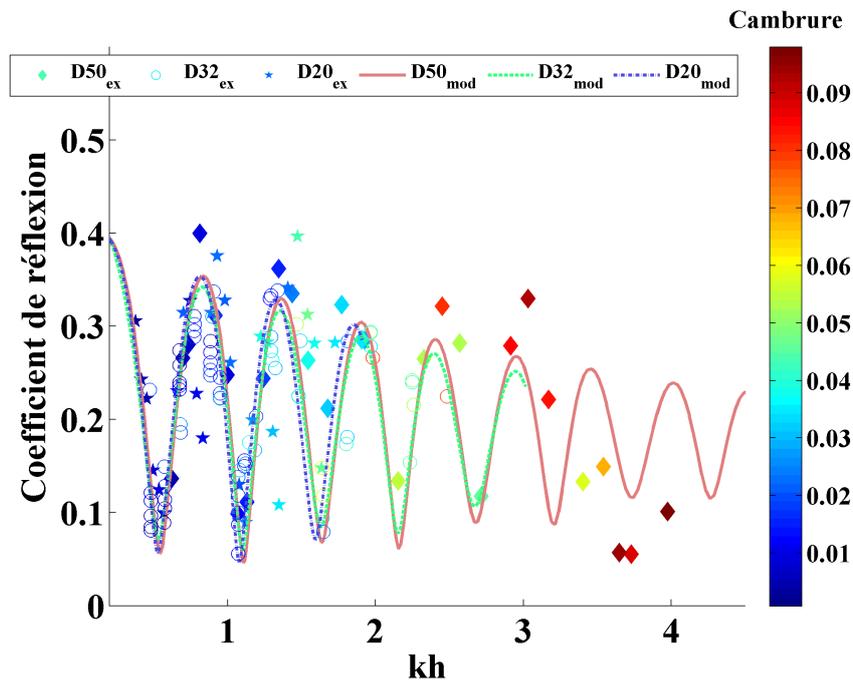


FIGURE 5.15 Coefficients de réflexion en fonction de la fréquence adimensionnée kh pour $D = 0.020$ m (étoiles), $D = 0.032$ m (cercles) et $D = 0.050$ m (losanges).

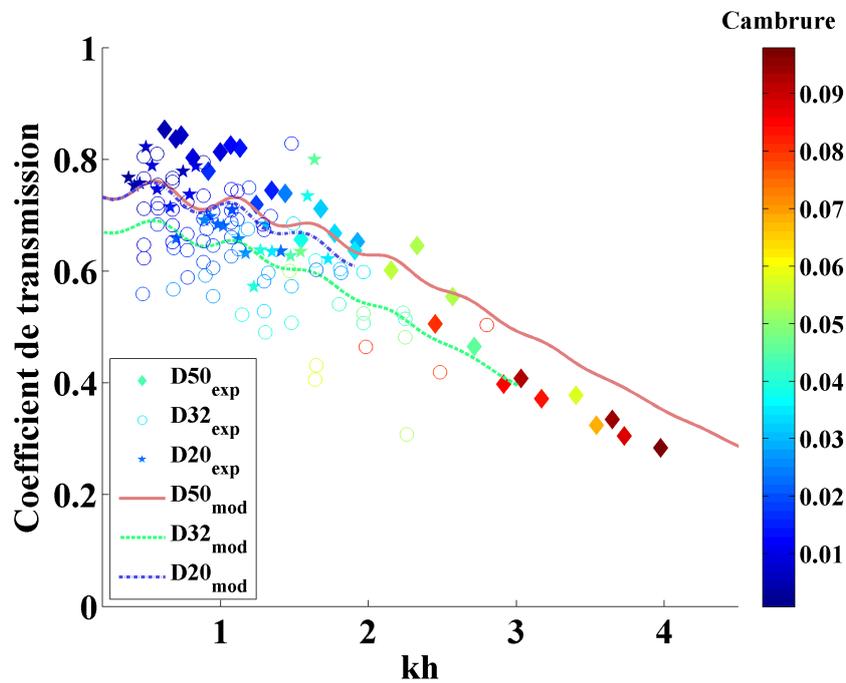


FIGURE 5.16 Coefficients de transmission en fonction de la fréquence adimensionnée kh pour $D = 0.020$ m (étoiles), $D = 0.032$ m (cercles) et $D = 0.050$ m (losanges).

agir de la même façon pour les trois diamètres. Le nombre d'oscillations du coefficient de réflexion en fonction de kh ainsi que la gamme des amplitudes (comprise entre 0.1 et 0.4) de ces oscillations sont très proches pour les trois cas considérés.

Le coefficient de transmission, présenté sur la FIGURE 5.16 décroît lorsque kh augmente et varie entre 0.3 et 0.5 pour $D = 0.050$ m qui est le cas qui couvre le plus de valeurs de kh . Dans l'ensemble les valeurs du coefficient de transmission sont proches sur la gamme commune des kh pour les trois diamètres. Pour $D = 0.032$ m, nous pouvons aussi lire l'information sur la cambrure de la houle. Or nous avons vu précédemment (sous-sec. 5.3.1.2), l'influence non-négligeable de la cambrure de la houle sur la dissipation. Cette remarque est donc de nouveau valable ici et nous observons alors qu'à kh donné, pour $kh < 2$ et à cambrure équivalente, le coefficient de transmission est similaire.

Ces résultats expérimentaux sont alors comparés aux résultats du modèle théorique dont la dissipation quadratique est calibrée sur la première série de mesures (sous-sec. 5.3.1.1). Nous observons que les extrema et l'amplitude du coefficient de réflexion des données expérimentales correspondent bien aux résultats théoriques même si quelques différences sont observables pour le plus petit diamètre de cylindres $D = 0.020$ m à certaines fréquences (soit quand kh vaut environ 0.7 et 1.2). Les courbes théoriques du coefficient de transmission suivent la tendance des données expérimentales avec une légère sous-estimation de la pente pour $D = 0.050$ m impliquant une surestimation de la dissipation quand $kh < 2$ et au contraire une sous-estimation pour $kh > 2$.

Le tableau 5.3 résume alors les paramètres de calibration du modèle pour cette étude.

TABLEAU 5.3 Résumé des paramètres α et C_m pour l'étude des cas de similitude

Diamètres \ Paramètres	α	C_m
0.020 m	1.75	
0.032 m	2.20	0.29
0.050 m	1.04	

Gu and Wang (1991) sont les premiers à avoir proposé un diagramme qui détaille les principaux processus induits dans l'écoulement en fonction des nombres de Reynolds et de Keulegan-Carpenter, respectivement définis par $Re = \frac{U_0 D}{\nu}$ où U_0 est la vitesse moyenne en surface en amont du milieu poreux et $K_c = \frac{U_0 T}{D}$ avec T la période de la houle.

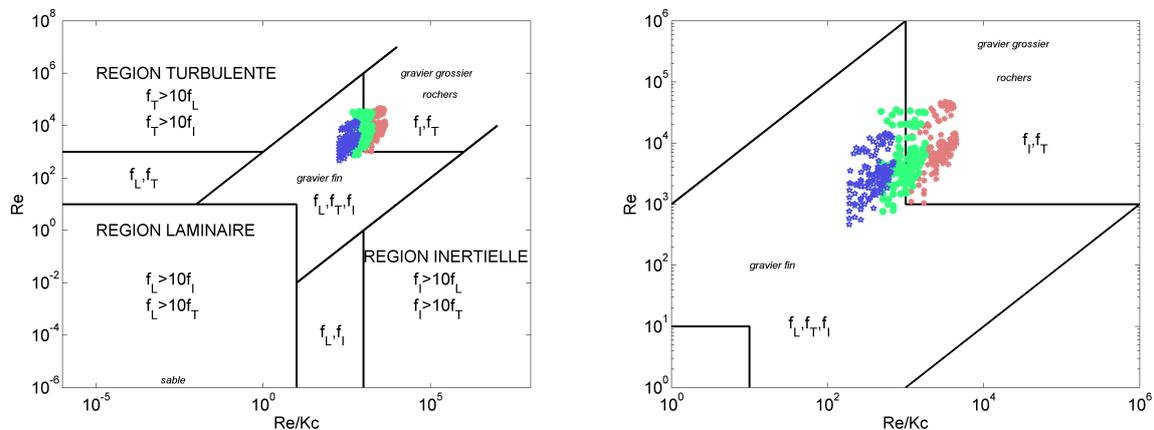


FIGURE 5.17 Les forces de résistances (Gu and Wang (1991) cité par Pérez-Romero et al. (2009)) en amont du milieu poreux (gauche). Zoom de la zone d'intérêt du diagramme (droite). Croix bleues : $D = 0.020$ m ; triangles verts : $D = 0.032$ m et cercles rouges : $D = 0.050$ m. f_l , f_i and f_n sont les respectivement les forces laminaire, inertielle et turbulente.

Le diagramme présente une description des principaux régimes d'écoulements impliqués (laminaire, inertiel ou turbulent) en fonction du nombre de Reynolds et du rapport $\frac{Re}{Kc}$. Les points d'expériences de notre présente étude pour les trois milieux poreux considérés sont présentés selon ce diagramme sur la FIGURE 5.17. Le régime d'écoulement varie légèrement d'un diamètre à l'autre. En effet, pour le plus petit diamètre, les trois forces (laminaire, inertielle et turbulente) ont la même importance tandis que pour le diamètre le plus important les forces inertielle et turbulente tendent à dominer. Le rapport $\frac{Re}{Kc} = \frac{D^2}{\nu T}$ est proportionnel au carré du diamètre des cylindres et donc au carré de la surface spécifique s . Cette dernière remarque est clairement apparente sur la FIGURE 5.17, puisque les zones correspondant aux expériences à diamètre donné dépendent du rapport $\frac{Re}{Kc}$ et du nombre de Reynolds. Dans le présent cas d'étude, puisque la distance entre deux cylindres est de l'ordre du diamètre de cylindre D , Re est proportionnel au nombre de cylindres par unité de longueur de milieu poreux n à porosité fixé γ . De plus, le nombre de Reynolds dépend de la cambrure à fréquence donnée via la vitesse U_0 quel que soit le diamètre des cylindres. Une échelle correctement adaptée permettrait de conserver les propriétés de l'écoulement quelles que soient les valeurs prises par le nombre de Reynolds.

5.4 Écoulements instationnaires : houle régulière cas 3D

Les études précédentes en 2D ont permis la caractérisation des phénomènes de réflexion et de dissipation de la houle par un milieu poreux. La plupart des études concernant la propagation de la houle à travers un réseau de cylindres traitent de la dissipation d'énergie de la houle incidente. En effet, lorsque le diamètre des cylindres est petit par rapport à la longueur d'onde de l'onde, la diffraction de l'onde est limitée selon la théorie des petits corps (Molin, 2002). L'onde n'est pas diffracté par un cylindre seul dont le diamètre est petit par rapport à la longueur d'onde de l'onde. Cependant lorsque le réseau de cylindres est dense, la structure poreuse qu'ils composent implique une diffraction significative.

Les premiers résultats théoriques concernant les interactions de houles linéaires avec un groupe de cylindres verticaux émergents ont été obtenus par Spring and Monkmeyer (1974). Dans leur étude, ils font l'hypothèse que les effets inertiels sont prédominants sur les effets de trainée. Ils trouvent un coefficient de masse ajoutée dépendant du nombre ainsi que de la configuration des cylindres. Spring and Monkmeyer (1974) obtiennent analytiquement les solutions exactes générales des potentiels des vitesses s'appliquant sur chacun des cylindres en considérant le champ total diffracté. Ils utilisent une résolution matricielle dont la taille de la matrice augmente avec le nombre des cylindres ce qui implique une limite en termes de calcul numérique lorsque que le groupe de cylindres est trop important. Pour pallier à cette limite, plusieurs auteurs ont simplifié les expressions générales des potentiels des vitesses d'une part en considérant que les ondes diffusées divergentes pouvaient être considérées comme des ondes planes pour les cylindres avoisinant le premier (Mclver and Evans, 1984). D'autre part, Linton and Evans (1990) ont simplifié les expressions obtenues par Spring and Monkmeyer (1974) en ne prenant pas en compte la profondeur d'eau. En effet les cylindres étant présents sur toute la hauteur d'eau, ils choisissent de ne pas considérer la hauteur d'eau et de négliger les modes évanescents. Ces deux approximations permettent des calculs numériques plus efficaces mais la méthode de Mclver and Evans (1984) impose que les cylindres soient suffisamment espacés entre eux et l'approche de Linton and Evans (1990) néglige les effets dans la direction verticale et réduit le problème en deux dimensions.

Une autre approche, proposée par Kagemoto and Yue (1986), consiste à réaliser une résolution analytique en trois dimensions de la diffraction de la houle par une structure composée d'éléments séparés. Leur approche permet de calculer la diffraction par chacun des éléments considérés mais nécessite de connaître l'expression du potentiel des vitesses pour chacun des objets. En parallèle, Yu (1995) s'intéresse aux interactions entre la houle et un milieu poreux de faible épaisseur. L'étude est basée sur le fait que les problèmes de diffraction de la houle

sont pour la plupart liés aux géométries complexes des structures poreuses ainsi qu'aux autres processus de transformation de la houle telle que la réfraction par effets bathymétriques. Dans ces travaux, la théorie linéaire est utilisée avec l'utilisation de nouvelles conditions limites pour le milieu poreux basé sur la théorie de la couche limite résolue en deux dimensions aux interfaces de la structure poreuse. Les résultats démontrent ainsi que négliger les effets inertiels implique une sous-estimation des effets réellement observés pour un brise-lame poreux.

L'approche présentée dans les présents travaux considère le réseau de cylindres comme un milieu poreux homogène à l'échelle de l'onde. Des expressions générales des potentiels des vitesses pour chacun des milieux finis ou semi-infinis constituant le milieu de propagation de l'onde sont ainsi définies. La solution au problème est obtenue en résolvant sous forme intégrale les conditions de continuités de vitesse et de pression aux frontières verticales entre les domaines.

L'intérêt de la présente étude 3D porte sur les effets tridimensionnels de structures poreuses sur la propagation de houles. Contrairement aux brises-lames détachés faiblement poreux, les présentes structures permettent à la houle de se propager à l'intérieur du milieu poreux, et implicitement des processus d'interférences, dans la direction de propagation de la houle, mais également dans la direction transverse.

5.4.1 Champs d'amplitude de la houle

Les résultats de cette étude portent particulièrement sur des mesures de l'amplitude de la houle tout autour du milieu poreux afin d'observer les effets de réflexion, de réfraction-diffraction et de dissipation. Seul le milieu constitué de cylindres de diamètre $D = 0.032$ m est considéré.

Dans cette étude, nous avons étudié trois conditions de houle $f = 1, 1.5$ et 1.8 Hz dont les longueurs d'onde respectives sont $\lambda = 1.28, 0.68$ et 0.48 m à l'extérieur du milieu poreux ($\omega^2 = gk \tanh kh$). À l'intérieur du milieu poreux la longueur d'onde diminue ($\omega^2 S_r = gk \tanh kh$) et prend respectivement les valeurs suivantes $\lambda_p = 1.18, 0.61$ et 0.43 m pour les valeurs croissantes de la fréquence.

Des cartographies en 2D pour chacune des conditions de houle considérées sont présentées sur les FIGURES 5.18 à 5.20. L'échelle de couleur représente l'amplitude normalisée par rapport à la sonde de référence placée 1.40 m en amont du milieu poreux. Ce dernier est matérialisé par un rectangle blanc sur les figures. Les résultats expérimentaux sont comparés aux résultats théoriques, pour lesquels les parois latérales du milieu poreux sont supposées imperméables. En effet, la longueur de la structure étant petite par rapport à la longueur d'onde de l'onde,

les flux à travers les parois latérales sont négligés. Cette dernière hypothèse sera discutée dans la section 5.4.3. Le modèle a été paramétré d'une part à l'aide du taux d'atténuation n_w obtenu avec les résultats des expériences en 2D, d'autre part via le nombre total de modes. Le taux d'atténuation est choisi identique au cas 2D pour ce même milieu poreux $n_w = 20$ et le nombre total de modes $n = 10$ (NB : le nombre de modes propagatifs dépend de la fréquence à conditions géométriques données), nombre pour lequel le champ d'amplitude de la houle ne varie plus.

Pour information complémentaire les résultats sont aussi comparés aux figures obtenues théoriquement dans le cas d'une structure complètement imperméable.

La FIGURE 5.21 représente les résultats d'une coupe proche de l'axe du bassin en $Y = 0$. Les résultats expérimentaux sont comparés au modèle théorique 3D dans le cas du milieu poreux, d'un rectangle imperméable et au modèle théorique 2D qui ne prend pas en compte les effets de réflexion-diffraction dus à la largeur finie de la structure poreuse.

Pour une fréquence $f = 1$ Hz, nous observons sur la FIGURE 5.18 (haut) une succession de minima et de maxima de l'amplitude de la houle en amont de la structure due à la réflexion partielle de la structure. En aval de la structure l'amplitude est très faible est présente de nouveau une succession de minima et de maxima. Le motif permet aussi de visualiser le phénomène de réflexion-diffraction. En effet, la direction de la houle varie sur la largeur du bassin, se propage plus vite sur les bords de la structure et forme ainsi une onde cylindrique. L'énergie de la houle est diffusée en aval de la structure et l'amplitude semble alors plus désordonnée qu'en amont. En amont de la structure, des pics d'amplitude sont observés proches des parois latérales du bassin pouvant être dus à des réflexions transverses sur ces parois.

La FIGURE 5.18 (milieu), présente les résultats théoriques pour $f = 1$ Hz. Le nombre de modes propagatifs est $n_p = 3$ (voir éq. (4.55)). On observe un motif similaire à la figure précédente ce qui montre la bonne concordance entre le modèle analytique et les résultats expérimentaux. Le caractère oscillant de l'amplitude en amont de la structure est bien observé de même que le motif lié au phénomène de réflexion-diffraction. En aval de la structure, la transmission est caractérisée correctement avec une amplitude très faible juste en aval du milieu poreux de même que la diffusion des diagonales.

Concernant la cartographie dans le cas d'une structure rectangulaire imperméable (FIGURE 5.18 (bas)), la réflexion par la structure est nettement plus forte et inversement la transmission est quasi-inexistante en aval de la structure.

Pour la deuxième condition de houle considérée, $f = 1.5$ Hz, les résultats expérimentaux (FIGURE 5.19 (haut)) permettent à nouveau d'observer un motif oscillant de l'amplitude de la

houle en amont du milieu poreux avec une réflexion plus forte juste en amont de la structure. Les oscillations sont plus nombreuses à cause d'une fréquence de houle plus importante que dans le cas précédent.

La FIGURE 5.19 (milieu) montre un résultat théorique raisonnablement similaire aux données expérimentales. Le nombre de mode propagatifs est $n_p = 4$ (voir éq. (4.55)). Les motifs en losanges sont bien représentés de même que l'augmentation de l'amplitude de la houle dans l'axe du bassin en aval de la structure. Seules les amplitudes sur les zones entre les parois latérales du milieu poreux et les murs du bassin semblent sous-estimées par le modèle. De plus, nous pouvons mettre en évidence une résonance de l'onde avec la largeur du milieu poreux, la largeur étant égale au double de la longueur d'onde de l'onde. Cette résonance liée à la largeur de la structure s'additionne à la résonance due à la largeur du bassin.

Dans le cas où une structure imperméable serait considéré (fig 5.19 (bas)), la réflexion par la structure est beaucoup plus forte et la transmission quasi-inexistante en aval du rectangle, comme observé dans le cas $f = 1$ Hz.

Dans le cas de la plus grande fréquence de houle considérée, $f = 1.8$ Hz, les résultats sont présentés sur la FIGURE 5.20. La cartographie des amplitudes mesurées nous permet d'observer une succession de minima et de maxima plus nombreux que pour les fréquences précédentes, les amplitudes les plus fortes sont localisées dans l'axe du bassin. Nous observons des structures circulaires dues à une combinaison des processus de réflexion partielle et de réfraction-diffraction.

Le résultat du modèle (FIGURE 5.20 (milieu)) représente de nouveau correctement le motif obtenu expérimentalement avec les structures circulaires et les augmentations des amplitudes dans l'axe du bassin en amont du milieu poreux. Dans ce cas $n_p = 6$ (voir éq. (4.55)). En aval, nous pouvons observer le "creux" d'amplitude tout comme sur la figure expérimentale.

De même que pour les deux précédentes fréquences, la réflexion induite par une structure imperméable (FIGURE 5.20 (bas)) est bien plus forte que pour un milieu poreux avec une transmission quasi-nulle dans l'axe du bassin en aval de la structure.

La comparaison entre données expérimentales et calculs numériques donne donc des résultats corrects, même si des différences notables peuvent apparaître de part et d'autre de la structure.

Les amplitudes importantes au niveau des parois du bassin peuvent être dues à des phénomènes de résonance sur la largeur du bassin, ainsi qu'à des réflexions successives sur ses parois et sur le batteur.

Pour mieux apprécier quantitativement les résultats et leur confrontation à la théorie, une étude de l'amplitude a été menée le long d'un transect proche de l'axe médian du bassin.

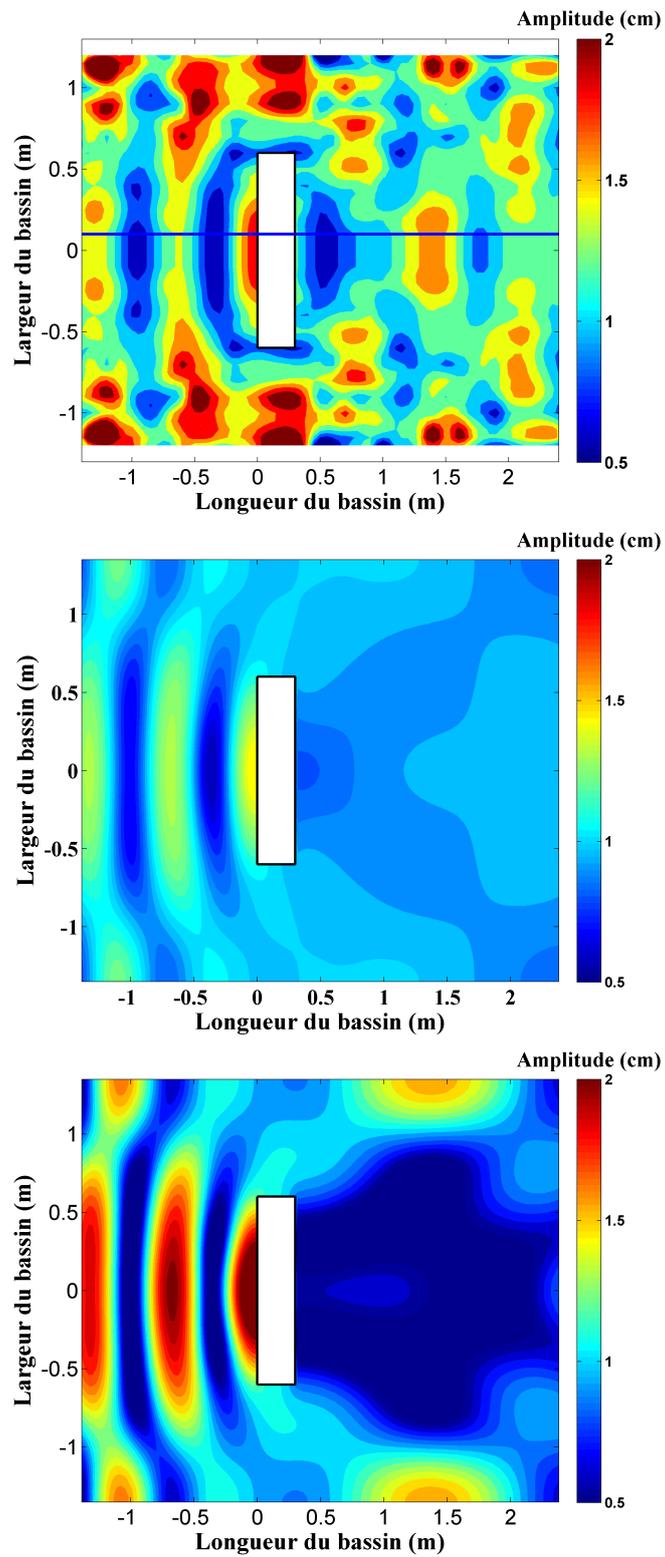


FIGURE 5.18 Amplitude de la houle pour $f = 1$ Hz expérience (haut), théorie (milieu) et théorie dans le cas d'une structure imperméable (bas)

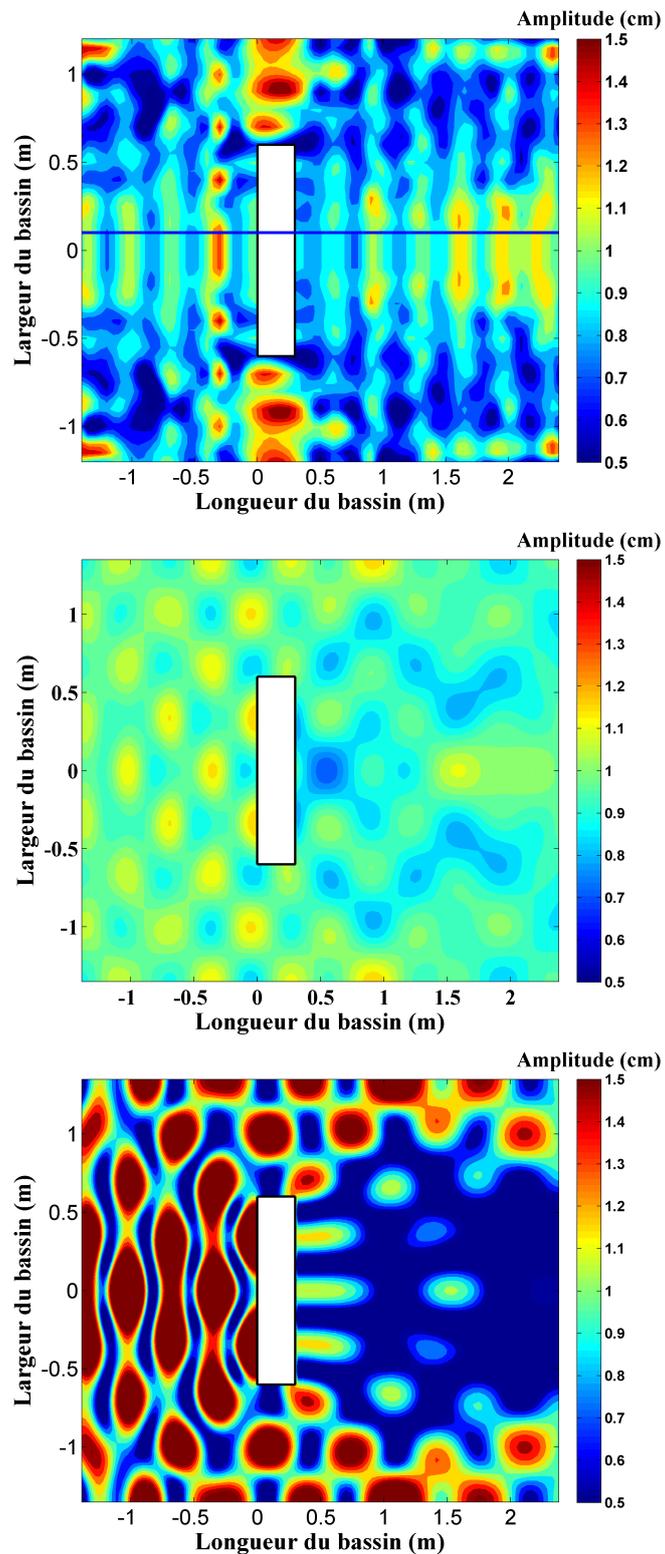


FIGURE 5.19 Amplitude de la houle pour $f = 1.5$ Hz expérience (haut), théorie (milieu) et théorie dans le cas d'une structure imperméable (bas)

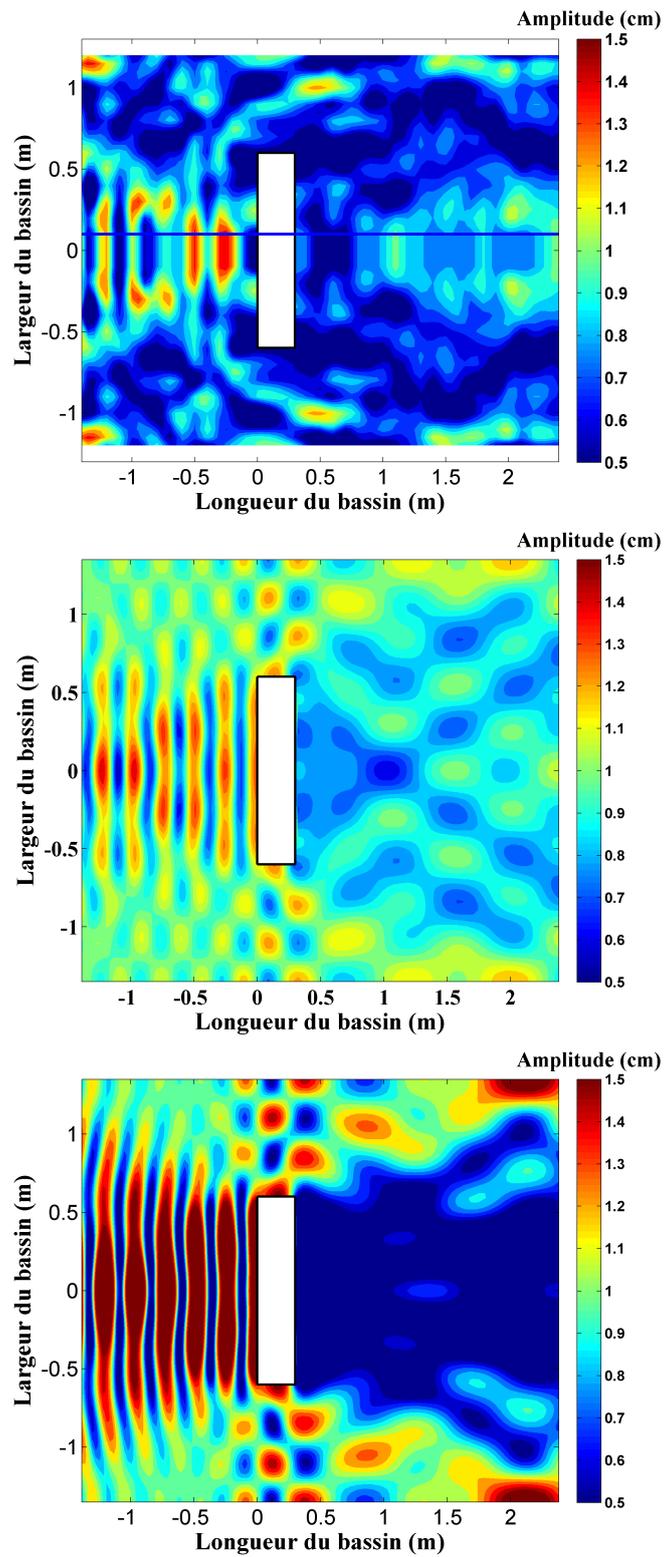


FIGURE 5.20 Amplitude de la houle pour $f = 1.8$ Hz expérimentale (haut), théorique (milieu) et théorique dans le cas d'une structure imperméable (bas)

5.4.2 Amplitudes selon une coupe en $Y = 0.10$ m

La FIGURE 5.21 représente les amplitudes selon une coupe proche de l'axe du bassin en $Y = 0.10$. Les mesures sont comparées aux résultats des modèles. Nous avons en effet également comparé les résultats au cas d'une structure imperméable afin de mettre en évidence les différences entre une structure poreuse et une structure imperméable. De plus, les résultats sont aussi comparés au modèle 2D de manière à montrer l'influence des effets tridimensionnels sur le champ d'amplitude de la houle le long de l'axe médian.

Pour la première condition de houle, $f = 1$ Hz, nous observons tout d'abord une bonne concordance entre le modèle analytique 3D et les données expérimentales en amont de la structure. Le caractère oscillatoire et les valeurs de l'amplitude sont en effet bien représentés en amont du milieu poreux. Dans le cas d'une structure imperméable la réflexion serait bien plus importante impliquant des amplitudes bien plus fortes. Dans le cas 2D, le processus d'interférence est très proche du cas 3D, on peut donc penser que les effets de bords restent faibles près de l'axe médian. Ils ne sont cependant pas négligeables, l'amplitude de l'oscillation de l'amplitude de la houle décroissant avec la distance à la structure. Ce fait est observable pour le cas de la structure imperméable.

En aval de la structure, l'ordre de grandeur des amplitudes est respecté même si nous observons tout de même des écarts qui peuvent être dues à des résonances en aval du milieu poreux. D'un point de vue théorique, les effets 3D restent faibles, l'amplitude en aval reste à peu près constante le long de l'axe $y = 0.10$ m.

Dans le cas $f = 1.5$ Hz, le caractère oscillant des amplitudes mesurées en amont est moins évident. Les résultats des calculs confirment cette irrégularité des oscillations pour l'obstacle poreux, qui sont dans ce cas très différentes de celles observées pour le cas 2D. Le processus de diffraction par les extrémités influence donc la partie médiane de la structure, alors que comparée au cas $f = 1$ Hz, la longueur d'onde de l'onde est plus faible. Comme proposé dans la section précédente, cette influence des parois latérales sur toute la largeur de la structure peut s'expliquer par une résonance transverse, l'onde incidente générant des oscillations au voisinage du milieu poreux dans la direction transverse. Ce mode transverse est un mode symétrique dans le cas d'une houle en incidence normale.

Pour un milieu non poreux, ces effets 3D apparaissent également, suggérant que ces oscillations suivant l'axe OY apparaissent non seulement dans le milieu poreux mais aussi dans son proche voisinage en amont.

Rappelons que le modèle utilisé ici pour la structure poreuse négligeait les flux à travers les parois latérales. Les effets d'une telle hypothèse seront discutés dans la section suivante.

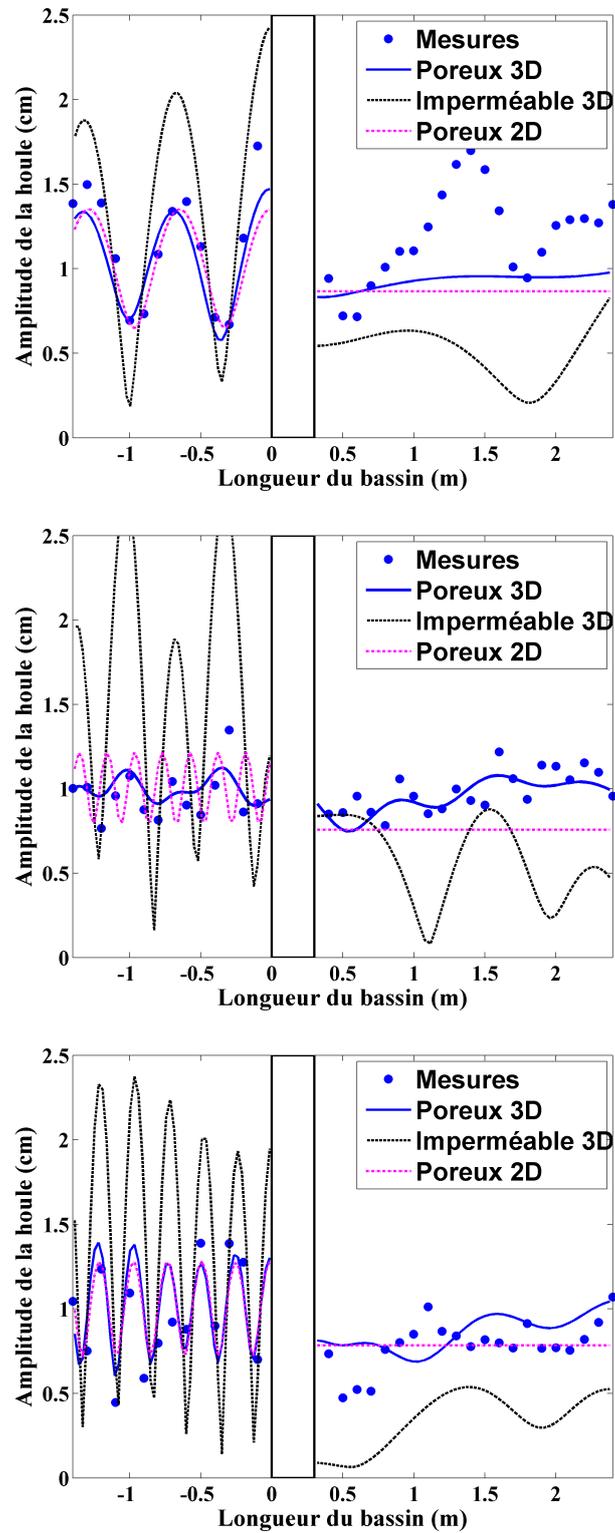


FIGURE 5.21 Coupe proche de l'axe du bassin ($Y=0.10$ m) pour $f = 1$ Hz (haut), $f = 1.5$ Hz (milieu) et $f = 1.8$ Hz (bas)

Les amplitudes mesurées en aval sont en bon accord avec celles calculées pour la structure poreuse dans le cas 3D.

Pour la dernière condition de houle de cette étude, $f = 1.8$ Hz (FIGURE 5.21 (bas)), les oscillations de l'amplitude de la houle en amont de la structure semblent bien représentées par la théorie même si le pas spatial des mesures est un peu grand comparé à la longueur d'onde dans ce cas ($\lambda/2 = 0.24$ m). L'amplitude des oscillations en amont est régulière, comme dans le cas $f = 1$ Hz, contrairement au cas $f = 1.5$ Hz. De même que pour les conditions précédentes, la réflexion serait nettement plus importante pour un rectangle imperméable que dans le cas de la structure poreuse. En aval du milieu poreux, les modulations de l'amplitude par les mesures et par le modèle analytique sont proches avec un léger décalage selon la direction Ox . Le modèle 2D ne permet pas d'observer les modulations dues aux processus de réfraction-diffraction mais l'amplitude de l'onde progressive est tout de même en accord avec les données expérimentales. Concernant le cas d'une structure imperméable, nous observons de nouveau une transmission quasi-nulle dans l'axe du bassin avec tout de même une prise en compte de la modulation selon la direction de propagation de la houle.

A partir de ces 3 conditions, nous avons donc observé une modulation de l'onde en amont de la structure (FIGURE 5.21) qui correspondrait à une onde réfléchie et qui serait donc parfaitement régulière dans le cas 2D sans dissipation. Cette modulation est très irrégulière pour $f = 1.5$ Hz contrairement aux deux autres conditions de houle considérés dans cette étude ($f = 1$ Hz et $f = 1.8$ Hz). Cette remarque confirme donc une résonance transverse liée à la largeur de la structure poreuse dans le cas $f = 1.5$ Hz.

A noter qu'une meilleure résolution spatiale des mesures de l'amplitude de la houle pour cette dernière fréquence permettrait une interprétation plus précise des processus interagissant dans ce cas d'étude. Les résultats pour $f = 1.5$ Hz nous amènent à discuter l'influence des flux aux travers des parois latérales du milieu poreux par de nouveaux calculs tenant compte de ces flux.

5.4.3 Comparaisons entre parois latérales imperméables et poreuses

Cette étude permet de comparer les résultats théoriques en négligeant ou en considérant les flux traversant les parois latérales du milieu poreux selon la direction Oy . Les trois mêmes conditions de houle seront considérées $f = 1$, 1.5 et 1.8 Hz. La FIGURE 5.22 représente la cartographie des amplitudes normalisées dans le bassin obtenue avec le modèle analytique prenant en compte la perméabilité des parois latérales du milieu pour les trois conditions de houle

considérées.

La FIGURE 5.23 représente les résultats obtenus à l'aide des deux hypothèses sur le flux aux frontières latérales considérées, en bleu le cas où les parois latérales du milieu poreux sont considérées imperméables et en rouge où le cas de la perméabilité des parois est prise en compte. Ces deux résultats théoriques sont, de plus, comparés aux données expérimentales.

Pour la fréquence $f = 1$ Hz, la prise en compte des flux traversant les parois latérales ne modifie pas l'action de la houle sur la structure. En effet, les deux modèles donnent les mêmes résultats en amont comme en aval du milieu poreux. La réflexion ainsi que la transmission de la houle ne sont donc pas influencées par ces échanges entre la structure et les bords du bassin d'essai, qui restent donc négligeables.

Concernant la condition de houle $f = 1.5$ Hz, le modèle prenant en compte les flux transverses donne des résultats significativement différents par rapport à la version du modèle négligeant les flux aux frontières latérales. En amont, les modulations de l'amplitude de la houle sont déphasées suivant la direction Ox . Cette deuxième version du modèle analytique se rapproche d'avantage des données expérimentales, les maxima sont mieux représentés particulièrement en amont du milieu poreux.

Les résultats dans le cas de la dernière fréquence $f = 1.8$ Hz, sont un peu différents des deux précédents cas. En amont de la structure poreuse, les deux versions du modèle donnent des résultats similaires en accord avec les données expérimentales c'est-à-dire comparables à ceux observés pour $f = 1$ Hz, soit en l'absence de résonance transverse. En aval de la structure, les modulations de l'amplitude suivant l'axe Ox sont moins présentes dans la seconde version du modèle et l'allure obtenue avec la première version du modèle représente un peu mieux les mesures avec tout de même des résultats très proches avec prise en compte ou non des flux transverses. Dans ce cas, les effets de diffraction au niveau des limites latérales de la structure ont un effet significatif sur le champ de houle en aval de la partie centrale de la structure. Ceci peut être dû à une longueur de la structure du même ordre que la longueur d'onde de l'onde ($\lambda = 0.48$ m).

Dans l'ensemble, la prise en compte des échanges au travers des parois latérales du milieu poreux n'apporte pas d'informations complémentaire sur la propagation de la houle à travers la structure lorsque les conditions sont non-résonantes. Cependant lorsque nous nous trouvons dans les conditions de résonance de la structure, l'ajout sur les effets des limites latérales permettent une meilleure modélisation de l'élévation de surface libre en amont comme en aval du milieu poreux.

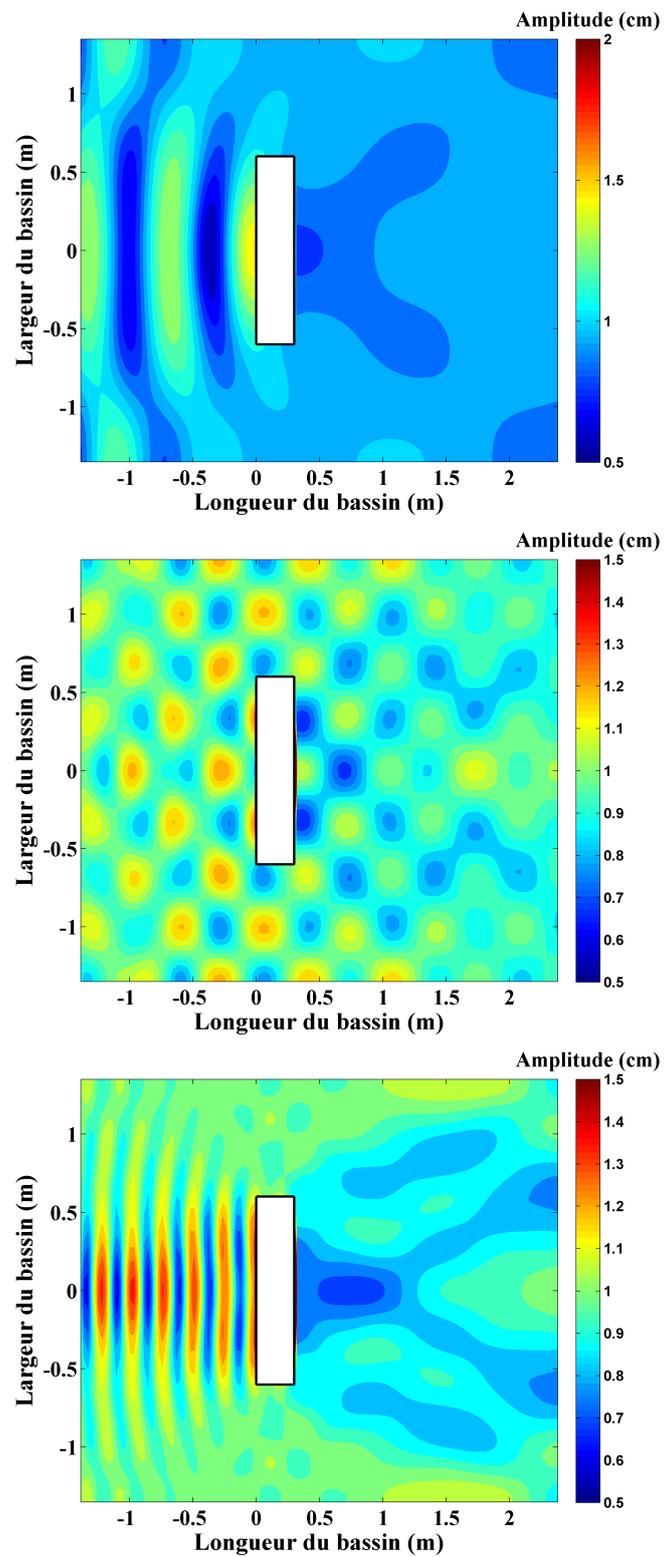


FIGURE 5.22 Amplitude de la houle théorique avec parois latérales poreuses pour $f = 1$ Hz (haut), pour $f = 1.5$ Hz (milieu) et pour $f = 1.8$ Hz (bas)

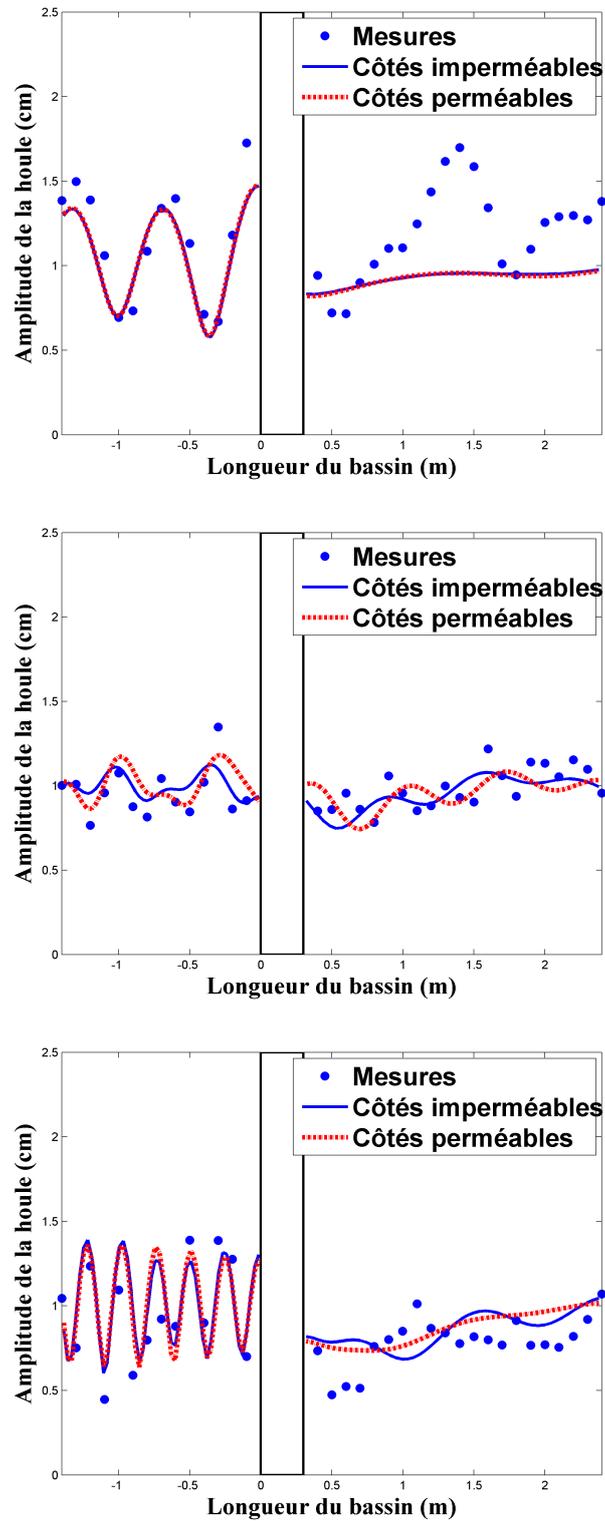


FIGURE 5.23 Comparaison entre des parois latérales imperméables et poreuse sur la coupe proche de l'axe du bassin ($Y=0.10\text{m}$) pour $f = 1\text{ Hz}$ (haut), $f = 1.5\text{ Hz}$ (milieu) et $f = 1.8\text{ Hz}$ (bas)

5.5 Conclusion

Tout d'abord, l'étude 2D a permis de caractériser les propriétés de la houle, en particulier sa longueur d'onde, à l'intérieur du milieu poreux via le processus d'interférences dû à la discontinuité de la célérité de la houle aux deux extrémités de la structure. La volonté de faire varier la surface spécifique tout en conservant une porosité constante a permis de démontrer que plus la surface spécifique est importante, plus la dissipation augmente aussi. Plus précisément, l'atténuation de la houle obtenue est proportionnelle à la surface spécifique quand les effets laminaires, turbulents et inertiels sont du même ordre de grandeur. L'effet de la surface spécifique est moins important lorsque les effets inertiels augmentent.

La deuxième série d'expériences traitait des effets d'échelle. Les efforts de trainée sont trouvés dépendant du rapport $\frac{Re}{Kc}$, proportionnel au carré de la surface spécifique à porosité donnée. Cette remarque confirme l'importance de la surface spécifique pour des expériences en laboratoire sur des modèles réduits.

Les modèles théoriques incluent chacun deux paramètres ajustables. Les coefficients de masse ajoutée et d'atténuation dans le cas d'une dissipation linéaire et les coefficients de masse ajoutée et de trainée pour une dissipation quadratique. Ces paramètres ont un rôle important dans la propagation de la houle à travers un milieu poreux. En effet, les coefficients d'atténuation ou de trainée, selon le modèle pris en compte, ont une influence sur le coefficient de transmission alors que le coefficient de masse ajoutée influe sur le processus d'interférences. Dans cette étude, nous avons obtenu un bon accord entre les données expérimentales et les modèles de prédictions dans le domaine fréquentiel et deux points importants ont été montrés : premièrement, deux tendances distinctes du coefficient de transmission en fonction de la fréquence ont été mises en évidence. Puis, nous avons observé que le coefficient de réflexion avait un comportement ondulatoire lié au processus d'interférences.

La dissipation linéaire liée aux effets visqueux donne un meilleur accord pour les plus hautes fréquences considérées dans cette étude alors que la dissipation quadratique liée aux effets inertiels est plus adaptée pour toute la gamme de fréquences.

L'étude 3D a proposé d'appréhender l'impact d'une structure poreuse de dimensions finies sur la propagation d'une houle régulière. Les résultats expérimentaux ont permis d'observer le champ tridimensionnel des hauteurs de vagues.

Les résultats montrent ainsi la présence de maxima d'amplitude en certains points qui apparaissent importants et qui ne sont pas prévus par les modèles théoriques particulièrement dans le cas $f = 1$ Hz en aval de la structure. Cette modulation de l'amplitude suivant la direction Ox peut correspondre à l'excitation de modes de résonance du bassin. En effet, la longueur

d'onde de la houle à cette fréquence était de l'ordre de $\lambda = 1.27$ m et la largeur du bassin $L_B = 2.60$ m de même que la longueur du bassin après le milieu poreux ce qui correspond à des conditions proches de la résonance pour le deuxième harmonique.

Une résonance transverse liée à la largeur de la structure est mise en évidence et s'aditionne à la résonance due à la largeur du bassin. Si cette dernière n'est pas à prendre en compte dans un cas réel car liée aux installations, la résonance liée à la structure devra, elle, être considérée.

Cet effet de résonance mis en évidence dans la section 5.4.1 est amplifié dans le cas où on considère les parois latérales de la structure imperméables avec une réflexion totale suivant la direction Oy aux parois. Cette différence entre les deux hypothèses considérées dans cette étude est significative seulement dans le cas $f = 1.5$ Hz du fait de la présence de cette résonance transverse, alors que la différence est minime pour les deux autres conditions de houle considérées. Ceci implique que la validité de l'approximation "parois latérales imperméables" n'est donc pas seulement liée au rapport entre la longueur du milieu poreux et la longueur d'onde de l'onde mais aussi à la présence de conditions de résonance transverse dans la structure poreuse.

Dans l'ensemble le modèle prédit correctement les processus issus de la propagation d'une houle régulière à travers un milieu poreux de dimensions finies dont la réflexion ainsi que la réfraction-diffraction et devrait permettre d'extrapoler nos résultats à des configurations de milieu poreux plus complexes (milieux de porosité et/ou de surface spécifique variables dans l'espace).

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

Ainsi vient la neige après le feu, et même
les dragons ont une fin.

J.R.R. Tolkien, *Bilbo le Hobbit*

6.1 Conclusion

Les interactions houle - structure poreuse posent encore un certain nombre d'interrogations. Dans le domaine du génie côtier, la recherche et l'industrie s'unissent pour mettre en évidence l'influence de structures poreuses sur la propagation de la houle. Ces structures poreuses prennent différentes formes et peuvent être de constitution naturelle (tels que les coraux ou les mangroves) ou artificielles (tels que les brise-lames ou les digues en enrochements). L'intérêt de ces milieux poreux est leur capacité à dissiper significativement l'énergie incidente de la houle, ce qui est primordial lorsqu'on veut protéger le littoral ou diminuer l'agitation portuaire.

L'objectif principal de cette thèse était l'étude d'ouvrages poreux originaux pour la protection de la côte par effets combinés de réflexion et de dissipation de la houle incidente. L'étude s'est attachée à étudier l'influence de la surface spécifique du milieu poreux, qui quantifie, à porosité donnée, la surface de contact fluide-solide ou encore la taille des grains constituant la structure poreuse. Ce paramètre n'est jamais pris en compte explicitement dans la littérature sur le génie côtier contrairement à la porosité du milieu et à la perméabilité. Cette étude est fondée sur des milieux poreux "modèles" formés par des réseaux denses de cylindres verticaux dont la porosité et la surface spécifique peuvent être contrôlées, la porosité étant gardée

constante alors que la surface spécifique varie pour les cas testés dans ce travail. Le mode opératoire de l'étude est de confronter des données expérimentales, obtenues pour différentes configurations, à des modèles analytiques.

L'étude a tiré parti des phénomènes d'interférences des ondes qui peuvent apparaître dès qu'une onde se propage dans un milieu de longueur finie, entre deux limites partiellement réfléchissantes.

Ces processus d'interférences conduisent en effet à un coefficient de réflexion en amont de tels milieux poreux oscillant autour d'une valeur en fonction de la fréquence, à cause d'une succession d'interférences des ondes constructives ou destructives. Ce phénomène nous a permis de proposer une relation de dispersion pour caractériser l'onde dans le milieu poreux. Il permet aussi une meilleure dissipation de l'énergie, notamment dans le cas 3D par la génération de modes transverses dans la structure.

Dans un premier temps, la propagation d'un écoulement stationnaire à travers le milieu poreux a été étudiée. L'influence de la surface spécifique sur la perte de charge a été mise en évidence par les données expérimentales. La comparaison entre les mesures et le modèle selon la loi de Darcy a permis d'observer que dans cette étude les effets inertiels étaient prépondérants impliquant une relation quadratique entre la perte de charge et la vitesse de l'écoulement. Dans cette hypothèse, la perméabilité apparente devient ainsi inversement proportionnelle à la vitesse de l'écoulement. Nous avons montré qu'à porosité et vitesse fixée, elle était également inversement proportionnelle à la surface spécifique.

La suite de l'étude portait sur la propagation d'écoulements oscillants à travers ces milieux poreux. Les coefficients de réflexion et de transmission mesurés dans différentes configurations ont permis de conclure que la dissipation augmentait avec la longueur du milieu poreux de même que pour une surface spécifique croissante. Les comparaisons avec les modèles théoriques ont montré une bonne concordance. Les deux types de dissipation étudiées dans ce manuscrit, linéaire et quadratique, ont permis de montrer l'importance des effets inertiels liés à la dissipation quadratique particulièrement pour les plus basses fréquences considérées dans cette étude.

L'influence de la cambrure de la houle a ensuite été mise en évidence et nous avons observé que ce paramètre avait un impact non négligeable sur la dissipation particulièrement pour les plus faibles fréquences. Un lien a alors été proposé entre la cambrure de la houle et le modèle de dissipation utilisé. En effet, plus la cambrure est faible plus les effets visqueux sont prépondérants impliquant une meilleure modélisation à l'aide d'une dissipation linéaire. A

contrario, plus la cambrure est importante plus les effets inertiels prennent le pas sur les effets visqueux nécessitant de considérer une dissipation quadratique.

Nous nous sommes ensuite intéressés aux liens entre la surface spécifique et les effets d'échelle. Les résultats ont montré qu'un facteur d'échelle pouvait jouer sur la dissipation bien plus que sur le phénomène d'interférences et qu'à porosité donnée la surface spécifique pouvait influencer sur le régime d'écoulement. En effet, plus la surface spécifique est grande et plus les effets visqueux semblent importants alors que seuls les effets inertiels et turbulents agissent pour une plus grande surface spécifique.

Les résultats sur la cinématique du fluide à l'intérieur du milieu poreux ont montré une amplitude de la surface libre oscillante en amont et à l'intérieur du milieu poreux alors qu'elle est constante en aval du milieu poreux. Nous avons observé que la théorie permettait une bonne représentation de l'élévation de la surface libre. Les résultats concernant l'amplitude de la vitesse horizontale le long du canal et selon la profondeur, nous montrent des écarts importants suivant la direction de propagation. Selon la verticale, l'amplitude de la vitesse est à peu près constante en amont et en aval de la structure et tend à être cisailée à l'intérieur du milieu poreux.

Les caractéristiques de l'onde dans le milieu poreux ont été obtenues selon une relation de dispersion ajustée via le phénomène d'interférences sur toute la gamme de fréquence imposant un coefficient de masse ajoutée plus faible que ce que prédit la littérature. L'étude de [Molin et al. \(2016\)](#) propose une réflexion sur les relations de dispersion capables de caractériser l'onde à l'intérieur d'un réseau de cylindres sur la base du sloshing (seiche ou oscillation résonante dans un bassin fermé) c'est-à-dire à la fréquence de résonance seulement. La relation de dispersion obtenue est alors différente de celle de la présente étude.

La dernière partie de ce manuscrit était consacrée à l'étude en 3D de la propagation de la houle à travers des milieux poreux dont une des applications est la réalisation de brise-lames détachés. Les processus de réfraction-diffraction sont ainsi pris en compte en plus de la dissipation par la structure. Ils ont un intérêt non négligeable car ils diffusent l'énergie incidente de la houle et permettent ainsi de protéger des zones telles les plages ou des zones portuaires.

Cette étude a montré que d'un point de vue des interférences, à celles à l'origine du phénomène d'interférences dans la direction de propagation observée en 2D, s'ajoute en 3D un phénomène d'interférences dans la direction transversale qui conduit dans des cas raisonnant

à un effet de "bords" jusqu'au milieu de la structure. Ces effets de diffraction sont également dépendants de la longueur de la structure, la structure étant poreuse.

6.2 Perspectives

La présente étude était fondée sur des milieux poreux "modèles" composés par des réseaux d'éléments simples, des cylindres disposés verticalement. En effet, le choix de ces éléments a permis de calculer précisément les paramètres dont nous avons besoin tels que la porosité et la surface spécifique. Les cylindres émergents permettaient, de plus, de créer des milieux poreux homogènes sur toute la hauteur d'eau.

Cette étude est une ouverture pour une application aux ouvrages de défense combinée à l'écologie, car au delà de leur efficacité à atténuer les effets de la houle, ces types d'ouvrages n'entravent pas la circulation d'eau et peuvent également servir de "nurseries" pour repeupler certaines zones littorales.

Les perspectives de ces travaux de thèse sont nombreuses. Tout d'abord, le modèle pourrait être amélioré de façon à prendre en compte chacun des éléments constituant les milieux poreux plutôt que de considérer le milieu poreux dans son ensemble. Dans ce cas chacun des efforts de traînée s'exerçant sur les éléments devra être pris en compte et les équations du modèle décrit dans ce manuscrit devront être résolues pour chacun des éléments dans le milieu poreux.

De plus, les structures poreuses utilisées en génie côtier sont majoritairement composées d'éléments de formes bien plus complexes que des cylindres et cette étude a permis de valider des modèles analytiques dans plus plusieurs configurations. Selon cette approche les outils mathématiques et numériques développés pourraient être validés puis utilisés pour des structures poreuses constituées d'éléments plus complexes tels que les tétrapodes souvent utilisés en génie côtier. A porosité constante, la surface spécifique peut être augmentée en utilisant des cylindres de forme autre que cylindrique et donc la rugosité en serait augmentée. Cette augmentation de la surface spécifique impliquerait alors une dissipation d'énergie plus importante par la structure.

Les présents travaux sont basés sur une porosité constante du milieu poreux. Cependant la possibilité d'appliquer une porosité inhomogène et une surface spécifique variable à un ouvrage de protection permettrait de disperser ou au contraire de focaliser l'énergie de la

houle dans une zone choisie sur le même principe que les lentilles en optique, puis d'appliquer ces travaux pour la réalisation d'ouvrages de protection du littoral et des infrastructures. L'influence d'un arrangement aléatoire des cylindres plutôt qu'ordonné, comme c'est le cas dans la présente étude, serait intéressant à étudier toujours en conservant une porosité constante et les mêmes surfaces spécifiques.

Les travaux réalisés en ballotement (ou « sloshing ») par [Molin et al. \(2016\)](#) proposent une nouvelle relation de dispersion dans le cas où le milieu poreux est anisotrope. Les résultats portent sur la valeur de la fréquence de résonance en fonction de la porosité des milieux poreux. Cette relation de dispersion est discutée et comparée à celle utilisée dans les travaux de la présente thèse dans l'Annexe A dans le cas où le milieu poreux est émergent. L'étude de [Molin et al. \(2016\)](#) expose également les résultats de leur relation de dispersion dans le cas où le milieu poreux est submergé. Les résultats montrent que la fréquence de résonance, à porosité donnée, varie entre les cas émergent et submergé. De ce fait, un des questionnements qui s'ajoute aux présents travaux de thèse porte sur l'influence d'une structure complètement immergée sur la propagation, la réflexion et la dissipation de la houle.

Cette étude pourrait être menée avec une démarche similaire à celle suivie dans ce travail de thèse pour une structure émergente. C'est une problématique qui a des applications non seulement en génie côtier pour les brise-lames immergés perméables, parfois préférés aux structures émergentes pour des considérations esthétiques, mais aussi en océanographie physique pour les modèles de propagation de la houle en présence de macro-rugosités du fond.

Bibliographie

Airy, G. B. (1845). *Tides and waves*.

Anderson, M. E. and Smith, J. M. (2014). Wave attenuation by flexible, idealized salt marsh vegetation. *Coastal Engineering*, 83 :82–92.

Asano, T., Deguchi, H., and Kobayashi, N. (1992). Interaction between water waves and vegetation. *Coastal Engineering Conference*, 3 :2710–2723.

Augustin, L. N., Irish, J. L., and Lynett, P. (2009). Laboratory and numerical studies of wave damping by emergent and near-emergent wetland vegetation. *Coastal Engineering*, 56(3) :332–340.

Bougis, J. (2016). Ouvrages de défense des littoraux. *Cours de formation continue (www.scs-ingenierie.com)*.

Bradley, K. and Houser, C. (2009). Relative velocity of seagrass blades : Implications for wave attenuation in low-energy environments. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 114(August 2008) :1–13.

Cheng, N.-S. and Nguyen, H. T. (2011). Hydraulic radius for evaluating resistance induced by simulated emergent vegetation in open-channel flows. *Journal of Hydraulic Engineering*, 137 :995–1004.

Corvaro, S., Mancinelli, A., Brocchini, M., Seta, E., and Lorenzoni, C. (2010). On the wave damping due to a permeable seabed. *Coastal Engineering*, 57(11-12) :1029–1041.

Corvaro, S., Seta, E., Mancinelli, A., and Brocchini, M. (2014). Flow dynamics on a porous medium. *Coastal Engineering*, 91 :280–298.

Dalrymple, R. A., Kirby, J. T., and Hwang, P. A. (1984). Wave diffraction due to areas of energy dissipation. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 110(1) :67–79.

Darcy, H. (1856). *Les fontaines publiques de la ville de Dijon : exposition et application...* Victor Dalmont.

Dixen, M., Hatipoglu, F., Sumer, B. M., and Fredsøe, J. (2008). Wave boundary layer over a stone-covered bed. *Coastal Engineering*, 55(1) :1–20.

Engelund, F. (1953). *On the laminar and turbulent flows of ground water through homogeneous sand*. Danish Academy of Technical Sciences, Denmark.

- Gu, Z. and Wang, H. (1991). Gravity waves over porous bottoms. *Coastal engineering*, 15(5) :497–524.
- Guyon, E., Hulin, J. P., Petit, L., and Mitescu, C. D. (2015). *Physical Hydrodynamics*. Oxford University Press, second edition edition.
- Hayashi, K. and Chaplin, J. R. (2012). Wave Damping By an Array of Circular Cylinders and a group of model plants. In *9th International Symposium on Ecohydraulics 2012*, Vienna.
- Holthuijsen, L. H. (2007). *Waves in oceanic and coastal waters*. Cambridge University Press.
- Hu, Z., Suzuki, T., Zitman, T., Uittewaal, W., and Stive, M. (2014). Laboratory study on wave dissipation by vegetation in combined current-wave flow. *Coastal Engineering*, 88 :131–142.
- Hughes, S. A. (1993). *Physical models and laboratory techniques in coastal engineering*, volume 7 of *Advanced Series on Ocean Engineering*. World Scientific.
- Kagemoto, H., Murai, M., Saito, M., Molin, B., and Malenica, S. (2002). Experimental and theoretical analysis of the wave decay along a long array of vertical cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 456 :113–135.
- Kagemoto, H. and Yue, D. K. P. (1986). Interactions among multiple three-dimensional bodies in water waves : an exact algebraic method. *Journal of Fluid Mechanics*, 166 :189–209.
- Kobayashi, N., Raichle, A. W., and Asano, T. (1993). Wave attenuation by vegetation. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 119(1) :30–48.
- Kondo, H. and Toma, S. (1972). Reflection and transmission for a porous structure. *Coastal Engineering Proceedings*, 1(13) :1846–1866.
- Liberato, M. L., Pinto, J. G., Trigo, I. F., and Trigo, R. M. (2011). Klaus – an exceptional winter storm over northern Iberia and southern France. *Weather*, 66(12) :330–334.
- Linton, C. M. and Evans, D. V. (1990). The interaction of waves with arrays of vertical circular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 215 :549–569.
- Liu, P. L. F., Chang, C. W., Mei, C. C., Lomonaco, P., Martin, F. L., and Maza, M. (2015). Periodic water waves through an aquatic forest. *Coastal Engineering*, 96 :100–117.
- Lowe, R. J., Falter, J. L., Koseff, J. R., Monismith, S. G., and Atkinson, M. J. (2007). Spectral wave flow attenuation within submerged canopies : Implications for wave energy dissipation. *Journal of Geophysical Research*, 112(C5) :C05018.
- Mansard, E. P. D. and Funke, E. R. (1980). The measurement of incident and reflected spectra using a least squares method. *Coastal Engineering Proceedings*, 1(17) :154–172.
- Massel, S. R., Furukawa, K., and Brinkman, R. M. (1999). Surface wave propagation in mangrove forests. *Fluid Dynamics Research*, 24(4) :219–249.
- Maza, M., Lara, J. L., and Losada, I. J. (2015). Tsunami wave interaction with mangrove forests : a 3-D numerical approach. *Coastal Engineering*, 98 :33–54.

- Mclver, P. and Evans, D. V. (1984). Approximation of wave forces on cylinder arrays. *Applied Ocean Research*, 6(2) :101–107.
- Mei, C. C., Chan, I. C., and Liu, P. L. F. (2014). Waves of intermediate length through an array of vertical cylinders. *Environmental Fluid Mechanics*, 14 :235–261.
- Mendez, F. J. and Losada, I. J. (1999). Hydrdynamics induced by wind waves in a vegetation field. *Journal of Geophysical Research*, 105(C8) :18,383–18,396.
- Mendez, F. J. and Losada, I. J. (2004). An empirical model to estimate the propagation of random breaking and nonbreaking waves over vegetation fields. *Coastal Engineering*, 51(2) :103–118.
- Molin, B. (2002). *Hydrodynamique des structures offshore*. Editions Technip.
- Molin, B., Remy, F., Arnaud, G., Rey, V., Touboul, J., and Sous, D. (2016). On the dispersion equation for linear waves traveling through or over dense arrays of vertical cylinders. *Applied Ocean Research*. (In review).
- Munson, B. R., Young, D. F., and Okiishi, T. H. (1990). *Fundamentals of Fluid Mechanics*. John Wiley & Sons, Inc, New York, 2nd edition edition.
- O'Brien, M. P. and Morison, J. R. (1952). The Forces Exerted by Waves on Objects. *Transactions, American Geophysical Union*, 33(1) :32–38.
- Pérez-Romero, D. M., Ortega-Sánchez, M., Moñino, A., and Losada, M. A. (2009). Characteristic friction coefficient and scale effects in oscillatory porous flow. *Coastal Engineering*, 56(9) :931–939.
- Salomon, J.-N. (2002). L'inondation dans la basse vallée de la Garonne et l'estuaire de la Gironde lors de la "tempête du siècle". *Géomorphologie : relief, processus, environnement*, 8(2) :127–134.
- Scarlatos, P. D. and Singh, V. P. (1987). Long-wave transmission through porous breakwaters. *Coastal Engineering*, 11(2) :141–157.
- Sollitt, C. and Cross, R. (1972). Wave transmission through permeable breakwaters. *Coastal Engineering Proceedings*, 1(13) :1827–1846.
- Spring, B. H. and Monkmeyer, P. L. (1974). Interaction of plane waves with vertical cylinders. In *Proceedings of the 14th international conference on coastal engineering*, volume 107, pages 1828–1847.
- Sulisz, W. (2008). Reflected and transmitted waves in a channel with side porous mattresses. *Coastal Engineering*, 55(5) :391–399.
- Tanino, Y. and Nepf, H. M. (2008). Lateral dispersion in random cylinder arrays at high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 600 :339–371.
- Van Gent, M. R. A. (1995). *Wave interaction with permeable coastal strutures*. TU Delft, Delft University of Technology.

- Yu, X. (1995). Diffraction of Water Waves by Porous Breakwaters. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 121(6) :275–282.
- Yu, X. and Chwang, A. T. (1994). Wave motion through porous structures. *Journal of Engineering Mechanics*, 120(5) :989–1008.

Annexe A

Discussion sur la relation de dispersion dans le milieu poreux

Nous avons utilisé dans le cadre de cette thèse comme relation de dispersion à l'intérieur du milieu poreux une approche basée sur les travaux de [Yu and Chwang \(1994\)](#). [Yu and Chwang \(1994\)](#) ont proposé une relation de dispersion complexe

$$\omega^2 = \frac{igk}{Z} \tanh(kh) \quad (\text{A.1})$$

où $Z = f_R + iS_r$ représente l'impédance adimensionnée du milieu. La partie réelle f_R est la résistance, la partie imaginaire S_r la réactance du milieu. Le coefficient S_r est donné par

$$S_r = 1 + C_m \frac{1 - \gamma}{\gamma} \quad (\text{A.2})$$

où C_m est un coefficient de masse ajoutée et γ est la porosité.

Le nombre d'onde de l'onde k , complexe, est de la forme :

$$k = k_r + i k_i \quad (\text{A.3})$$

Dans cette formulation, la partie imaginaire du nombre d'onde, qui traduit l'amortissement de l'onde par dissipation, est complètement déterminée par la relation de dispersion, elle est liée à la valeur du nombre d'onde (réel) de l'onde. Pour les cas de propagation faiblement dispersifs, la solution au 1er ordre est donc propagative, le terme dissipatif k_i apparaît au 2nd ordre, comme une fonction ajustable via f_R de k_r . Nous avons opté pour une relation de dispersion réelle (sans composante imaginaire pour le nombre d'onde) d'une part car le taux d'atténuation de l'onde par unité de longueur d'onde reste faible dans notre cas, d'autre part

car cette approche ne permettait pas une formulation tenant compte des effets dissipatifs sous forme quadratique. La relation de dispersion pour définir le nombre d'onde de l'onde propagative dans le milieu poreux est donc :

$$\omega^2 = \frac{gk}{S_r} \tanh(kh) \quad (\text{A.4})$$

D'autres formulations pour les relations de dispersion ont été proposées dans la littérature (voir détails dans [Molin et al., 2016](#)).

Le travail présenté dans cette annexe avait pour but d'étudier la relation de dispersion via le calcul de la fréquence de résonance du mode fondamental pour un bassin fermé de longueur L donnée. Pour un bassin fermé, les phénomènes de résonance (ou seiche) apparaissent lorsque les caractéristiques de l'onde au niveau des parois délimitant le bassin dans le sens de propagation de l'onde (on s'est limité ici au cas 1D, c'est-à-dire en l'absence d'oscillations dans la direction transversale) sont compatibles avec les conditions aux limites de glissement, c'est-à-dire une vitesse nulle normalement aux parois. Ces conditions de "compatibilité" de l'onde à la paroi sont vérifiées au niveau des ventres pour une onde stationnaire. L'étude expérimentale menée a donc consisté à exciter le bassin et à mesurer la réponse du fluide à cette excitation, c'est-à-dire à mesurer la fréquence de résonance du mode fondamental.

Cette étude avait donc pour but de discuter et de proposer des expressions pour la relation de dispersion, à partir de leur comparaison avec des expériences menées à la résonance, c'est-à-dire pour une longueur d'onde de l'onde $\lambda_R = 2L$. Les fréquences angulaires ont été mesurées pour les 3 types de poreux (3 différents diamètres, avec porosités variables dont $\gamma = 0.7$) pour une profondeur d'eau $h = 0.23$ m, c'est-à-dire dans des conditions incluant celles des études réalisées dans le canal hydrodynamique en 2D. Ces expériences ont été menées pour plusieurs amplitudes d'oscillation (entre 1 mm et 10 mm). Elles ont été menées pour les structures émergentes (comme pour le cas 2D dans le canal) ou immergées.

Si on s'intéresse plus particulièrement aux conditions correspondant aux expériences menées en canal, on remarque que la fréquence angulaire ω_R est d'environ 3.35 rad.s^{-1} , soit $f_R = 0.53 \text{ Hz}$. En effet, les valeurs trouvées sont toutes dans la gamme $[3.3 - 3.45] \text{ rad.s}^{-1}$, quels que soient les amplitudes d'oscillation et les diamètres des cylindres.

L'étude de cette résonance, étudiée en fonction de la porosité du milieu, montre que le meilleur accord est obtenu avec une relation de dispersion originale qui tient compte de l'anisotropie du milieu poreux (les parties solides constituant le milieu poreux que sont les cylindres sont des structures verticales), donnée par :

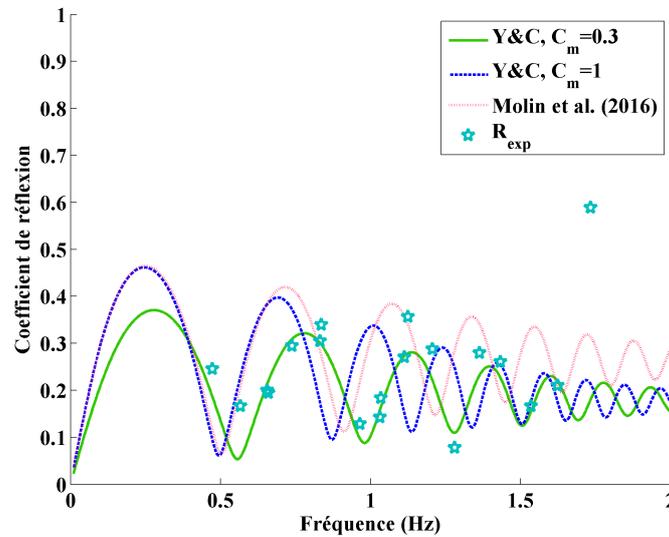


FIGURE A.1 Le coefficient de réflexion en fonction de la fréquence comparés avec trois façons de calculer la relation de dispersion : relation de dispersion de Yu and Chwang (1994) avec $C_m = 0.3$, relation de dispersion de Yu and Chwang (1994) avec $C_m = 1$ et relation de dispersion de Molin et al. (2016)

$$\omega^2 = \frac{gk}{\sqrt{S_r}} \tanh\left(\frac{kh}{\sqrt{S_r}}\right) \quad (\text{A.5})$$

On peut noter que dans le cas eau peu profonde, cette relation tend vers (A.4) dans le cas eau peu profonde.

Cette relation de dispersion considère donc une masse ajoutée $C_m = 1$, valeur classique pour la trainée autour d'un cylindre isolé. Elle est donc différente de celle que nous avons proposé à partir des résultats de nos études dans le canal hydrodynamique.

Or l'étude de la fréquence de résonance ne concerne que le cas particulier du fondamental de la fréquence de résonance, alors que l'étude en canal étudiait l'effet du milieu poreux en fonction de la fréquence. Nous avons reporté sur la FIGURE A.1 le coefficient de réflexion en fonction de la fréquence dans le cas $L = 1.20$ m, $D = 0.032$ m, $n_w = 20$ (conditions diamètre médian et longueur du milieu poreux la plus faible). Nous avons comparé les données expérimentales aux résultats numériques utilisant pour le nombre d'onde (propagatif) celui calculé soit avec la relation de dispersion (A.4), avec $C_m = 1$ ou $C_m = 0.29$, soit avec la relation de dispersion (A.5), avec $C_m = 1$. On observe d'une part qu'à la fréquence de résonance ($f_R = 0.53$ Hz), les trois calculs donnent le même coefficient de réflexion, environ 0.1, et d'autre part que seule la méthode avec $C_m = 0.29$ permet un bon accord entre les oscillations du coefficient

de réflexion mesuré expérimentalement (on aurait également pu montrer les autres résultats, obtenus pour les autres cylindres et/ou la longueur $L = 2.40$ m). Ceci signifie que dans l'hypothèse où la masse ajoutée n'est pas dépendante de la fréquence de l'onde, la solution trouvée $C_m = 0.29$ apparaît comme celle qui permet de bien représenter les caractéristiques de l'onde sur une large gamme de fréquences.

On the dispersion equation for linear waves traveling through or over dense arrays of vertical cylinders

Bernard MOLIN^{1a}, Fabien REMY^a, Gwendoline ARNAUD^b,
Vincent REY^b, Julien TOUBOUL^b, Damien SOUS^b

^aAix Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille, IRPHE UMR 7342,
13451 Marseille cedex 13, France

^bUniversité de Toulon, CNRS/INSU, IRD, Mediterranean Institute of Oceanography (MIO),
UM 110, 83957 La Garde, France

^bAix Marseille Université, CNRS/INSU, IRD, Mediterranean Institute of Oceanography (MIO),
UM 110, 13288 Marseille, France

Abstract

Sloshing tests are performed on a rectangular tank filled with bottom-mounted vertical cylinders. The cylinders, in regular staggered arrangements, are first emergent then shortened to be fully submerged. Different porosities are achieved by varying the number of cylinders. The tank undergoes forced horizontal motion at frequencies around the natural frequency of the first sloshing mode. The free surface elevation and the hydrodynamic loads are measured. When resonance is attained, it means that the wavelength is exactly twice the length of the tank and that this wavelength and the sloshing frequency are related by a specific dispersion equation. Based on literature several theoretical dispersion equations are proposed in the emergent and submerged cases. New dispersion equations are offered based on the cylinder cluster being considered as an anisotropic porous medium. They provide the best agreement with the experimental results.

Keywords

Water waves, dispersion equation, sloshing, wave interaction with vertical cylinders, linearized potential flow theory.

1 Introduction

In the coastal engineering community much research work has recently been done on wave interaction with dense arrays of vertical cylinders. These arrays are idealized forms of marine life like seaweeds or corals. Focus is usually on energy dissipation as waves travel over such canopies. Several experimental investigations have been reported (e.g. Lowe *et al.* 2005, Augustin *et al.* 2009, Mei *et al.* 2011) and we have recently proposed a contribution (Arnaud *et al.* 2016).

As for theoretical/numerical modeling, different routes have been followed. Some people have relied on extensions of linearized potential flow theory whereby the cylinder array is modeled as a porous medium where extra inertial and dissipative terms are introduced in the Bernoulli equation (Sollitt & Cross 1972, Madsen 1974, Yu & Chwang 1994). According to this approach, omitting viscous dissipation, the dispersion equation takes the form

$$\omega^2 S = g k \tanh kh \tag{1}$$

¹Corresponding author: bernard.molin@centrale-marseille.fr.

with $S = 1 + C_m(1 - \tau)/\tau$, C_m an added mass coefficient ($C_m = 1$ for circular cylinders) and τ the porosity or void (water) fraction.

When analyzing the experiments reported in Arnaud *et al.* (2016) we have found that an added mass coefficient much lower than 1 had to be chosen in order to fit the experimental and theoretical wavelengths.

This discrepancy has motivated the present study where an extensive experimental campaign has been undertaken in order to explore the dispersion equation. The tests reported are not progressive waves traveling over canopies of cylinders, but sloshing tests: a rectangular tank is fitted with a dense array of vertical cylinders and submitted to forced horizontal motion; according to linearized potential flow theory the dispersion equation is the same for progressive or standing waves. The dispersion equation is found from the resonance frequency of the first sloshing mode, which has a wavelength equal to twice the length of the tank.

The tests are done at different porosities, with the cylinders either penetrating the free surface or fully submerged, and different cylinder diameters.

We compare the dispersion equations derived from our experiments with formulations inspired from works by Martin & Dalrymple (1988), Jeyakumaran & McIver (1995) and Evans & Shipway (2000). We also propose new dispersion equations.

2 Experimental campaign

The tests were run on the Stewart platform "Hexapode" of Centrale Marseille. A glass tank, 1.2 m long and 0.3 m wide, was built in order to house some of the cylinder clusters previously used in the experiments reported by Arnaud *et al.* (2016).

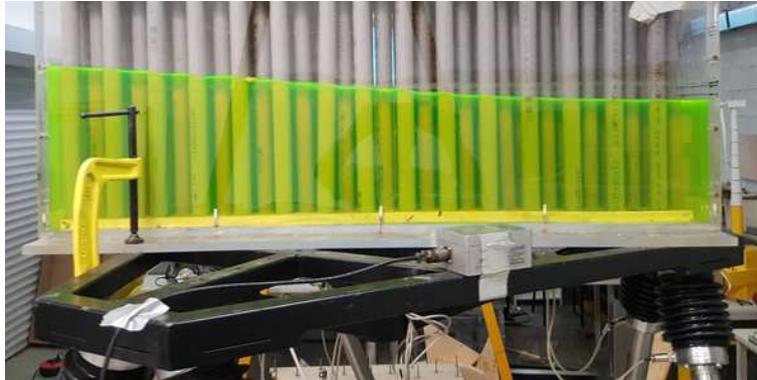


Figure 1: Emerging case, medium diameter cylinders.

Figures 1 and 2 show the experimental model on the Hexapode undergoing forced motion tests, with the vertical cylinders emerging (Figure 1) or fully submerged (Figure 2). The waterheight was 23.5 cm in all cases, as in the experiments reported in Arnaud *et al.* (2016). This means that the dispersion equation is experimentally derived only for $kh = \pi h/L = 0.615$, k the wavenumber, h the water height, L the length of the tank. In the submerged case, the cylinder height from the tank bottom is 20 cm, leaving a gap of 3.5 cm from the cylinder top to the free surface. It must be mentioned that the cylinders were open-ended; it is not believed that it mattered much since the water inside was more or less stagnant.

As shown in Figure 3 the cylinders were in a regular staggered arrangement.

As in the tests reported by Arnaud *et al.*, cylinders of 3 different diameters were tested: 5 cm, 3.2 cm and 2 cm. In the 5 cm case there are 50 cylinders, meaning a porosity τ of 72.7 %. Here the porosity is defined as $\tau = 1 - N\pi a^2/(BL)$, with N the number of cylinders, a the radius, B the



Figure 2: Fully submerged case, large diameter cylinders.



Figure 3: Arrangement of the medium diameter cylinders (viewed from above).

width of the tank. In the 3.2 cm case, there are 120 cylinders, meaning $\tau = 73.2\%$. In the 2 cm case, 300 cylinders, so $\tau = 73.8\%$. The cylinders are in a regular staggered arrangement. In the large and medium diameter cases, other tests were also done after removal of a part of the cylinders. Details are given in Tables 1 and 2.

Table 1: Medium diameter cylinders. Test cases and experimental sloshing frequency (emerging case).

Number of cylinders	Porosity	ω_1 (rad/s)
120	0.732	3.3
84	0.812	3.41
60	0.866	3.50
48	0.893	3.55

Table 2: Large diameter cylinders. Test cases and experimental sloshing frequency (submerged case).

Number of cylinders	Porosity	ω_1 (rad/s)
50	0.727	3.0
35	0.809	3.22
18	0.902	3.43

Only the large diameter cylinders were tested in the submerged case. As shown in Table 2, at the nominal height (20 cm from tank bottom) they were tested at 3 different porosities. Then, in the lowest porosity case ($\tau = 0.727$) the cylinders were progressively shortened by steps of 4 cm.

The tank was subjected to forced horizontal harmonic motions, with a frequency range from 2.8 rad/s up to 4.2 rad/s (encompassing the natural frequency of the first sloshing mode, equal to 3.75 rad/s in the clean tank case), and amplitudes from 1 mm up to 20 mm. The frequency step was $2\pi/100 \simeq 0.063$ rad/s; this means that the location of the peak (the resonant frequency) is determined with an accuracy of about 0.03 rad/s. The free surface elevation was measured at one end of the tank with a resistive gauge. Fourier analysis then provided the Response Amplitude Operator (RAO) of the free surface elevation.

The Hexapode is fitted with force sensors from which, after some processing and Fourier analysis, experimental added mass and damping coefficients can be derived following

$$F_x(t) = \Re \{ i \rho X_0 \omega^2 L B h (C_a + i C_b) e^{-i \omega t} \} \quad (2)$$

with $X(t) = X_0 \sin \omega t$ the imposed motion, C_a the added mass coefficient and C_b the damping coefficient (see Molin & Remy 2013). The damping coefficient curves, alike the free surface elevation RAOs, show peaks at the natural frequency of the first sloshing mode.

From the damping coefficient the amount of energy dissipated per oscillation is known and can be related to viscous effects taking place in the tank. This exercise is undertaken in Molin & Remy (2016) where calculated and measured RAOs of the free surface elevation are compared.

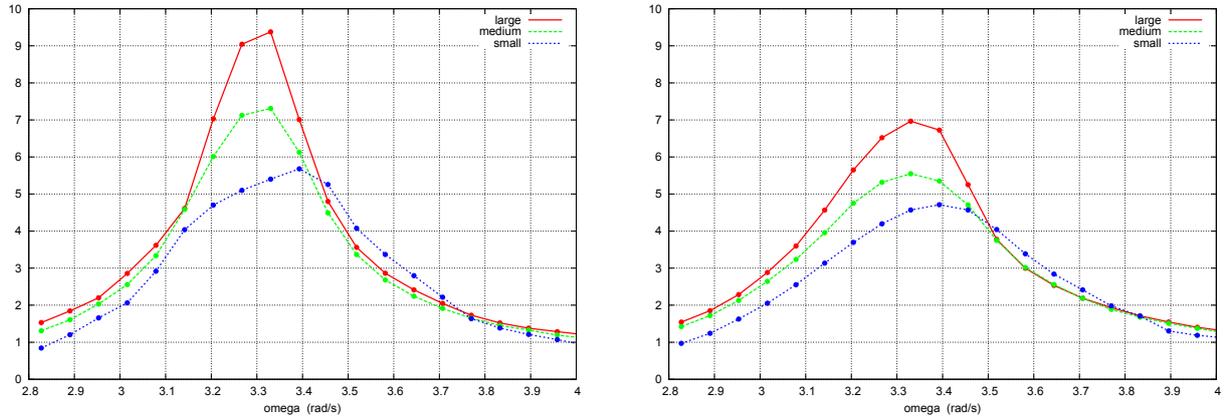


Figure 4: Experimental RAOs of the free surface elevation at the wall. Emergent case. Amplitude 1 mm (left) and 2 mm (right).

In the following paragraph we present and comment some illustrative results from the experiments.

Figures 4 and 5 show, in the emergent case, and at the nominal porosity (no cylinder removed), the experimental RAOs of the free surface elevation, for the 3 diameters, and for forced motion amplitudes of 1 mm, 2 mm, 5 mm and 10 mm. At the smallest amplitude the RAOs peak at a frequency of about 3.3 rad/s for the large and medium cylinders and 3.4 rad/s for the small ones. The reason for this difference in resonant frequency is unclear; it is likely partly due to a slightly larger porosity for the small cylinders (73.8 % vs 72.7 % and 73.2 % for, respectively, the large and medium ones). It can be seen that the RAOs decrease as the cylinder diameter diminishes, this is presumably due to larger damping at small diameter. It can also be observed that the RAOs decrease when the motion amplitude increases, suggesting that the damping effects at hand are nonlinear, most likely quadratic drag forces associated with flow separation. It may also be noted that, as the amplitude of sloshing

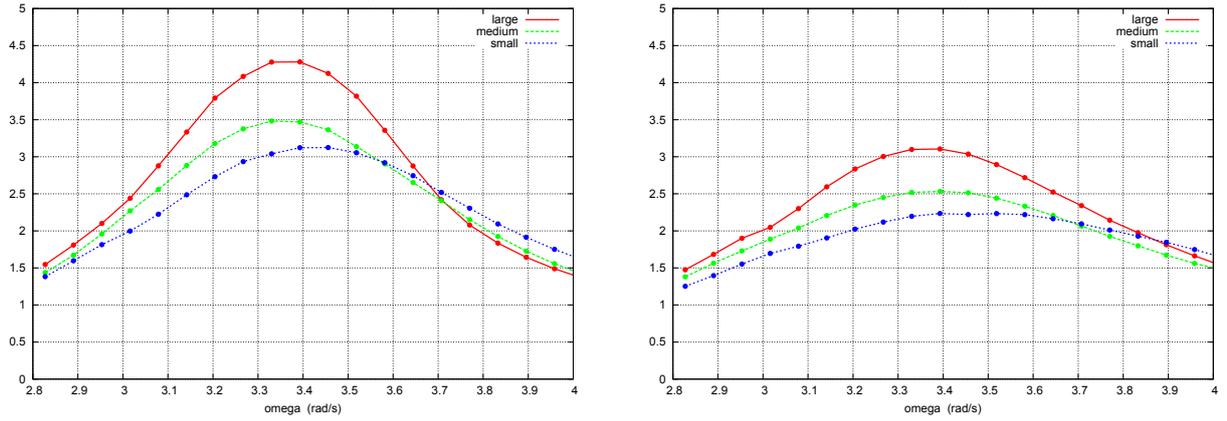


Figure 5: Experimental RAOs of the free surface elevation at the wall. Emergent case. Amplitude 5 mm (left) and 10 mm (right).

motion increases, the RAO peaks shift toward higher frequencies. For clean tanks (without internal obstacles) this is a known behavior when the depth over length ratio h/L is less than 0.3368, due to free surface nonlinearities (e.g. see Faltinsen & Timokha, 2009, chapter 8). In our experiments $h/L \simeq 0.2$. In Molin & Remy (2016) it is found that the presence of the cylinders in the tank amplifies nonlinear free surface effects, as compared to the clean tank case (the frequency shift gets larger).

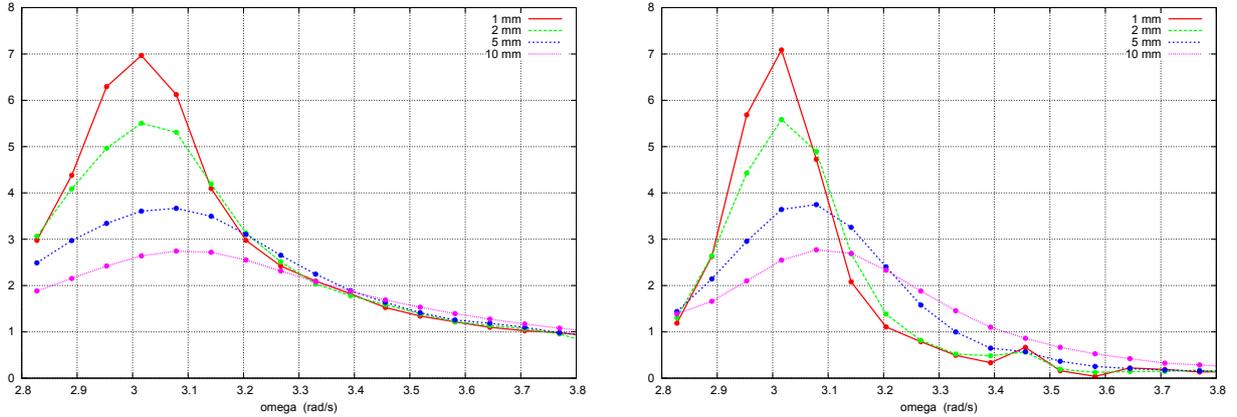


Figure 6: Large diameter cylinders. Submerged case (height 20 cm). RAO of the free surface elevation (left) and damping coefficient C_b (right) for different oscillation amplitudes.

Figure 6 shows, in the submerged case, for the large diameter cylinders at the nominal porosity (no cylinders removed) the RAO of the free surface elevation (left) and the damping coefficient C_b (right) for oscillation amplitudes from 1 mm up to 10 mm. At 1 mm motion amplitude the RAO and damping coefficient both peak at 3 rad/s.

Finally figure 7 shows, also for the fully submerged large cylinders at nominal porosity, the experimental resonant frequency of the first sloshing mode, as a function of the height d of the cylinders from the tank floor. Also shown, for $d > 23.5$ cm, is the value obtained in the emergent case, that is 3.3 rad/s. It is striking that the natural frequency is smaller in the submerged case with the cylinder end close to the free surface.

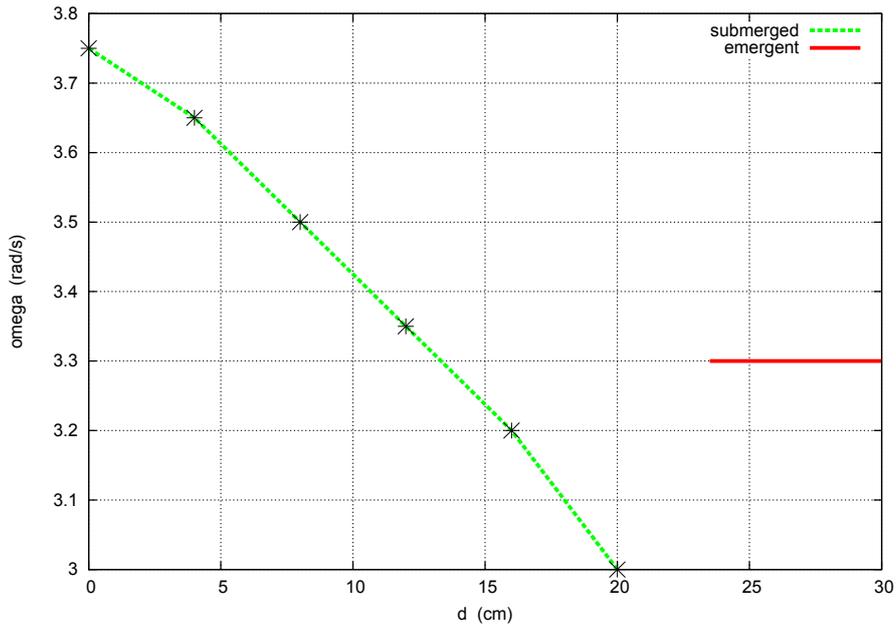


Figure 7: Natural frequency vs height of cylinders.

3 Theoretical estimates of the natural frequency. Emergent case

In this section we derive and investigate different formulations of the natural frequency of the first sloshing mode, accounting for the presence of the cylinders inside the tank, or, equivalently, of the dispersion equation for progressive waves traveling over cylinder arrays.

There is an enormous literature on wave interaction with finite or infinite arrays of vertical cylinders (Linton & Evans 1990, Maniar & Newman 1997, McIver 2000, Kagemoto *et al.* 2002 to cite but a few). Most of this literature deals with cylinders of large diameters, comparable with the wavelength, where actual interactions occur. We are concerned with diameters much smaller than the wavelength: in our sloshing tests the reference wavelength is twice the length of the tank, that is 2.4 m, while the diameters range from 2.5 cm up to 5 cm and the cylinder spacing is of the same order. The diffracted wave system from each cylinder is very weak and hardly no interaction takes place.

Here we make use of work by Martin & Dalrymple (1988) who deal with one isolated cylinder in the middle of a channel, in the asymptotic case $ka \rightarrow 0$, $kB \rightarrow 0$, with k the wave number, a the cylinder radius and B the channel width. Another dispersion equation is found in Evans & Shipway (2000).

On the sloshing case, there is a wide information gathered in Faltinsen & Timokha (2009, chapter 4). We follow a procedure proposed by Jeyakumaran & McIver (1995) who address the problem of determining the resonant sloshing frequencies in a rectangular tank with internal structures. Jeyakumaran & McIver only address the case of fully submerged bodies. Faltinsen & Timokha (2009) have also extended their method to more general cases, including surface piercing vertical cylinders. However we end up with an expression different from Faltinsen & Timokha's.

First we go back to the porous medium idealization of Yu & Chwang (1994) and we propose a modification.

3.1 Cylinder array considered as a porous medium

Here we refer to Yu & Chwang (1994) from which, for a porous medium extending all over the water column, the following dispersion equation can be drawn (see Arnaud *et al.* 2016)

$$\omega^2 S = g k \tanh kh \quad (3)$$

with ω the frequency, k the wave number, h the water depth and S the coefficient

$$S = 1 + C_m \frac{1 - \tau}{\tau} \quad (4)$$

with τ the porosity and C_m an "added mass coefficient" (Madsen 1974; Yu & Chwang 1994), or a "virtual mass coefficient" (Sollitt & Cross 1972, Burcharth & Andersen 1995), or an "inertia coefficient" (Lowe *et al.* 2005). These different appellations create confusion as to whether the reference value is 1 or 2 for a circular cylinder. As a matter of fact Lowe *et al.* (2005) explicitly state $C_m = 2$ while according to Madsen (1974) $C_m = 1$. Note that, as emphasized by Burcharth & Andersen (1995), other expressions can be found, for instance without τ at the denominator in (4).

We stress out that, in this paper, we do not consider viscous effects that would lead to a decrease of the wave amplitude as the waves travel over the cylinder arrays. We are only concerned with changes in the wavelengths.

A variant of equation (3) can be devised by noting that vertical cylinder arrays are not an isotropic medium: the horizontal flow component is hindered by the cylinders while the vertical component is not. This suggests the following modification: we write the linearized Euler equations as

$$S U_t = -\frac{1}{\rho} p_x \quad (5)$$

$$W_t = -\frac{1}{\rho} p_z - g \quad (6)$$

$$U_x + W_z = 0 \quad (7)$$

with U, W the horizontal and vertical velocity components, p the pressure.

Differentiating the first equation with z , the second one with x , and subtracting, we get

$$\frac{\partial}{\partial t}(S U_z - W_x) = 0 \quad (8)$$

This condition can be fulfilled a priori if we introduce a "velocity potential" $\Phi(x, z, t)$ such that

$$U = \frac{\Phi_x}{S} \quad (9)$$

$$W = \Phi_z \quad (10)$$

Mass conservation then gives the modified Laplace equation

$$\Phi_{xx} + S \Phi_{zz} = 0 \quad (11)$$

The usual linearized Bernoulli-Lagrange equation is recovered for the pressure:

$$p = p_0 - \rho g z - \rho \Phi_t \quad (12)$$

so that the usual free surface equation still applies

$$g \Phi_z + \Phi_{tt} = 0 \quad (13)$$

Velocity potentials of progressive waves now have the form

$$\Phi = A \cosh \left[\frac{k}{\sqrt{S}} z \right] \sin(kx - \omega t + \theta) \quad (14)$$

(with $z = 0$ the bottom) and the dispersion equation can be written as

$$\omega^2 = g \frac{k}{\sqrt{S}} \tanh \left[\frac{k}{\sqrt{S}} h \right] \quad (15)$$

When C_m is taken equal to 1, then $S = 1/\tau$ and the dispersion equation becomes

$$\omega^2 = g k \sqrt{\tau} \tanh(k h \sqrt{\tau}) \quad (16)$$

3.2 Progressive waves in a channel

There is some literature on wave interaction with a vertical cylinder in the center of canal or, equivalently, with a grating of cylinders. When the wavelength is large both as compared to the diameter and to the channel width, Martin & Dalrymple (1988), using matched asymptotic expansions, obtain that the transmission coefficient is given by

$$T = 1 + i \frac{\pi k a^2}{2B} = e^{i\pi k a^2/(2B)} + O(k^2 a^4/B^2) \quad (17)$$

with a the cylinder radius and B the channel width (or cylinder spacing for the grating).

Equation (17) means that, when the incoming wave is $A \exp\{i k x\}$ and the cylinder row is in $x = 0$, the transmitted wave is $A \exp\{i k x + i k \pi a^2/(2B)\}$. This is for one row of cylinders. Here we have successive rows apart by a distance D . So we can approximate the transmitted wave as $A \exp\{i k x [1 + \pi a^2/(2BD)]\} = A \exp\{i k x [1 + (1 - \tau)/2]\}$ since $1 - \tau = \pi a^2/(BD)$. This means that the wave number k from the usual dispersion equation is multiplied by the factor $1 + (1 - \tau)/2$.

As a result we can propose the dispersion equation

$$\omega^2 = \frac{gk}{1 + (1 - \tau)/2} \tanh \frac{kh}{1 + (1 - \tau)/2} \quad (18)$$

It must be noted that the dispersion equation (18) is equivalent to (15) (with $C_m = 1$) in the limiting case $\tau \rightarrow 1$ since

$$\sqrt{S} = \sqrt{1 + \frac{1 - \tau}{\tau}} \simeq 1 + \frac{1 - \tau}{2} \quad \text{for } \tau \rightarrow 1 \quad (19)$$

In Appendix A we give an alternative proof of Martin & Dalrymple's result, using a method similar with the method of Jeyakumaran & McIver (1995) in the sloshing case.

3.3 Evans & Shipway

In a short paper, Evans & Shipway (2000), from analogies with acoustic resonances within banks of heat exchangers, a topic which has been widely studied in acoustics, propose a simple theoretical model from which the following dispersion equation can be derived

$$\omega^2 = \frac{gk}{\sqrt{1 + (1 - \tau)}} \tanh \frac{kh}{\sqrt{1 + (1 - \tau)}} \quad (20)$$

Again the expression (20) is identical with (15) (with $C_m = 1$) and (18) in the asymptotic case $\tau \rightarrow 1$.

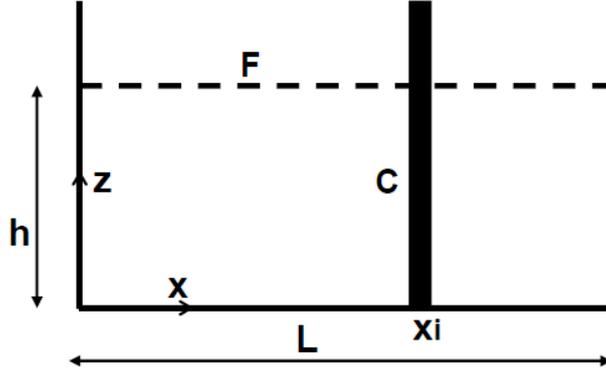


Figure 8: Geometry.

3.4 Jeyakumaran & McIver method

Here we follow a procedure proposed by Jeyakumaran & McIver (1995). A similar method is applied by Drake (1999) in the case of vertical circular pipes within a vertical cylinder.

Following the notations of Jeyakumaran & McIver (1995), we index with M the velocity potential of the first sloshing mode in the "clean tank" condition:

$$\Phi_M(x, y, z, t) = \Re \{ \varphi_M(x, y, z) e^{-i \omega_M t} \} \quad (21)$$

where

$$\varphi_M(x, y, z) = \cos kx \frac{\cosh kz}{\cosh kh} \quad (22)$$

with $k = \pi/L$. Here the coordinate system has its origin at the bottom left corner of the tank (see Fig. 8).

With one or several vertical cylinders in the tank the velocity potential is

$$\Phi(x, y, z, t) = \Re \{ \varphi(x, y, z) e^{-i \omega t} \} \quad (23)$$

The potential φ_M verifies the free surface condition

$$g \varphi_{Mz} - \omega_M^2 \varphi_M = 0 \quad (24)$$

with

$$\omega_M^2 = g k \tanh kh \quad (25)$$

and $\varphi(x, y, z)$ satisfies

$$g \varphi_z - \omega^2 \varphi = 0 \quad (26)$$

with ω the modified resonant frequency.

Applying Green's theorem we get

$$\int_F \left(\varphi \frac{\partial \varphi_M}{\partial z} - \varphi_M \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) dS + \int_C \varphi \nabla \varphi_M \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (27)$$

with F the free surface, C the wetted surface of the internal structures, \vec{n} the normal vector outward the fluid domain. From the free surface condition we get

$$\omega^2 = \omega_M^2 - g \frac{\int_C \varphi \nabla \varphi_M \cdot \vec{n} dS}{\int_F \varphi \varphi_M dS} \quad (28)$$

where the normal vector has been reversed, it is now into the fluid domain.

To proceed it is assumed that $\varphi \simeq \varphi_M$ on the free surface and that the perturbations due to the internal structures are only "local".

Assuming $\varphi \simeq \varphi_M = \cos kx$ over the free surface we get

$$\int_F \varphi \varphi_M \, dS \simeq \frac{1}{2} \tau B L \quad (29)$$

with τ the porosity, B the width and L the length of the tank.

Let us first assume an isolated vertical cylinder in x_i . Locally the "incoming" velocity potential φ_M can be written

$$\varphi_M(x, y, z) = \varphi_M(R, \theta, z) \simeq [\cos kx_i J_0(kR) - 2 \sin kx_i J_1(kR) \cos \theta] \frac{\cosh kz}{\cosh kh} \quad (30)$$

with (R, θ, z) a local cylindrical coordinate system and J_0, J_1 , Bessel functions of the first kind.

Then the potential φ can be approximated as

$$\varphi(R, \theta, z) \simeq \left[\cos kx_i \left(J_0(kR) - \frac{J'_0(ka)}{H'_0(ka)} H_0(kR) \right) - 2 \sin kx_i \left(J_1(kR) - \frac{J'_1(ka)}{H'_1(ka)} H_1(kR) \right) \cos \theta \right] \frac{\cosh kz}{\cosh kh} \quad (31)$$

with a the cylinder radius and H_0, H_1 , Hankel functions.

As a result, on the cylinder, in the limit $ka \rightarrow 0$ (see Appendix A):

$$\varphi \simeq [\cos kx_i - 2ka \cos \theta \sin kx_i] \frac{\cosh kz}{\cosh kh} \quad (32)$$

$$\frac{\partial \varphi_M}{\partial R} \simeq \left[-\frac{1}{2} k^2 a \cos kx_i - k \cos \theta \sin kx_i \right] \frac{\cosh kz}{\cosh kh} \quad (33)$$

and

$$\int_C \varphi \nabla \varphi_M \cdot \vec{n} \, dS \simeq \frac{1}{2} k \pi a^2 (2 \sin^2 kx_i - \cos^2 kx_i) \left[\frac{kh}{\cosh^2 kh} + \tanh kh \right] \quad (34)$$

This is for one cylinder in x_i . Under the assumption that the cylinders are numerous and regularly located over the length and width of the tank, the summation over all cylinders can be approximated via a double integral in x and y . This leads to the expression

$$\int_C \varphi \nabla \varphi_M \cdot \vec{n} \, dS \simeq \frac{1}{4} k (1 - \tau) B L \left[\frac{kh}{\cosh^2 kh} + \tanh kh \right] \quad (35)$$

Finally the dispersion equation for ω writes

$$\omega^2 = g k \tanh kh \left[1 - \frac{1 - \tau}{2\tau} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \right] \quad (36)$$

Figure 9 shows the resonant frequencies predicted by the different formulations, vs the porosity τ , compared with the natural frequencies derived from the sloshing tests. The 4 experimental points shown at porosities larger than 70 % were obtained with the medium cylinders. Recently further tests were run at smaller values of the porosity, from 50 % up to 66 %, with a new set of 5 cm diameter cylinders. The numerical predictions are labeled as "YC" for Yu & Chwang, equation (3) with $C_m = 1$; "MLE" for Modified Laplace Equation, equation (15) with $C_m = 1$; "MD" for Martin & Dalrymple, equation (18); "ES" for Evans & Shipway, equation (20); "JMI" for Jeyakumaran & McIver, equation (36). Except for "YC", all formulations agree in the limit $\tau \rightarrow 1$ (have the same slope). The experimental points appear to be very close to the "MLE" curve, except for the two smallest values of the porosity where a drastic change of behavior is observed. We have no explanation for this change of behavior. Note that, as written earlier, the experimental accuracy of the resonant frequency is estimated to be around 0.03 rad/s (which is about the size of the symbol in the figure).

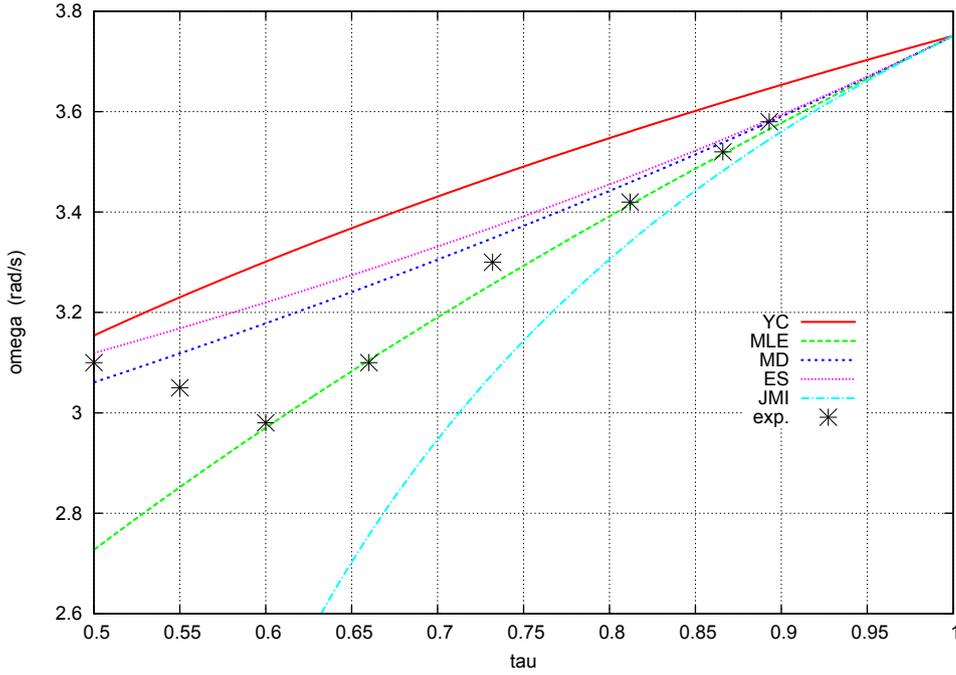


Figure 9: Emergent case. Natural frequency vs porosity, from the theoretical formulations and from the experiments.

4 Theoretical estimates of the natural frequency. Submerged case

Here we propose two formulations of the dispersion equation, equivalent to the JMI and MLE methods in the emergent case. As for an equivalent to the formulation based on Martin & Dalrymple's results, there is some literature on an isolated truncated cylinder in a channel (see Linton & Evans 1992) but nothing readily convenient to use.

4.1 Modified Laplace equation

Here we consider a two layer system, with the usual Laplace equation being verified in the upper layer $d \leq z \leq h$ and the modified Laplace equation (11) in the lower layer $0 \leq z \leq d$. That is, for progressive waves, we write the velocity potentials

$$\varphi_1 = e^{ikx} [\alpha \cosh k(z-d) + \beta \sinh k(z-d)] \quad d \leq z \leq h \quad (37)$$

$$\varphi_2 = \gamma e^{ikx} \cosh k_2 z \quad 0 \leq z \leq d \quad (38)$$

with $k_2 = k/\sqrt{S}$, where $S = 1 + C_m(1-\tau)/\tau$. When $C_m = 1$, then $k_2 = k\sqrt{\tau}$.

In $z = d$ we match φ_1 and φ_2 , and we write mass conservation as $\varphi_{1z} = \tau \varphi_{2z}$. Satisfaction of the free surface condition gives the dispersion equation

$$\omega^2 = gk \frac{k \tanh k(h-d) + \tau k_2 \tanh k_2 d}{k + \tau k_2 \tanh k(h-d) \tanh k_2 d} \quad (39)$$

In the limiting case where $d = h$ we get

$$\omega^2 = \tau g k_2 \tanh k_2 h \quad (40)$$

which, as compared to (15), has a corrective τ factor.

4.2 Jeyakumaran & McIver method

Referring to section 3.4, on the vertical wall of the cylinders we perform the z integration from bottom $z = 0$ up to top $z = d$ and we add up an estimate of the integration of $\varphi \partial\varphi_M/\partial z$ over the cylinder top C_T . There we take

$$\varphi \simeq \varphi_M \simeq \cos kx_i \frac{\cosh kd}{\cosh kh} \quad (41)$$

$$\frac{\partial\varphi_M}{\partial z} = k \cos kx_i \frac{\sinh kd}{\cosh kh} \quad (42)$$

so that, for one cylinder in (x_i, y_i) :

$$\int_{C_T} \varphi \nabla\varphi_M \cdot \vec{n} \, dS \simeq k \pi a^2 \cos^2 kx_i \frac{\sinh kd \cosh kd}{\cosh^2 kh} \quad (43)$$

and for the complete set of cylinders

$$\int_{C_T} \varphi \nabla\varphi_M \cdot \vec{n} \, dS \simeq \frac{1}{2} k (1 - \tau) B L \frac{\sinh kd \cosh kd}{\cosh^2 kh} \quad (44)$$

The following dispersion equation is finally obtained

$$\omega^2 = g k \tanh kh \left[1 - (1 - \tau) \frac{kd + 3 \sinh kd \cosh kd}{\sinh 2kh} \right] \quad (45)$$

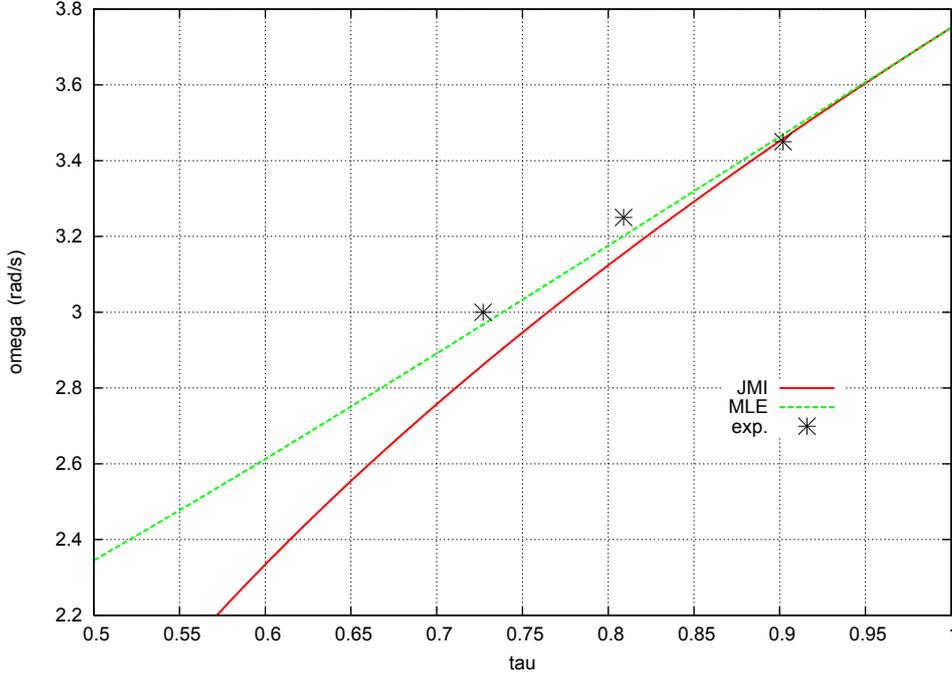


Figure 10: Submerged case. Natural frequency vs porosity. Cylinder height 20 cm.

Figures 10 and 11 show the natural frequencies obtained through equations (39) and (45) compared with the experimental ones, for the large diameter (5 cm) cylinders. Figure 10 shows the natural frequency vs the porosity τ for the three porosity ratios tested, the cylinder height d being 20 cm. Note that the porosity is still defined as $\tau = 1 - N \pi a^2 / (B L)$, it is not the void fraction. Figure 11 shows the frequency vs the height of the cylinders at the constant porosity of 0.73.

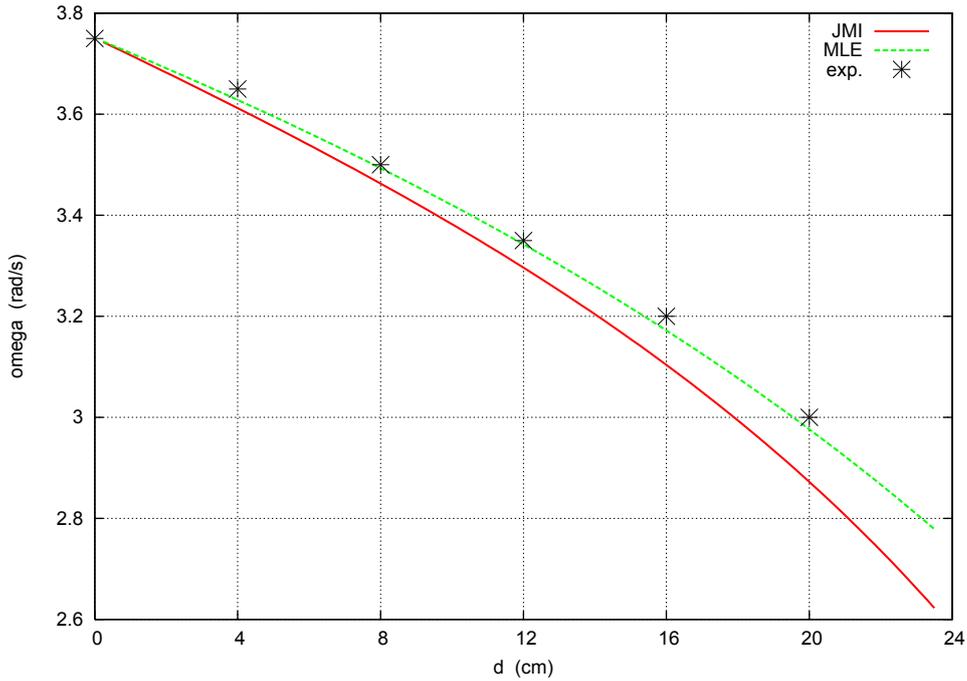


Figure 11: Submerged case. Natural frequency vs height of cylinders. Porosity 73 %.

It is striking that both formulations seem to do a better job than their equivalent in the emergent case. In particular the natural frequencies predicted by (39) are extremely close to the experimental values.

5 Final comments

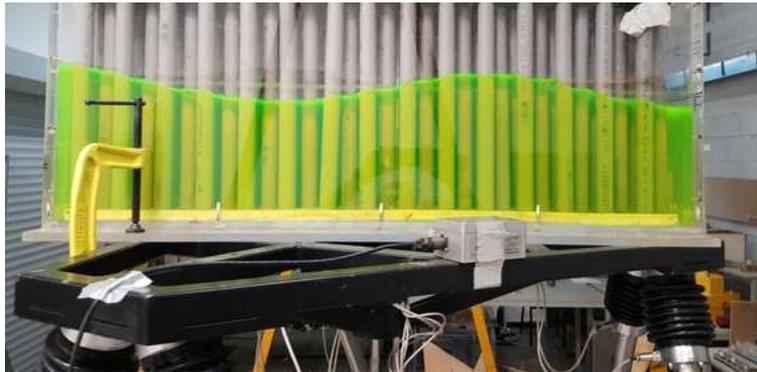


Figure 12: Emerging case, medium diameter cylinders. Sloshing tests at the natural frequency of the third sloshing mode.

We have proposed new formulations of the dispersion equation for waves traveling through or over arrays of vertical cylinders. Depending on the formulation, good, or relatively good, agreement with experimental derivations has been obtained. Overall the dispersion equations based on the cylinder array being considered a non isotropic medium provide the best agreement.

It must be stressed out that these formulations of the dispersion equation have been confronted

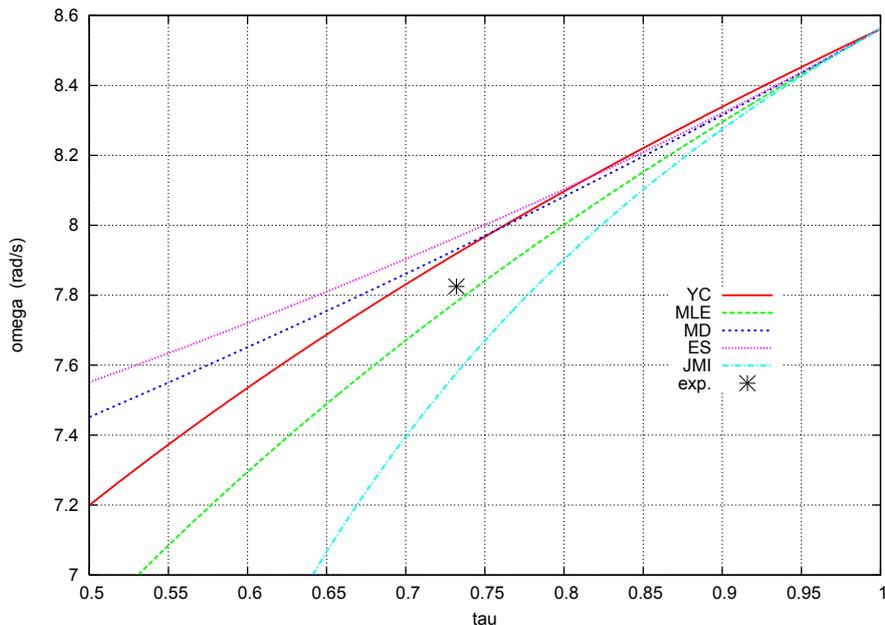


Figure 13: Emerging case, medium diameter cylinders. Natural frequency of the third mode from experiments, and from the different formulations.

with experimental results for only one value of the kh parameter ($kh \simeq 0.615$). Obviously further validations need to be done, encompassing deep and shallow waterdepth conditions. In order to extend somewhat the range of results shown here, we have run some supplementary tests with the tank being oscillated at frequencies around the third sloshing mode. This was done only in the nominal porosity case, with the medium cylinders. Figure 12 shows a view of the tests.

The waterheight was kept the same, so the kh value for the third mode was 1.85. As Figure 13 shows the different theoretical formulations are fairly close at this kh value. There is only one experimental point which, again, seems to lie closer to the MLE curve.

Finally it should also be emphasized that our formulations are based on the assumption of a regular (doubly-periodic) arrangement of the cylinders. We have done a few tests with irregular arrangements, keeping the number of cylinders the same, and found significant deviations of the resonant frequency.

Acknowledgment

The authors are grateful to one of the reviewers for pointing out the works by Drake (1999) and Evans & Shipway (2000).

A Application of the method of Jeyakumaran & McIver to regular wave interaction with a vertical cylinder in a channel

We take a vertical cylinder from the bottom through the free surface in the middle of a channel of width B . Incoming waves come from $x = -\infty$ with the velocity potential

$$\Phi_I(x, y, z, t) = \Re \{ \varphi_1(x, y, z) e^{-i\omega t} \} \quad (46)$$

with

$$\varphi_1(x, y, z) = F(z) e^{ikx} = -\frac{Ag}{\omega} \frac{\cosh kz}{\cosh kh} e^{ikx} \quad (47)$$

In the presence of the cylinder the total velocity potential $\Phi = \Phi_I + \Phi_D$ writes

$$\Phi(x, y, z, t) = \Re \{ \varphi_2(x, y, z) e^{-i\omega t} \} \quad (48)$$

with

$$\varphi_2(x, y, z) = T e^{ikx} F(z) \quad x \rightarrow \infty \quad (49)$$

$$\varphi_2(x, y, z) = \left[e^{ikx} + R e^{-ikx} \right] F(z) \quad x \rightarrow -\infty \quad (50)$$

T the transmission coefficient and R the reflection coefficient.

We apply Green theorem to φ_1^* and φ_2 (φ_1^* being the complex conjugate):

$$\int \left(\varphi_1^* \frac{\partial \varphi_2}{\partial n} - \varphi_2 \frac{\partial \varphi_1^*}{\partial n} \right) dS = 0 \quad (51)$$

The integrals over the free surface, bottom and channel walls are nil. There only remains integrals on the channel cross sections at the far left and far right, and the integral of $-\varphi_2 \partial \varphi_1^* / \partial n$ over the cylinder. In all three cases the z integrals are the same ($\int F^2(z) dz$) so they are omitted in the following. We get:

– at the far left $x \rightarrow -\infty$: $I_1 = -2i k B$.

– at the far right $x \rightarrow \infty$: $I_2 = 2i k T B$.

– by the cylinder, as in Martin & Dalrymple (1988), we retain the first two terms in the Fourier series of φ_1 and φ_2 where the presence of the channel walls is ignored:

$$\varphi_1 \simeq [J_0(kR) + 2i J_1(kR) \cos \theta] F(z) \quad (52)$$

$$\varphi_2 \simeq \left[J_0(kR) - \frac{J'_0(ka)}{H'_0(ka)} H_0(kR) + 2i \left(J_1(kR) - \frac{J'_1(ka)}{H'_1(ka)} H_1(kR) \right) \cos \theta \right] F(z) \quad (53)$$

with J_m , H_m Bessel and Hankel functions.

Then, on the cylinder, the following asymptotic expansions are obtained when $ka \rightarrow 0$:

$$\frac{\partial \varphi_1^*}{\partial R} \simeq \left[-\frac{1}{2} k^2 a - i k \cos \theta \right] F(z) \quad (54)$$

$$\varphi_2 \simeq [1 + 2i k a \cos \theta] F(z) \quad (55)$$

Integration over the cylinder wall then gives $I_3 = \pi k^2 a^2$ and the transmission coefficient is obtained as

$$T = 1 + i \frac{\pi k a^2}{2 B} \quad (56)$$

in agreement with (17).

It must be pointed out that when a less precise estimate of φ_1 and φ_2 , inspired from a Morison approach, is taken by the cylinder, namely

$$\varphi_1 \simeq [1 + i k R \cos \theta] F(z) \quad (57)$$

$$\varphi_2 \simeq \left[1 + i k \left(R + \frac{a^2}{R} \right) \cos \theta \right] F(z) \quad (58)$$

then

$$\frac{\partial \varphi_1^*}{\partial R} \simeq -i k \cos \theta F(z) \quad (59)$$

$$\varphi_2 \simeq [1 + 2i k a \cos \theta] F(z) \quad (60)$$

and the I_3 value is doubled! The discrepancy, as can easily be seen, results from the missing source like term $-k^2 a/2$ in $\partial \varphi_1^* / \partial R$.

References

- ARNAUD G, REY V, TOUBOUL J, SOUS D, MOLIN B, GOUAUD F 2016 Wave propagation through vertical cylinder arrays: effect of the specific surface, submitted.
- AUGUSTIN LN, IRISH JI, LYNETT P 2009 Laboratory and numerical studies of wave damping by emergent and near-emergent wetland vegetation, *Coastal Engineering*, **56**, 332–340.
- BURCHARTH HF, ANDERSEN OH 1995 On the one-dimensional steady and unsteady porous flow equations, *Coastal Engineering*, **24**, 233–257.
- BURTON TE 1980 Sound speed in a heat exchanger tube bank, *J. Sound and Vibration*, **71**, 157–160.
- DRAKE KR 1999 The effect of internal pipes on the fundamental frequency of liquid sloshing in a circular tank, *Applied Ocean Research*, **21**, 133–143.
- EVANS DV, SHIPWAY BB 2000 A continuum model for multi-column structures in waves, in *Proc. 15th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies*, Caesarea, Israel (www.iwwwfb.org).
- FALTINSEN OM, TIMOKHA AN 2009 *Sloshing*, Cambridge University Press.
- JEYAKUMARAN R, MCIVER P 1995 Approximations to sloshing frequencies for rectangular tanks with internal structures, *J. Engrg. Mathematics*, **29**, 537–556.
- KAGEMOTO H, MURAI M, SAITO M, MOLIN B, MALENICA S 2002 Experimental and theoretical analysis of the wave decay along a long array of vertical cylinders, *J. Fluid Mech.*, **456**, 113–135.
- LINTON CM, EVANS DV 1990 The interaction of waves with arrays of vertical cylinders, *J. Fluid Mech.*, **424**, 101–125.
- LINTON CM, EVANS DV 1992 The radiation and scattering of surface waves by a vertical cylinder in a channel, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, **338**, 325–357.
- LOWE RJ, KOSEFF JR, MONISMITH SG 2005 Oscillatory flow through submerged canopies: 1. Velocity structure, *J. Geophysical Res.*, **110**, C10016, doi:10.1029/2004JC002788.
- MADSEN OS 1974 Wave transmission through porous structures, *J. Waterways, Harbors, and Coastal Engineering Division*, ASCE, **100**, 169–188.
- MANIAR HD, NEWMAN JN 1997 Wave diffraction by a long array of cylinders, *J. Fluid Mech.*, **339**, 309–330.
- MARTIN PA, DALRYMPLE RA 1988 Scattering of long waves by cylindrical obstacles and gratings using matched asymptotic expansions, *J. Fluid Mech.*, **188**, 465–490.
- MCIVER P. 2000 Water-wave propagation through an infinite array of cylindrical structures, *J. Fluid Mech.*, **424**, 101–125.
- MEI CC, CHAN I-C, LIU PL-F, HUANG Z, ZHANG W 2011 Long waves through emergent coastal vegetation, *J. Fluid Mech.*, **687**, 461–491.
- MOLIN B, REMY F 2013 Experimental and numerical study of the sloshing motion in a rectangular tank with a perforated screen, *J. Fluids and Structures*, **43**, 463–480.
- MOLIN B, REMY F 2016 An investigation of the resonant sloshing motion in a rectangular tank with multiple vertical cylinders (to be given at *15èmes Journées de l’Hydrodynamique*, Brest).
- PARKER R 1978 Acoustic resonances in passages containing banks of heat exchanger tubes, *J. Sound and Vibration*, **57**, 245–260.
- SOLLITT CK, CROSS RH 1972 Wave transmission through permeable breakwaters, in *Proc. 13th Conf. Coastal Engineering*, ASCE, New-York, N.Y., 1827–1846.
- YU X, CHWANG AT 1994 Wave motion through porous structures, *J. Engineering Mech.*, **120**, 989–1008.

Gwendoline ARNAUD

INSTITUT MÉDITERRANÉEN D'OCÉANOLOGIE (M.I.O.), UNIVERSITÉ DE TOULON
ACRI-IN

Houle à la côte : propagation, impacts et ouvrages innovants

Résumé L'objectif de ces travaux de thèse visait une meilleure compréhension et représentation de la propagation de la houle à travers les milieux poreux afin de proposer une nouvelle caractérisation des ouvrages de défense du littoral. L'influence du paramètre de surface spécifique des milieux poreux (surface de contact fluide-solide), à porosité constante, est mise en évidence sur des écoulements permanents et oscillants forcés par la houle à l'aide de séries d'expériences réalisées en canal et bassin d'essai. Les données expérimentales obtenues sont comparées à des modèles théoriques basés sur la théorie potentielle des ondes et résolus à travers des méthodes intégrales de raccordement des potentiels aux frontières entre domaines.

Les processus de réflexion, transmission et dissipation sont étudiés dans le cas bidimensionnel, les processus de réflexion, réfraction-diffraction et dissipation de la houle sont étudiés dans le cas tridimensionnel. Des phénomènes d'interférence des ondes sont mis en évidence en observant le caractère oscillant du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence de la houle dans le cas 2D. A ce processus d'interférences dans la direction de propagation de la houle dans le cas 2D s'ajoute, dans le cas 3D, un phénomène d'interférences dans la direction transversale à la direction de propagation de la houle. Un comportement linéaire ou quadratique du taux de dissipation de l'onde à l'intérieur du milieu poreux est observé. Le rôle de la surface spécifique dans la dissipation de l'énergie de l'onde à travers le milieu poreux est mis en évidence. Les régimes d'écoulement et les effets d'échelle sont également discutés.

Mots clés : houle, propagation, milieux poreux, surface spécifique, interférences, réflexion, dissipation, réfraction-diffraction

Wave to the coast : propagation, impact and innovative structures

Abstract The purpose of this Ph-D work aims to enhance knowledge and better describe wave propagation through porous media in order to propose a new characterization of coastal defense structures. The influence of the specific surface parameter (fluid-solid contact surface) of porous media is then highlighted at given porosity for steady and oscillatory wave induced flows with experiment series carried out in either wave tank or basin. Experimental data are compared with theoretical models based on wave potential theory numerical solved by use of integral matching method at the domains' boundaries.

Wave scattering in the presence of porous structure is studied in both 2D and 3D cases. Interference process within the porous media are observed in the 2D case, leading to an oscillatory behavior of the reflection versus frequency. Additional interference processes are observed in the transverse direction in the 3D case, leading to a wave behavior strongly dependent on wave dynamics at both sides of the porous structure for resonant cases. Either linear or quadratic behavior of the dissipation is observed within the porous media. The role of the specific surface in the dissipation process is demonstrated. Both flow regimes and scale effects are also discussed.

Keywords : wave, propagation, porous media, specific surface, interferences, reflection, dissipation, refraction-diffraction