

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DJILLALI LIABES SIDI BEL ABBES



FACULTE DES TECHNOLOGIES
DEPARTEMENT DE GENIE CIVIL
& TRAVAUX PUBLICS

THESE

Présentée en vue de l'obtention du

DOCTORAT EN SCIENCES

Spécialité : Génie-civil

Option : Structures

Soutenue par
SENOUCI Fawzi

Sujet de thèse :

**Caractéristiques Hydrodynamiques des Brise-lames
Poreux dans les Vagues Régulières**

Soutenu le : 01 / 06 / 2021, Devant le Jury composé de :

MEGHACHOU Mourad	Professeur	UDL SBA	Président
CHIOUKH Nadji	Professeur	UDL SBA	Directeur de thèse
HAMOUDI Benameur	Professeur	USTO MB	Examineur
MEFTAH Sidi Mohamed Amine	Professeur	USTO MB	Examineur
SAIDI Fethi	MCA	USTO MB	Examineur
FAHSI Bouazza	Professeur	UDL. SBA	Examineur
BOUREMANA Mohamed	Professeur	UDL. SBA	Invité

Remerciements

Je tiens à remercier vivement, en premier lieu, mon directeur de thèse, Monsieur CHIOUKH Nadji, professeur à l'université Djilali Liabes, Faculté de Technologie, Département d'Hydraulique, qui a dirigé ma thèse, et qui sans lui, ce travail n'aurait jamais vu le jour, surtout après de longues années d'errance passées dans les deux sujets antérieurs à celui-ci; outre l'âge, même s'il n'y a pas d'âge dans la science comme on dit, qui comme même peut jouer un frein dans l'accomplissement d'un travail académique comme celui-là. Ses conseils et directives, ainsi que ses aides qui m'ont permis, par ailleurs, de me réinitier à l'hydrodynamique après de longues années d'éloignement du domaine de mécanique des fluides, m'en étaient très bénéfiques durant l'élaboration de ce travail, qui sans elles cette thèse n'aurait jamais été possible.

Je remercie cordialement Monsieur MEGHACHOU Mourad, recteur de l'université Djilali Liabes de Sidi-Bel-Abbès et professeur au Département d'hydraulique, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de ma soutenance.

Je remercie, aussi, Messieurs les membres de jury, Prof. HAMOUDI Benameur, Prof. MEFTAH Sidi Mohamed Amine, Dr. SAIDI Fethi, Prof. FAHSI Bouazza et Prof. BOUREMANA Mohamed, qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'examiner ma thèse.

Je souhaite également remercier tous mes collègues et amis, sans citer aucun nom par peur d'oublier quelqu'un, qui m'ont conseillé et encouragé à poursuivre les efforts jusqu'au bout.

Sans oublier, de rendre hommage à toute ma petite et grande famille, ma femme, mes enfants, mon père, mes frères et sœurs, et tous mes proches, qui m'ont soutenu tout le long de ce parcours.

Résumé

L'objectif de la recherche présentée dans cette thèse est le développement d'un modèle numérique utilisant la méthode sans maillage, basée sur la version améliorée de la méthode des limites singulières (ISBM) et la théorie des écoulements non visqueux, pour analyser numériquement les performances hydrodynamiques des brise-lames sous l'effet des vagues incidentes régulières normales. Cette méthode très complexe et sophistiquée a été conçue très récemment dans le but d'éliminer la nécessité d'utiliser des maillages pour la résolution numérique du problème, contrairement aux méthodes des éléments et volumes finis et des éléments de frontières qui nécessitent des maillages fins pour aboutir à des résultats précis.

Les brise-lames considérés dans cette étude sont des digues submergées imperméables et perméables, de formes rectangulaires et trapézoïdales, simples, ou doubles séparés par une distance mesurée à partir de leur centre.

Les effets de plusieurs paramètres relatifs à la géométrie des brise-lames (hauteur et largeur de submersion, porosité, et distance séparant les digues doubles) sont examinés.

Le domaine total de fluide est divisé en trois régions, la première où les vagues arrivent (afflux), la troisième où les vagues sont transmises (sortie), et la deuxième, située entre les deux précédentes, délimitée par, respectivement, les parois perméables des brise-lames, la surface libre, le fond marin, et les limites de propagation des régions d'entrée et de sortie.

Dans le cas des brise-lames poreux, on a adopté respectivement pour les côtés avant et arrière de chaque brise-lames des conditions aux limites poreuses absorbantes.

Mots-clés : Brise-lames, vagues normales régulières, digues submergées, imperméabilité, perméabilité, méthodes sans maillages, réflexion, transmission, dissipation de l'énergie.

Abstract

The objective of the research presented in this thesis is the development of a numerical model using a meshless method, based on the improved version of the singular boundary method (ISBM), and the theory of non-viscous flows, to numerically analyze the performance of breakwaters under the effect of regular normal incident waves. This very complex and sophisticated method was designed very recently with the aim of eliminating the need to use meshes for the numerical resolution of the problem, unlike the finite element, control volume and boundary element methods which require fine meshing to achieve accurate results.

The breakwaters considered in this study are submerged dikes impermeable and permeable, rectangular and trapezoidal, single or double separated by a distance measured from their center.

The effects of several parameters relating to the geometry of the breakwaters (height and width of submersion, porosity, and distance separating the dual breakwaters) are examined.

The total fluid domain is divided into three regions, the first where the waves arrive (inflow), the third where the waves are transmitted (output), and the second, located between the previous two, delimited by, respectively, the rigid walls breakwaters, the free surface, the seabed, and the propagation limits of the entry and exit regions.

In the case of porous breakwaters, absorbent porous boundary conditions were adopted for the front and rear sides of each breakwater, respectively.

Keywords: Breakwater, regular normal waves, submerged dikes, impermeability, permeability, meshless methods, reflection, transmission, wave energy dissipation.

Table des matières

Remerciements.....	ii
Résumé.....	iii
Abstract.....	iv
Table des matières.....	v
Nomenclature.....	viii
Liste de figures.....	x
Liste des tableaux.....	xvi
Chapitre I - INTRODUCTION GENERALE.....	2
I.1 - Le littoral.....	2
I.2 - Quai, brise-lames et jetées.....	4
I.3 - Historique.....	5
I.4 - Les vagues.....	8
I.4.a - Définition des vagues.....	8
I.4.b - Formation des vagues.....	8
I.4.c - Importance des vagues.....	12
I.4.d - Action du vent sur la mer.....	13
I.4.e - Mouvement des particules d'eau.....	17
I.4.f - Caractéristiques des vagues.....	17
I.5 - Vagues régulières de petite amplitude.....	22
I.5.a - Problème de valeurs limites.....	22
I.5.a.i - L'équation différentielle dirigeante.....	23
I.5.a.ii - Conditions aux limites.....	24

I.5.b - Célérité de la vague.....	25
I.5.c - Déplacement et cinématique des particules d'eau	26
I.5.d - Energie des vagues.....	28
I.5.e - Domaine de validité de la théorie linéaire	29
I.5.f - Propagation des Vagues.....	30
I.5.f.i - La réflexion	30
I.5.f.ii - La diffraction.....	32
I.5.f.iii - La Réfraction	33
I.5.f.iv - Déferlement des Vagues	35
I.5.g - Réflexion, transmission et dissipation des vagues	36
Chapitre II - METHODES DE PROTECTION DES COTES	40
II.1 - Brise-lames émergés	40
II.2 - Brise-lames submergés	49
II.3 - Types de brise-lames de tumulus	52
Chapitre III - PERFORMANCE DES BRISE-LAMES TYPE DIGUES POREUSES SUBMERGEES.....	64
III.1 - Introduction :	64
III.2 - Formulation du problème	69
III.3 - Solution numérique par la méthode de l'ISBM	76
Chapitre IV - VALIDATION ET PRESENTATION DES RESULTATS	83
IV.1 - Validation de la méthode numérique	83
IV.1.a - Brise-lames simple	89
IV.1.b - Brise-lames double	95
Chapitre V - CONCLUSION GENERALE	108
Références bibliographiques.....	111

Appendice A : Programme Informatique	118
Appendice B : Publication Internationale.....	139

Nomenclature

Symbole	Signification
a	Amplitude de la vague
A^-	Coefficient complexe
A^+	Coefficient complexe
C	Célérité d'onde de la vague
Cd	Coefficient de perte d'énergie des vagues
Cr	Coefficient de réflexion
Ct	Coefficient de transmission
d	Profondeur de l'eau
g	Accélération gravitationnelle
G_i ($i=1,2,3,4$)	Paramètre de porosité absorbante des parois
h	Hauteur des brise-lames
H	Hauteur d'onde de la vague
H/d	Hauteur relative
H/L	Cambrure
k	Nombre d'ondes
L	Longueur d'onde de la vague
N	Nombre total des nœuds
n	Normale sortante d'une surface
n_x^i	Normale au point de collocation x^i
$q(x^i)$	Condition aux limites essentielles
	Dérivée de la solution fondamentale de Laplace
$Q(x^i, s^j)$	Solution fondamentale de l'équation de Laplace

Re	Partie réelle d'un nombre complexe
r_{ij}	Distance euclidienne
s^i	Points source
T	Période d'onde de la vague
t	Temps
w_b	Largeur inférieure des brise-lames
w_t	Largeur supérieure des brise-lames
x^i	Points de collocation
X_s	Distance séparant deux brise-lames
α^j	Coefficients inconnus à déterminer
σ	Fréquence circulaire des vagues
Γ^-	Limite de propagation d'entrée
Γ^+	Limite de propagation de sortie
Γ_b	Totalité des limites des brise-lames
$\Gamma_{bi} (i=1,2,\dots)$	Limite des parois des brise-lames (1 et 2)
Γ_f	Limite de la surface libre
Γ_s	Limite fond marin
$\phi(x,y)$	Potentiel des vitesses spatial
$\phi(x,y,t)$	Potentiel des vitesses total
$\phi(x^i)$	Condition aux limites essentielles
ϕ_I	Potentiel de vitesse des vagues incidentes

Liste de figures

Fig. I-1 – Principales fonctions d’un brise-lames sont l’accostage et la protection contre les vagues.....	4
Fig. I-2 - Brise-lames à Cherbourg (Constable, 1824).	6
Fig. I-3 – Évolution des structures de brise-lames (Tanimoto & Goda, 1992).	7
Fig. I-4 - classification coutumière des ondes de gravité (Munk, 1951).	11
Fig. I-5 - Génération des vagues par le vent.	13
Fig. I-6 – Voyage de la vague.....	14
Fig. I-7 – Mouvement des particules d’eau.....	17
Fig. I-8 – Caractéristiques des vagues.....	18
Fig. I-9 – Exemple d’une fonction de vague enregistrée possible.....	19
Fig. I-10 - Forme de vague complexe résultant de la somme de deux sinusoïdes.	20
Fig. I-11 – Vagues non-linéaires.	21
Fig. I-12 – Structure générale des problèmes de valeurs aux limites bidimensionnelles... ..	22
Fig. I-13 - Problème de valeur aux limites définies pour vagues bidimensionnelles.	23
Fig. I-14 – Forme elliptique de la trajectoire des particules d’eau.	27
Fig. I-15 - Trajectoires de particules d'eau dans des vagues d'eau progressives de différentes profondeurs relatives.	27
Fig. I-16 - Vitesse des particules d'eau dans une vague progressive.	27
Fig. I-17 – Domaines d’application des théories linéaires et non linéaires en termes de H/d et d/L	29
Fig. I-18 – Vague stationnaire.	31

Fig. I-19 - Distribution des vitesses des particules d'eau dans une vague d'eau stationnaire.	32
Fig. I-20 - Diffraction des vagues.....	33
Fig. I-21- Phénomène de diffraction des vagues.	33
Fig. I-22 - Réfraction des vagues.	34
Fig. I-23 – Types de déferlement.	36
Fig. II-1 – Brise-lames de tumulus de longueur 405 mètres, construit de 1880 à 1890 (Ing. Alcay et Helfferich) au port de Ténès, Algérie.....	40
Fig. II-2 – Protection des plages contre l'érosion par les brise-lames.	41
Fig. II-3 - Brise-lames formé par des blocs de béton.	41
Fig. II-4 - Brise-lames formé de blocs de béton tétrapodes.....	42
Fig. II-5 - Types de blocs de blindage en béton. (Tsinker, 1997).	42
Fig. II-6 - Types de blocs de blindage en béton (nouvelle génération).....	43
Fig. II-7 - Brise-lames type mur à fentes perçant la surface (Singapour).	44
Fig. II-8 - Brise-lames type mur vertical perforé, port de la garde côtière à Busan (Corée du Sud).....	44
Fig. II-9 – brise-lames type système de chambre perforée, Dieppe (France).....	45
Fig. II-10 – Brise-lames semi-circulaire (SBW) perforé, port de Miyazaki (Japon).....	46
Fig. II-11 - vue isométrique du modèle SBW perforé.	46
Fig. II-12 - Brise-lames à double cylindre perforée (dual Cylinders), port de Nagashima, (Japon).....	47
Fig. II-13 - Troncs d'arbres servant de brise-lames, Saint-Malo (France).	47
Fig. II-14 - Brise-lames constitué d'un mur de clôture en bambou, Phuket (Thaïlande)...	48
Fig. II-15 – Brise-lames flottants.	48

Fig. II-16 - Vue aérienne du brise-lames immergé installé avec des éléments remplis de sable encapsulés à la plage du Lido, Sète, France.	49
Fig. II-17 - Brise-lames submergés en tubes géotextiles pour la protection des ports, Taichung, Taiwan.....	50
Fig. II-18 - Stabilisation avec brise-lames submergés de la plage San Bruno, côte nord du Yucatan, Mexique.	50
Fig. II-19 – Types de brise-lames.....	53
Fig. II-20 – Brise-lames de berme et profil de l'équilibre (JUHL, 1995).	55
Fig. II-21 - Brise-lames de berme de décombres avec récession, Rec.	57
Fig. II-22 - Evolution du brise-lame tandem (Cox et Clark, 1992).	58
Fig. II-23 - Vue aérienne du brise-lames tandem de hammond, Indiana, E.U.	59
Fig. II-24 - Vue aérienne de brise-lames de récif de Narrowneck (Narrowneck reef) (Jackson et Hornsey, 2003).....	59
Fig. II-25 - Emplacement de Narrowneck reef.....	60
Fig. II-26 - Vue aérienne du brise-lames de boscombe (Rendle & Davidson, 2012).....	61
Fig. II-27 - Emplacement du Boscombe reef.	61
Fig. III-1 – Systèmes de brise-lames considérés dans cette étude.....	69
Fig. III-2 - Définition physique du domaine des brise-lames.	70
Fig. III-3 - Discrétisation du domaine pour (a) des brise-lames simples et (b) des brise-lames doubles.	76
Fig. IV-1 - Indicateur d'erreur par rapport au nombre de nœuds des limites, pour un brise-lames imperméable rectangulaire simple.....	84
Fig. IV-2 - Indicateur d'erreur par rapport au nombre de nœuds des limites, pour des brise-lames imperméables rectangulaires doubles.....	84

Fig. IV-3 - Indicateur d'erreur par rapport à l'emplacement des limites fictives verticales, pour un brise-lames imperméable rectangulaire simple.....	85
Fig. IV-4 - Indicateur d'erreur par rapport à l'emplacement des limites fictives verticales, pour des brise-lames imperméables rectangulaires doubles.	85
Fig. IV-5 - Variations de C_r et C_t par rapport k_d pour un brise-lames rectangulaire imperméable simple selon différentes méthodes.	86
Fig. IV-6 - Variations de C_r par rapport k_d pour des brise-lames rectangulaires imperméables doubles selon différentes méthodes.	87
Fig. IV-7 - Variations de C_r par rapport k_d pour des brise-lames trapézoïdaux imperméables doubles selon différentes méthodes.	88
Fig. IV-8 - Variations de C_r et C_t en fonction de k_d pour différentes valeurs de h/d , dans le cas d'une structure simple d'un brise-lames rectangulaire.	89
Fig. IV-9 - Variations de C_r et C_t en fonction de k_d pour différentes valeurs de h/d , dans le cas d'une structure simple d'un brise-lames trapézoïdal.....	90
Fig. IV-10 - Variations de C_r et C_t en fonction de k_d pour différentes valeurs de la largeur, dans le cas d'une structure simple d'un brise-lames rectangulaire.	90
Fig. IV-11 - Variations de C_r et C_t en fonction de k_d pour différentes valeurs de la largeur, dans le cas d'une structure simple d'un brise-lames trapézoïdal.....	92
Fig. IV-12 - Variations de C_d en fonction de k_d pour différentes valeurs de G_1, G_2 , dans le cas d'une structure simple d'un brise-lames rectangulaire.	93
Fig. IV-13 - Variations de C_d en fonction de k_d pour différentes valeurs de G_1, G_2 , dans le cas d'une structure simple d'un brise-lames trapézoïdal.....	94
Fig. IV-14 - Variations de C_r et C_t en fonction de k_d pour différentes valeurs de G_1, G_2 , dans le cas d'une structure simple d'un brise-lames rectangulaire.	94

Fig. IV-15 - Variations de C_r et C_t en fonction de kd pour différentes valeurs de G_1, G_2 , dans le cas d'une structure simple d'un brise-lames trapézoïdal.	95
Fig. IV-16 - Variations de C_r et C_t en fonction de kd pour différentes valeurs de h/d , dans le cas d'une structure double de brise-lames rectangulaires.	96
Fig. IV-17 - Variations de C_r et C_t en fonction de kd pour différentes valeurs de h/d , dans le cas d'une structure double de brise-lames trapézoïdaux.	97
Fig. IV-18 - Variations de C_r et C_t en fonction de kd pour différentes valeurs de la largeur, dans le cas d'une structure double de brise-lames rectangulaires.	98
Fig. IV-19 - Variations de C_r et C_t en fonction de kd pour différentes valeurs de la largeur, dans le cas d'une structure double de brise-lames trapézoïdaux.	98
Fig. IV-20 - Variations de C_d en fonction de kd pour différentes valeurs de (G_1, G_2) , dans le cas d'une structure double de brise-lames rectangulaires.	99
Fig. IV-21 - Variations de C_d en fonction de kd pour différentes valeurs de (G_1, G_2) , dans le cas d'une structure double de brise-lames trapézoïdaux.	99
Fig. IV-22 - Variations de C_r et C_t en fonction de kd pour différentes valeurs de (G_1, G_2) , dans le cas d'une structure double de brise-lames rectangulaires.	100
Fig. IV-23 - Variations de C_r et C_t en fonction de kd pour différentes valeurs de (G_1, G_2) , dans le cas d'une structure double de brise-lames trapézoïdaux.	100
Fig. IV-24 - Variations de C_r et C_t en fonction de $2X_s/L$ pour différentes valeurs de h/d , dans le cas d'une structure double de brise-lames rectangulaires.	103
Fig. IV-25 - Variations de C_r et C_t en fonction de $2X_s/L$ pour différentes valeurs de h/d , dans le cas d'une structure double de brise-lames trapézoïdaux.	103
Fig. IV-26 - Variations de C_r et C_t en fonction de $2X_s/L$, pour différentes valeurs de la largeur, dans le cas d'une structure double de brise-lames rectangulaires.	104

Fig. IV-27 - Variations de C_r et C_t en fonction de $2X_s/L$, pour différentes valeurs de la largeur, dans le cas d'une structure double de brise-lames trapézoïdaux..... 104

Liste des tableaux

Tab. I-1 - Types et caractéristiques des vagues (Susbielles et Bratu, 1981). 12

CHAPITRE I—

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE I - INTRODUCTION GENERALE

I.1 - LE LITTORAL

Le littoral est la bande de terre constituant la zone comprise entre une étendue maritime et la terre ferme, pouvant s'étendre, selon les échelles retenues, de quelques centaines de mètres à plusieurs kilomètres de part et d'autre de la limite terre-eau.

Cet espace limité est depuis toujours, très convoité, très attractif et propices aux différents flux d'échanges commerciaux, de déplacements etc. Il accueille actuellement la majorité de l'humanité, un nombre important d'agglomérations et de nombreuses activités. On parle alors de littoralisation.

Sur toute la planète, les littoraux sont donc aménagés sur la côte, pour le développement du commerce et des activités touristiques, qui sont de grosses sources de revenus. Cependant, une partie importante des littoraux sont considérés comme zones humides telles que définies par la convention de Ramsar^(*).

Ces littoraux sont vulnérabilisés par divers facteurs :

— l'érosion marine (recul du trait de côte^(**)) ou ensablements ; naturel ou exacerbés par l'élévation du niveau de la mer et par l'occurrence ou la gravité des phénomènes climatiques

^(*)La Convention de Ramsar, officiellement Convention relative aux zones humides d'importance internationale particulièrement comme habitats des oiseaux d'eau, aussi couramment appelée convention sur les zones humides, est un traité international adopté le 2 février 1971 pour la conservation et l'utilisation durable des zones humides, qui vise à enrayer leur dégradation ou disparition, aujourd'hui et demain, en reconnaissant leurs fonctions écologiques ainsi que leur valeur économique, culturelle, scientifique et récréative.

^(**)Le trait de côte correspond à la ligne atteinte par les plus hautes eaux par temps calme.

extrêmes liés au changement climatique (tempêtes, pluviométrie, chocs thermiques qui exacerbent l'érosion) ;

— les mouvements géomorphologiques naturels (tsunamis, effondrements de falaises...) ;

— l'élévation du niveau de la mer ;

— la croissance économique, urbaine et démographique, notamment dans les pays pauvres ou en développement que l'urbanisme s'étend le plus dans les zones à risque ;

— la salinisation des nappes phréatiques côtières: des déplacements de nappes ou du biseau salé peuvent entraîner une salinisation ;

— les pressions anthropiques croissantes et plus développées que sur le reste des terres : urbanisation, pollution, densités croissantes de population, développement des activités industrielles et touristiques) ;

— les surexploitations des sables pour la confection notamment du béton ;

— la surpêche ;

— les pollutions : les littoraux sont aussi exposés au retour de polluants via les embruns ou les marées noires par exemple ;

— les séquelles de guerre, avec le problème des munitions immergées (qui pourraient commencer à fuir et perdre leurs toxiques dans les premières décennies du XXI^e siècle).

I.2 - QUAÏ, BRISE-LAMES ET JETÉES

Le transbordement, en toute sécurité, des marchandises et des personnes jusqu'à la côte nécessite l'aménagement d'une part des *quais* car il est impossible de faire échouer sur une plage un gros navire de transport de plusieurs centaines de tonnes et le transbordement en pleine mer est long, coûteux et dangereux, et d'autre part, des *brise-lames* et *jetées* afin de diminuer les risques liés à l'agitation due à la houle du large.

Un brise-lames est une construction du type digue ou jetée (môle) (cf. Fig. I-1), établie devant un port, une zone aménagée, une plage ou un littoral vulnérable à l'érosion.



Fig. I-1 – Principales fonctions d'un brise-lames sont l'accostage et la protection contre les vagues.

Il peut constituer un abri pour protéger une zone de mouillage lors de mauvais temps.

Le brise-lames n'est pas, contrairement à une digue ou une jetée, obligatoirement accessible de la terre. Mais une jetée ou une digue sert fréquemment de brise-lames.

Les ingénieurs maritimes utilisent parfois le terme "digue" pour désigner un brise-lames.

Un seul brise-lames, en général, est nécessaire dans les petits ports, orienté en fonction du vent dominant dans la région et s'étendant au large jusqu'au-delà des limites des bas-fonds du rivage ; alors que les ports plus importants en possèdent plusieurs délimitant un abri sûr pour les navires, un seul étant insuffisant n'assurant qu'une sécurité toute relative pendant les opérations de chargement et de déchargement.

À l'abri des brise-lames, sur la face intérieure de celui-ci, le quai est construit, formé par un mur plein ou par un appontement sur pieux dont le rôle est de permettre aux plus gros navires de s'y amarrer, tout en fournissant un espace pour la manutention des marchandises. Le quai peut aussi être à double face au milieu du port : on parle alors de jetée.

I.3 - HISTORIQUE

Historiquement, dès le développement de la marine, les premières installations portuaires apparaissent.

En effet, les anciens ports du monde remontent aux âges de l'Égypte et de Mycènes, et on pense que le premier port au monde a été construit en Égypte (Tanimoto et Goda, 1992).

Cependant, les brise-lames ont été construits pour créer des abris portuaires, dès l'époque antique, attesté par le seul auteur antique, Vitruve, qui nous a donné des explications techniques sur la construction des ouvrages maritimes. Mais ses croquis ne nous sont pas parvenus et son texte fait l'objet de discussions concernant l'interprétation à apporter^(*).

^(*) « Vitruvius' Methods » [archive], www.ancientportsantiques.com.

Quant au brise-lames de Cherbourg en France est considéré comme le premier brise-lames moderne. Au début, n'était à peine plus qu'un tas de rochers pour fournir des eaux abritées derrière lui, et achevé juste avant la fin du XVIII^e siècle (Constable, 1824).

En 1830, sa structure a été améliorée, où un revêtement de béton a été ajouté au-dessus des décombres et une superstructure en maçonnerie a été construite dessus. Cette entreprise est finalement achevée en 1853 (Vernon-Harcourt, 1885).

Une illustration de la disposition du brise-lames à Cherbourg est présentée à la figure I-2 ci-dessous.

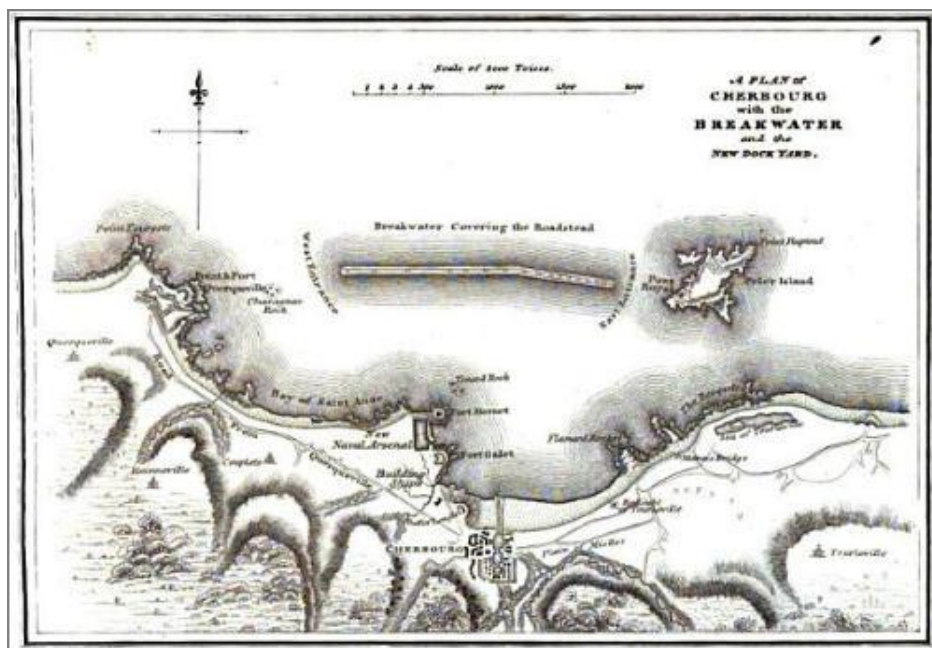


Fig. I-2 - Brise-lames à Cherbourg (Constable, 1824).

Au fil du temps et de l'expérience acquise en matière d'interaction vague-structure, l'aspect des structures brise-lames a subi des changements naturels. Ces changements peuvent être attribués au développement de la stabilité de la structure contre l'action des vagues ou à la recherche de solutions rentables ces dernières années (Roa et Shirlal, 2003).

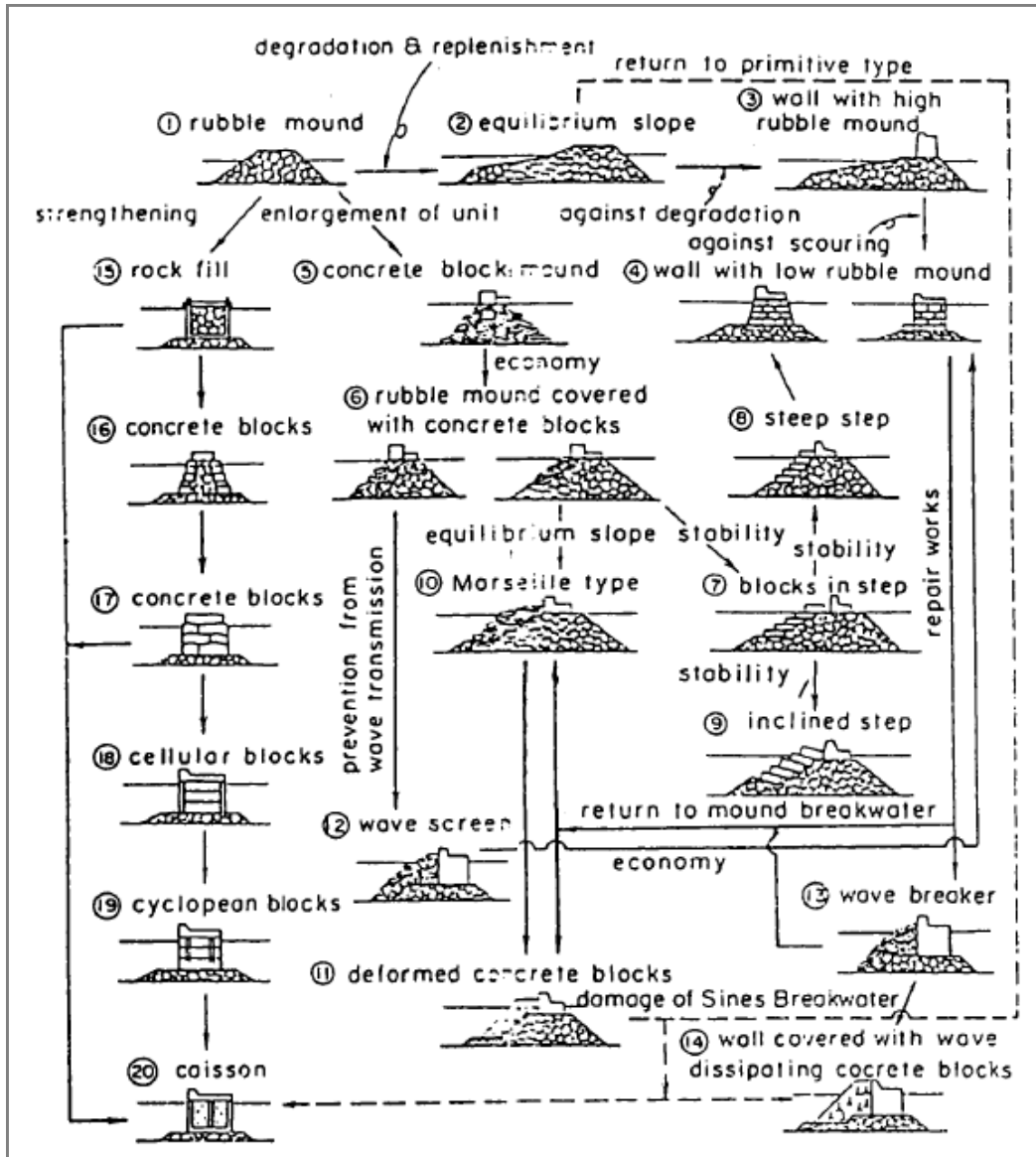


Fig. I-3 – Évolution des structures de brise-lames (Tanimoto & Goda, 1992).

Les moyens utilisés ont bien sûr évolué :

— structures en bois sur pieux ou plates-formes en bois sur pile de pierres (plutôt pour les appontements),

— structures de blocs de pierre taillée avec remplissage éventuel en enrochements entre les deux parements, mis au point par les phéniciens,

— structures en béton avec pouzzolane : blocs massifs coulés sous l'eau dans un coffrage en bois, mis au point par les romains.

La figure I-3 montre l'évolution des structures de brise-lames modernes. On peut voir qu'il y avait différentes voies de développement. On peut voir que les structures primitives qui ont été construites uniquement à partir de roche se développent en structures avec des couches d'armure en béton et même en structures de caisson qui consistent en une enveloppe extérieure en béton et remplie de matériaux de roche ou de sable (Tanimoto et Goda, 1992).

Ces ouvrages étant très coûteux, les ingénieurs cherchent à optimiser leur dimensionnement.

I.4 - LES VAGUES

I.4.a -Définition des vagues

Une vague est définie comme une déformation de la surface d'une masse d'eau de la mer, ou d'un océan, sous forme d'un mouvement ondulatoire, sous l'effet, soit du vent, soit de l'impact d'un corps, ou soit de l'attraction gravitationnelle d'un corps astronomiques.

C'est une onde mécanique qui se propage à l'interface entre la surface de l'eau et l'air.

I.4.b -Formation des vagues

Tout plan d'eau en contact avec l'atmosphère présente souvent des vagues à sa surface.

Ces vagues sont l'expression de l'action des forces sur le fluide qui tendent à le déformer contre l'action de la gravité et de la tension superficielle, qui ensemble maintiennent le niveau de la surface du fluide.

Les mécanismes de transfert dynamique à travers une interface air-eau ont fait l'objet de nombreuses recherches. Il est bien connu que le transfert de quantité de mouvement et d'énergie entre deux écoulements superposés d'air et d'eau se fait essentiellement par l'intermédiaire, d'une part, de la pression et, d'autre part, du frottement tangentiel à l'interface (Sverdrup et Munk, 1947, Deardorf, 1967 et Philips, 1966). D'après Kinsman (Kinsman, 1965), le mode de transfert par pression peut induire un mouvement irrotationnel, tandis que le mode de transfert par frottement induit nécessairement un mouvement rotationnel.

Ainsi, pour créer des vagues, il faut une force quelconque, telle que celle qui serait causée par une rafale de vent ou une chute de pierre impactant sur l'eau.

Le vent est, en effet, la première cause des vagues, qui par frottement avec la surface de l'eau, il injecte son énergie de façon continue à cause de la forte différence de vitesse entre l'air et l'eau. La formation des vagues dépend :

- de la vitesse du vent ;
- du temps pendant lequel il souffle ;
- de la distance sur laquelle il souffle.

À l'échelle de toute la terre, l'attraction gravitationnelle de la lune, du soleil et d'autres corps astronomiques est une autre source d'énergie pour les mouvements de l'eau, crée les plus longues vagues d'eau connues, les *marées*.

Il s'agit de l'exhaussement et l'abaissement périodiques des eaux de la mer, dus aux attractions combinées de la lune et du soleil notamment, qui sont très marqués dans le grand Océan, faibles dans les mers comme la Méditerranée, voire insensibles dans les mers plus petites comme la mer Noire et la mer Caspienne.

Ces vagues tournent à mi-chemin autour de la terre de bout en bout et voyagent à des vitesses énormes, alors que les vagues les plus courtes peuvent avoir une longueur inférieure à un centimètre.

À une toute autre échelle, un caillou jeté dans l'eau correspond aussi à une création locale des vagues (ondes de surface).

Enfin les séismes, glissements de terrain et éruptions volcaniques correspondent à des injections brutales et localisées d'énergie qui sont la cause des *tsunamis*, aussi appelés *raz-de-marée*.

Une fois ces vagues créés, les deux forces de rappel, la gravité et la tension de surface entre les deux fluides atmosphère/eau, sont activées qui permettent aux ondes de se propager, de la même manière que la tension sur une corde fait vibrer la corde.

Selon l'ampleur des forces agissant sur l'eau, les vagues se produisent dans toutes les tailles et formes, comme illustration simple est qu'une petite pierre et un gros rocher créent des vagues de tailles différentes après avoir heurté l'eau.

De plus, différentes vitesses d'impact créent des vagues de tailles différentes, ce qui indique que les forces de pression agissant sur la surface du fluide sont importantes, aussi bien que l'amplitude du fluide déplacé.

La longueur de la vague donne une idée de l'ampleur des forces agissant sur les vagues. En effet, plus la vague est longue, plus la gravité (composée des contributions de la terre, de la lune et du soleil) est importante par rapport à la tension superficielle.

Aux bords des côtes, les vagues sont modifiées par la présence du fond et en particulier sa rugosité. Elles déferlent sur la plage, les hauts fonds, récifs et autres, pour des profondeurs de 1 à 20 mètres, perdant toute leur énergie.

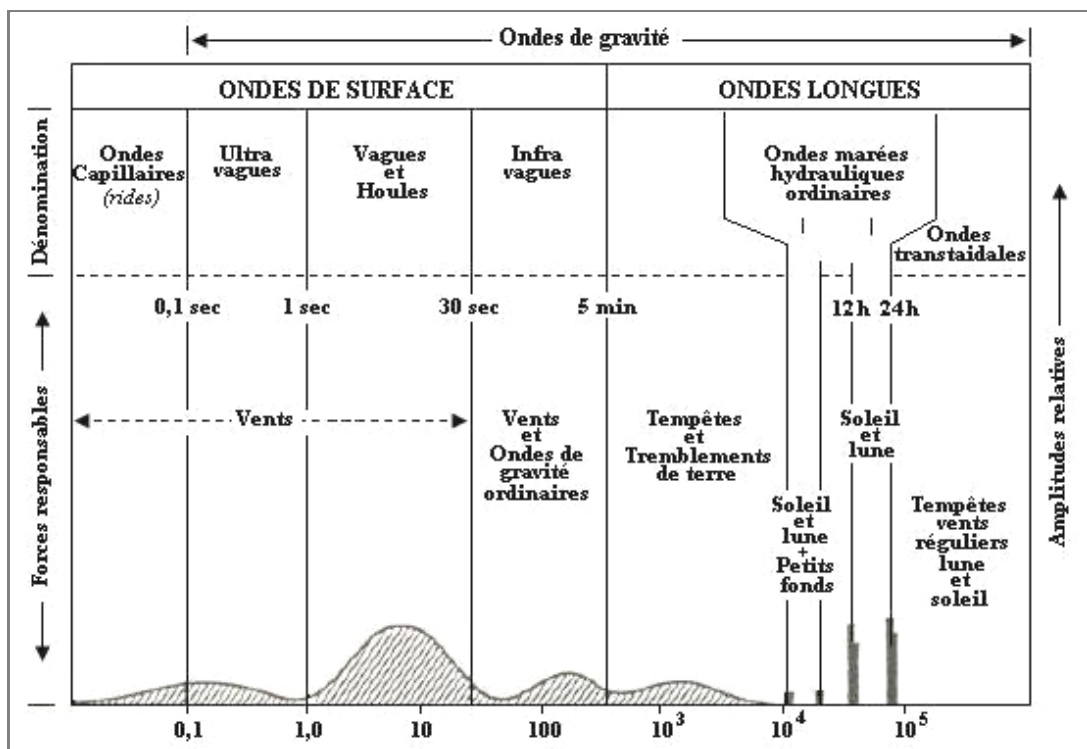


Fig. I-4 - classification coutumière des ondes de gravité (Munk, 1951).

Sur l'océan, les vagues s'y propagent aussi, en quittant la zone ventée, le lieu de leur naissance, continuent à se propager librement en absence du vent et se transforment en un mouvement plus régulier qui est la *houle*.

Le mouvement sera dit capillaire, élastique ou gravifique, selon la nature de la perturbation extérieure (cf. Fig. I-4).

Les types de vagues et leurs principales caractéristiques sont présentés sur le tableau I-1 ci-dessous.

Profondeur finie	Houle ordre 1 (théorie d'Airy)	Houle de Stokes
	Houle ordre 2 (d'après Weehausen et Laitone)	
	Houle ordre 3 (d'après Skjelbreia)	
	Houle ordre 4 (d'après Borgman et Chappellear)	
	Houle ordre 5 (d'après Skjelbreia)	
	Houle ordre 5 (d'après DE)	
	Houle conoïdale ordre 2 (d'après Laitone)	Théorie en eau peu profonde.
Onde solitaire (d'après Larrone)		
	Onde solitaire (d'après Munk et McCowan)	
	Fonction de courant onde quelconque (d'après Dean)	Modèle numérique
Profondeur infinie	Houle ordre 1 (d'après Airy)	
	Houle ordre 2 (d'après Laitone)	
	Houle ordre 3 (d'après DE)	
	Fonction de courant ordre quelconque (d'après Dean)	

Tab. I-1 - Types et caractéristiques des vagues (Susbielles et Bratu, 1981).

I.4.c -Importance des vagues

L'importance des vagues ne peut pas être surestimée. Tout ce qui est près ou dans un plan d'eau est soumis à l'action des vagues :

— Sur la côte, cela peut entraîner un mouvement de sable le long du rivage, provoquant une érosion ou des dommages aux structures lors des tempêtes.

— Dans l'eau, les plates-formes pétrolières offshore doivent pouvoir résister à de violentes tempêtes sans être détruites.

— Aux profondeurs de forage actuelles supérieures à 300 m, cela nécessite des structures énormes et coûteuses.

— Sur l'eau, tous les navires sont soumis à des attaques de vagues, et d'innombrables navires ont sombré en raison de vagues dont la hauteur atteignait 34 m. De plus, tout navire se déplaçant dans l'eau crée un champ de pression et, par conséquent, des vagues. Ces vagues créent une partie importante de la résistance au mouvement rencontrée par les navires.

L'état de la mer en un lieu et à un moment donné, est défini par la force des vagues.

***I.4.d* -Action du vent sur la mer**

L'action du vent sur la mer est le facteur principal de la génération des vagues (cf. Fig. I-5).

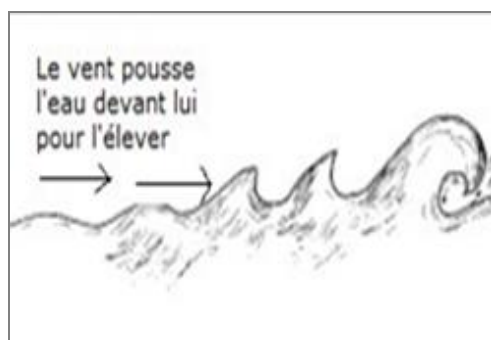


Fig. I-5 - Génération des vagues par le vent.

Le détail des mécanismes et le rôle exact des turbulences de l'air sur la formation des vagues font encore l'objet d'âpres discussions parmi les spécialistes, néanmoins, on va exposer ci-dessous les grands principes.

En dessous d'un vent minimum, de l'ordre de quelques nœuds, la mer reste plate ; on parle alors d'une *mer d'huile*.

Ce n'est qu'au-dessus d'une valeur seuil que les premières rides se forment par l'écoulement rapide et turbulent de l'air au voisinage de l'eau.

En effet, une très faible brise génère des rides éparses sur l'eau, qui se déplacent plus lentement que le vent qui les a engendrées et disparaissent très vite dès que le vent cesse.

Peu à peu, les premières ondes désordonnées, amplifiées par l'action du vent, deviennent plus ordonnées, augmentent en amplitude, en longueur et donc en vitesse, plus exactement, à partir de 5 nœuds de vent, les vagues sont entretenues, dès que ça dépasse 10 nœuds, le creux des vagues augmente plus vite que la longueur d'onde, et la courbure de la crête augmente ; la crête devient instable et bascule vers l'avant, des moutons se forment; plus la vitesse du vent augmente, plus le nombre de moutons est important.

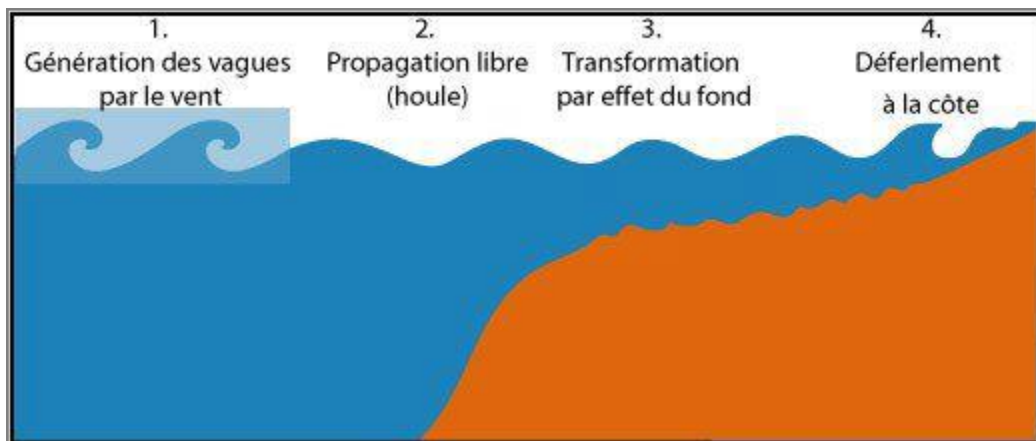


Fig. I-6 – Voyage de la vague.

Le processus se poursuit jusqu'à ce que les vagues atteignent une vitesse de l'ordre de 80 % de la vitesse du vent. Au-delà de cette valeur, la différence de vitesse entre l'air et les vagues semble insuffisante pour continuer à amplifier ces dernières.

Les vagues ont une vie, elles naissent, grandissent (s'amplifient), vieillissent (s'atténuent ou déferlent) et meurent. On parle de "l'âge d'une vague" (cf. Fig. I-6).

L'âge de la vague est souvent appelé par le rapport V/U de la vitesse des vagues sur celle du vent.

Une vague qui vient de se former a une faible longueur d'onde, et donc une faible vitesse comparée à la vitesse du vent (V/U petit), elle est donc jeune. Lorsqu'elle atteint l'âge adulte, elle est de plus grande longueur d'onde, et donc de plus grande vitesse ($V/U \approx 0,8$). Ensuite c'est le vieillissement, lorsque le vent diminue et que la vague, poursuivant sa route, se déplace plus vite que le vent ($V/U > 1$).

Un vent plus fort, outre son effet sur la longueur et la vitesse des vagues, formera aussi des vagues de plus grande amplitude, surtout s'il souffle suffisamment longtemps.

Pour un vent établi, la hauteur des vagues croît avec la "force du vent" et l'amiral anglais Francis Beaufort^(*) a défini en 1806 une table de correspondance entre cette force du vent et l'état de la mer.

La zone où les vagues sont engendrées par le vent local est appelée la *mer du vent*, que l'on nomme par le terme d'origine anglaise *fetch*. Il s'agit de l'ensemble des vagues qui se forment en un lieu donné sous l'action du vent qui souffle à ce moment-là.

^(*)Notons que l'échelle Beaufort fait aujourd'hui encore référence pour les marins et les météorologues.

Dans cette zone, la mer est hachée, le vent n'étant pas régulier en force et en direction (rafale), provoque la formation des vagues de tailles différentes, qui vont, au fur et à mesure qu'elles s'éloignent de cette zone de génération, se regrouper en fonction de leur énergie et de leur longueur d'onde, et ainsi former un train de vague.

La célérité et l'énergie transportée par les vagues sont proportionnelles à la longueur d'onde et à la période, du coup les vagues de courte période se déplacent moins vite, perdent leur énergie, s'amortissent puis disparaissent rapidement, par opposition aux vagues de longues périodes, formant un train de vagues appelé la *houle*, qui persistent après être sorties du fetch ou même après que le vent cesse, se propagent très vite et peuvent parcourir de longues distances, pouvant dans certains cas atteindre la côte avant la dépression qui lui a donné naissance, et ainsi annoncer l'arrivée du vent. Elles sont régulières et puissantes.

La grosseur des vagues en un point, c'est-à-dire l'amplitude et la longueur d'onde des vagues, dépend donc de la force du vent, mais aussi de la durée pendant laquelle le vent a soufflé, ainsi que de l'étendue d'eau sur laquelle il a soufflé à l'amont du point considéré qu'on appelle le fetch.

En pratique, l'effet de ces différents paramètres est assez bien connu des météorologues et des océanographes, ce qui leur permet de bien prédire la hauteur des vagues et leur heure d'arrivée sur nos côtes, au grand plaisir des surfeurs.

Ces prédictions de hauteur de houle ont été grandement améliorées par le lancement des satellites d'observation de la mer.

I.4.e -Mouvement des particules d'eau

Quand le vent souffle, la surface de l'eau forme une série de sommets (crêtes) et cavités irrégulières (creux) (cf. Fig. I-8), dont le déplacement matérialise la propagation de la vague.

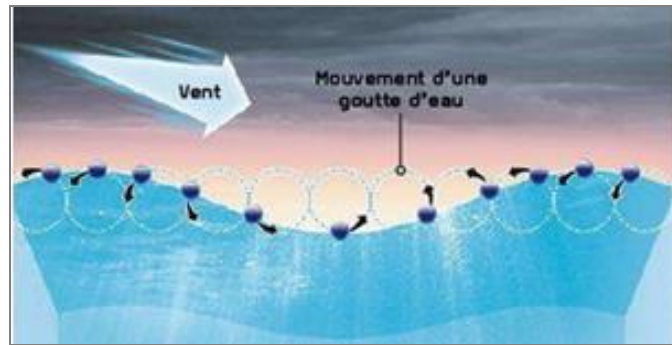


Fig. I-7 – Mouvement des particules d'eau.

Les gouttes d'eau, en revanche, ne se déplacent pas, mais ne font que tourner sur elles même à la verticale, elles montent, elles descendent, elles avancent et elles reculent, selon qu'elles se trouvent sur la phase montante ou descendante de la vague (cf. Fig. I-7), au moment où la pesanteur fait passer l'onde d'une colonne d'eau à l'autre.

I.4.f -Caractéristiques des vagues

Sur la figure I-8, est illustré un schéma bidimensionnel d'une vague se propageant dans la direction x .

Les paramètres importants pour décrire les vagues sont :

— la *longueur* de la vague L , qui est la distance horizontale entre deux crêtes de vagues successives, ou les points hauts d'une vague, ou encore la distance entre deux creux de vagues;

- la *hauteur* de la vague H , qui est la dénivellation maximale entre une crête et un creux successif ;
- la *profondeur* de l'eau d sur laquelle elles se propagent ;
- la *période* T des vagues est le temps qui sépare le passage de deux crêtes ou creux successives en un point fixe.

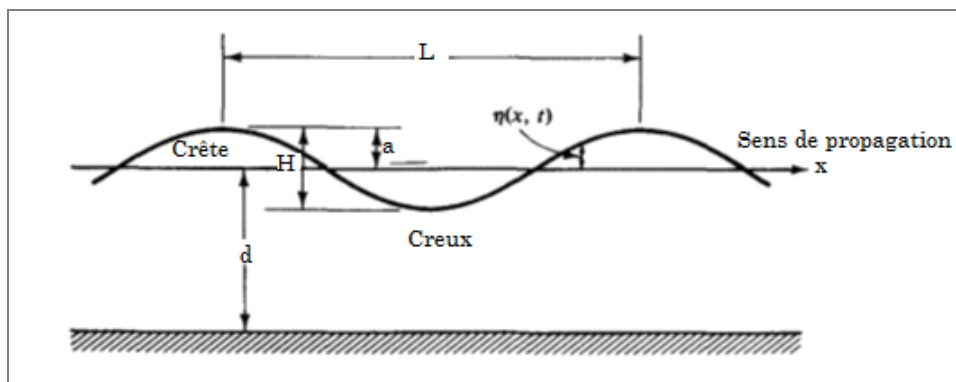


Fig. I-8 – Caractéristiques des vagues.

Tous les autres paramètres, tels que les vitesses et accélérations de l'eau induites par les vagues, peuvent être déterminés théoriquement à partir de ces quantités.

Donc, comme la vague doit se déplacer d'une distance L dans le temps T , la vitesse moyenne de propagation de la vague, appelée la *célérité*, C , est définie comme $C = L/T$. Alors que la forme de la vague se déplace avec la célérité C , l'eau qui compose la vague ne se déplace pas dans la direction de celle-ci.

La longueur des vagues sera montrée plus tard comme étant liée à la profondeur de l'eau d et à la période des vagues T .

On appelle en outre :

- la *cambrure* (pente de la vague) est le rapport H/L ;
- la hauteur relative est le rapport H/d .

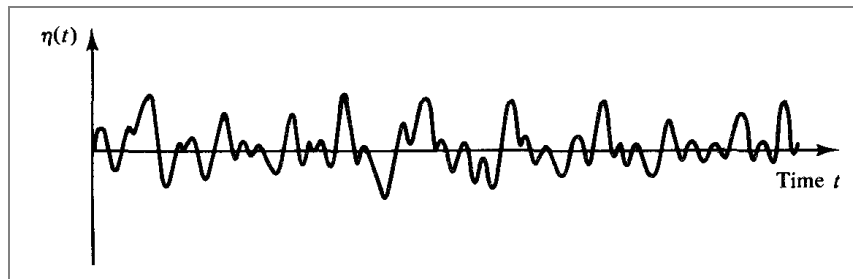


Fig. I-9 – Exemple d'une fonction de vague enregistrée possible.

Les vagues dans la nature semblent rarement exactement identiques d'une vague à l'autre, et ne se propagent pas toujours dans la même direction. Si un appareil pour mesurer l'élévation de la surface de l'eau, η , en fonction du temps, était placé sur une plate-forme au milieu de l'océan, il pourrait obtenir un enregistrement tel que celui illustré à la figure I-9.

Cette mer peut être vue comme une superposition d'un grand nombre de sinusoides allant dans des directions différentes. Considérons, par exemple, les deux ondes sinusoidales et leur somme illustrée à la figure I-10. C'est cette superposition de sinusoides qui permet d'utiliser l'analyse de Fourier et les techniques spectrales pour décrire la mer.

Malheureusement, la mer est très aléatoire, les vagues de vent qui y sont générées sont aussi aléatoires, et des techniques statistiques doivent être utilisées. En revanche, les très grosses vagues ou, alternativement, les vagues en eau peu profonde semblent être, heureusement, plus régulières que les vagues plus petites ou celles en eau plus profonde, et pas si aléatoires, ce qui explique que la plupart des théories sur les vagues aient été développées pour les vagues périodiques à crête longue.

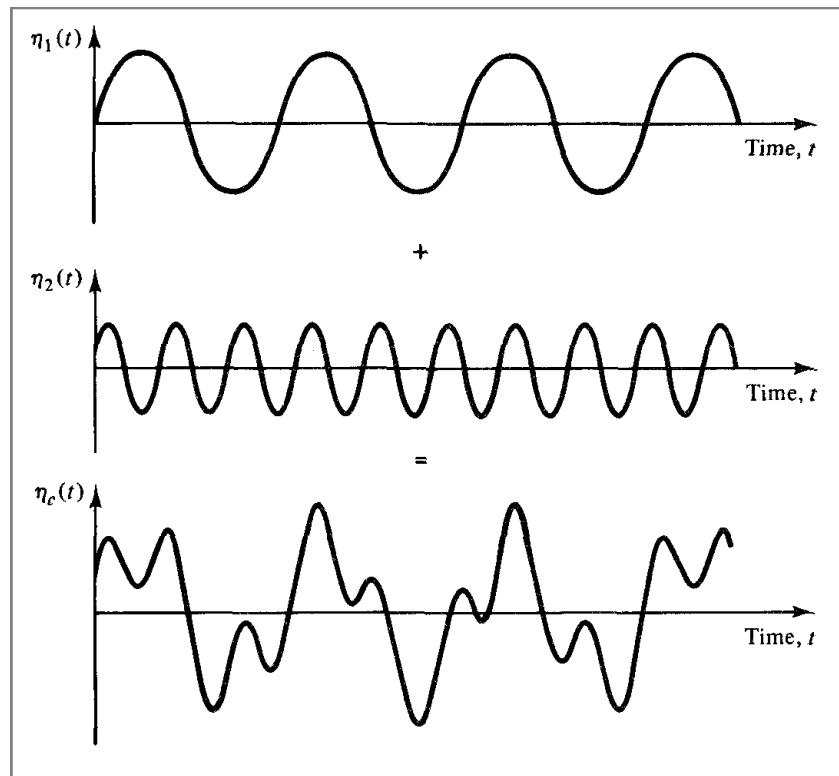


Fig. I-10 - Forme de vague complexe résultant de la somme de deux sinusoïdes.

En général, lorsque la hauteur de la vague est extrêmement petite comparée à la longueur d'onde (H/L) et à la profondeur de l'eau (H/d), les équations qui régissent sont linéaires et la forme d'onde est généralement appelée vague linéaire ou Airy.

Par conséquent, dans ces cas, chaque vague est plus facilement décrite par une sinusoïde, qui se répète périodiquement (cf. Fig. I-8). En réalité, en raison des non-linéarités de l'eau peu profonde, plus d'une sinusoïde, toutes de la même phase, sont nécessaires ; cependant, pour certains objectifs, l'utilisation d'une sinusoïde s'est avérée raisonnablement précis.

Ce sont ces surprises, précision et facilité d'application, qui ont maintenu la popularité et l'utilisation répandue de la théorie des vagues dite linéaire ou de petite amplitude.

Les avantages sont qu'elle est facile et très simple à utiliser dans les applications d'ingénierie, contrairement aux théories non linéaires plus compliquées, et se prête à la superposition et à d'autres manipulations compliquées.

De plus, la théorie des vagues linéaires est un tremplin efficace pour certaines théories complexes traitant les autres vagues non linéaires, qui se produisent pour de grandes hauteurs de vagues, qu'un ingénieur côtier pourrait trouver comme meilleure estimation, dans les cas où une meilleure évaluation des propriétés des vagues est nécessaire. Toutefois, si les vagues ne sont pas grosses par rapport à la profondeur ou si elles sont suffisamment raides pour se briser, la théorie linéaire est suffisamment précise.

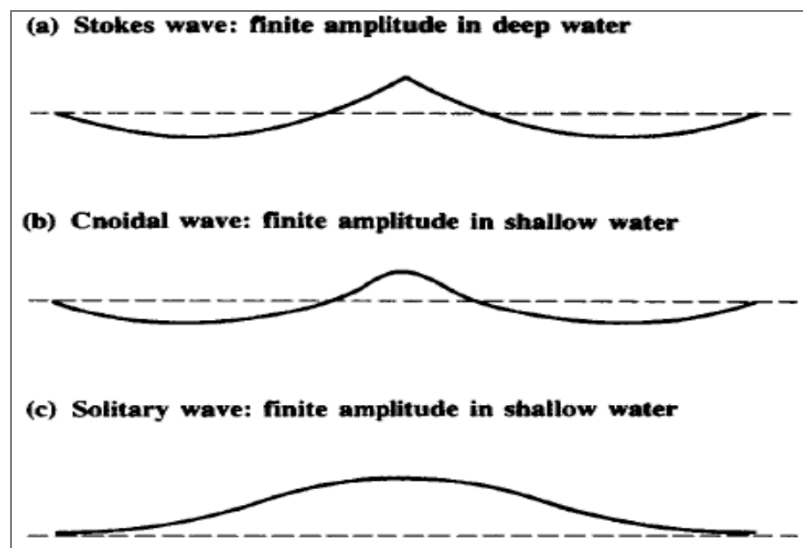


Fig. I-11 – Vagues non-linéaires.

Dans la théorie non linéaire, il est habituel de classer les vagues en fonction de la longueur d'onde par rapport à la profondeur de l'eau. En eau profonde ou pour les ondes courtes, une onde de hauteur finie appelée onde de Stokes est applicable (cf. Fig. I-11 (a)). En eaux peu profondes ou pour les longues vagues, la théorie des ondes conoïdales est appliquée à titre approximatif.

Les ondes de Stokes et les ondes conoidales (c. FigI-11 (b)) sont asymétriques par rapport au niveau des eaux calmes et présentent des crêtes acérées et des creux allongés.

La figure I-11 (c) montre une onde solitaire caractérisée par une seule bosse au-dessus d'une eau calme, se déplaçant dans des eaux peu profondes.

I.5 - VAGUES REGULIERES DE PETITE AMPLITUDE

Un rappel de la formulation de la théorie des vagues régulières de faible amplitude est détaillé dans ce paragraphe, afin de faciliter de suivre le développement du problème étudié dans cette thèse où ce type de vague est considéré.

I.5.a -Problème de valeurs limites

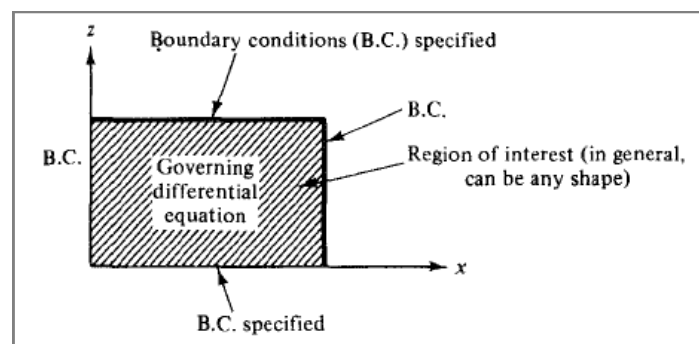


Fig. I-12 – Structure générale des problèmes de valeurs aux limites bidimensionnelles.

Comme de nombreux problèmes classiques de physique et la plupart des problèmes d'analyse en ingénierie sont analysés comme des problèmes de valeurs limites, qui consiste généralement à établir d'abord une région d'intérêt et à spécifier une équation différentielle qui doit être satisfaite à l'intérieur de la région (cf. Fig. I-12).

Généralement, un nombre infini de solutions à l'équation différentielle existent, et la sélection d'une ou plusieurs solutions adéquates pour le problème physique étudié s'effectue à travers les conditions aux limites.

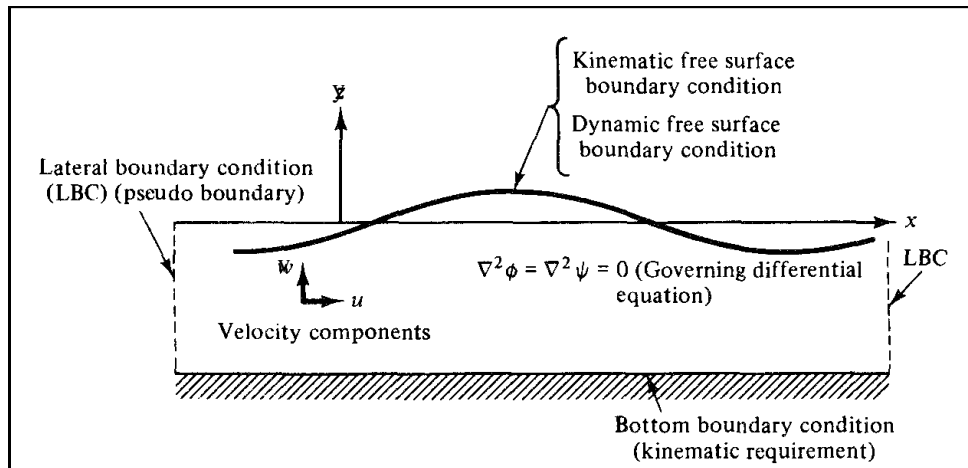


Fig. I-13 - Problème de valeur aux limites définies pour vagues bidimensionnelles.

La structure générale des problèmes de valeurs aux limites (cf. Fig. I-12) est suivie dans le développement ultérieur de la théorie des vagues linéaires.

La figure I-13 présente la région d'intérêt, les équations différentielles régissant et indique de manière générale les conditions aux limites importantes.

***I.5.a.i* - L'équation différentielle dirigeante**

Le mouvement du fluide est considéré comme bidimensionnel, étant donné que les vagues sont longues.

Avec l'hypothèse d'un mouvement irrotationnel et d'un fluide incompressible, il existe un potentiel de vitesse ϕ qui devrait satisfaire l'équation de continuité :

$$\nabla U = \nabla \cdot \nabla \phi = 0 \quad (I.1)$$

Avec :

$\nabla U = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$ est l'équation de continuité pour un flux incompressible.

Où : u est la vitesse horizontale, v est la vitesse verticale.

Ce qui conduit à l'équation de Laplace :

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \quad (\text{I.2})$$

***I.5.a.ii* - Conditions aux limites**

— Au fond, supposé horizontal, une condition aux limites inférieures de non-écoulement (fond imperméable) s'applique (BBC) :

$$v = -\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \quad \text{à } y = -d \quad (\text{I.3})$$

— A la surface libre, deux conditions doivent être remplies, les conditions aux limites cinématiques (KFSBC) et les conditions aux limites dynamiques (DFSBC) respectivement :

$$-\frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad \text{à } y = \eta(x, t) \quad (\text{I.4})$$

$$-\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right] + g\eta = 0 \quad \text{à } y = \eta(x, t) \quad (\text{I.5})$$

Pour les vagues de très petite hauteur par rapport à la longueur d'onde et à la profondeur, les termes de second ordre peuvent être négligés, et en prenant $p = 0$ à la surface, les équations deviennent :

$$-\frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad \text{à } y = \eta(x, t) \quad (\text{I.6})$$

$$-\frac{\partial \phi}{\partial t} + g\eta = 0 \quad \text{à } y = \eta(x, t) \quad (\text{I.7})$$

$\eta(x, t)$ est le profil de la vague donné par :

$$\eta(x, t) = a \sin(kx - \sigma t) \quad (\text{I.8})$$

Avec ::

- $\sigma = 2\pi/T$ est La pulsation ;
- $k = 2\pi/L$ est le nombre d'ondes.

— Latéralement, on applique les conditions aux limites latérales (LBC) ; dans notre cas c'est une condition aux limites de « propagation » qui est appliquée ce qui nécessite que seules les vagues sortantes se produisent à l'infini.

I.5.b -Célérité de la vague

La vitesse de propagation des vagues ou célérité $C = L/T$ peut être exprimée à partir de relation de dispersion :

$$\sigma^2 = gk \tanh(kd) \quad (\text{I.9})$$

$$C = \frac{\sigma}{k} = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(kd)} \quad (\text{I.10})$$

— En eaux profondes kh est grand (d/L grand, longueur d'onde petite par rapport à la profondeur) :

$$\tanh(kd) \rightarrow 1 \Rightarrow C = \sqrt{\frac{g}{k}} = \sqrt{g \frac{L}{2\pi}} \quad (\text{I.11})$$

Soit :

$$\begin{aligned} C &= 1,25\sqrt{L} \\ T &\approx 0,8\sqrt{L} \\ L &\approx 1,56T^2 \end{aligned}$$

La vitesse des vagues ne dépend plus de la profondeur en milieu peu profond.

— En eaux peu profondes kh est petit (d/L petit, longueur d'onde grande par rapport à la profondeur) :

$$\tanh(kd) \rightarrow kd \Rightarrow C = \sqrt{gd} \quad (\text{I.12})$$

La vitesse des vagues en eaux profondes est déterminée uniquement par la profondeur de l'eau.

I.5.c -Déplacement et cinématique des particules d'eau

La trajectoire des particules d'eau suit une ellipse d'équation (cf. Fig. I-14) :

$$\left(\frac{\zeta}{A}\right)^2 + \left(\frac{\xi}{B}\right)^2 = 1 \quad (\text{I.13})$$

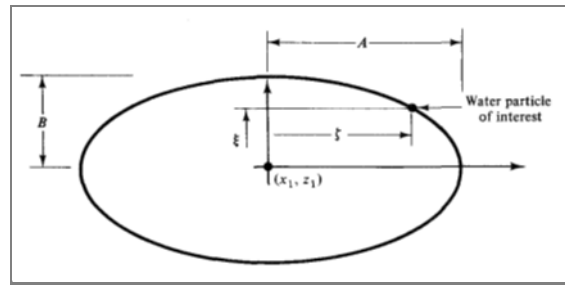


Fig. I-14 – Forme elliptique de la trajectoire des particules d'eau.

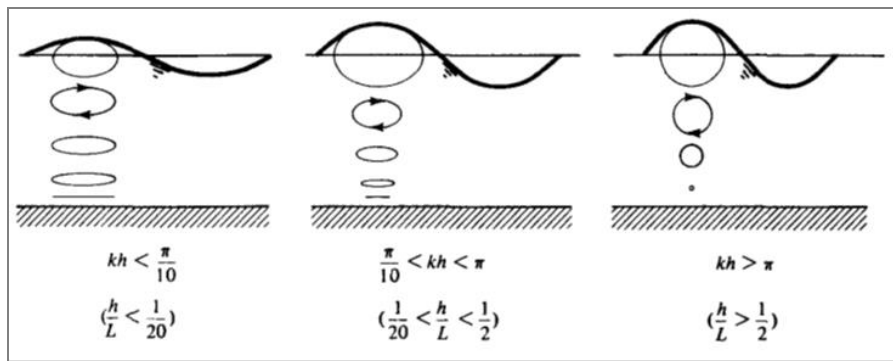


Fig. I-15 - Trajectoires de particules d'eau dans des vagues d'eau progressives de différentes profondeurs relatives.

La trajectoire des particules d'eau devient circulaire dans les eaux profondes, alors que dans les eaux peu profondes, tend vers une ligne droite, c'est-à-dire vers un mouvement horizontal (cf. Fig. I-15).

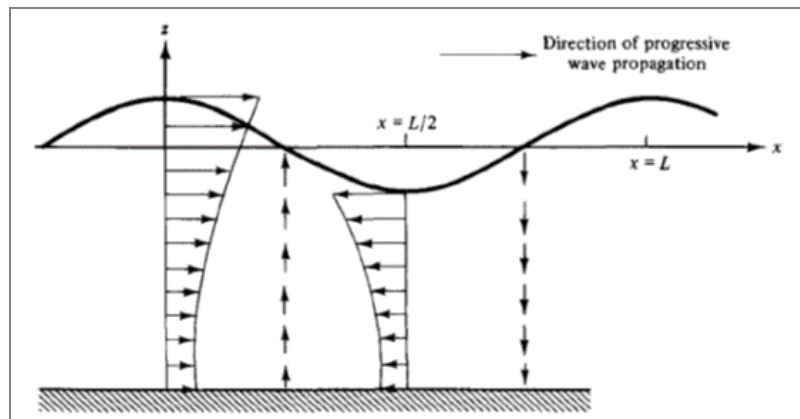


Fig. I-16 - Vitesse des particules d'eau dans une vague progressive.

La figure I-16 présente la variation des composantes de la vitesse pour quatre positions de phase.

I.5.d -Energie des vagues

L'énergie totale et sa transmission sont importantes pour déterminer comment les vagues changent en se propageant vers le rivage.

Cette énergie totale contenue dans une vague est la somme de l'énergie potentielle, résultant du déplacement de la surface libre et de l'énergie cinétique, du fait que les particules d'eau tout au long du fluide se déplacent.

L'énergie cinétique due au mouvement des particules d'eau sur toute la profondeur est :

$$\bar{E}_c = \frac{1}{4} \rho g a^2 L = \frac{1}{16} \rho g H^2 \quad (\text{I-14})$$

L'énergie potentielle d'une vague est obtenue en trouvant le travail effectué par la vague pour déplacer l'eau verticalement par rapport au niveau d'eau calme, c'est-à-dire la différence entre l'énergie potentielle avec présence des vagues et celle sans présence des vagues :

$$\bar{E}_p = \frac{1}{4} \rho g a^2 L = \frac{1}{16} \rho g H^2 \quad (\text{I.15})$$

Donc, l'énergie totale par unité de surface est :

$$\bar{E} = E_c + E_p = \frac{1}{2} \rho g a^2 = \frac{1}{8} \rho g H^2 \quad (\text{I.16})$$

I.5.e -Domaine de validité de la théorie linéaire

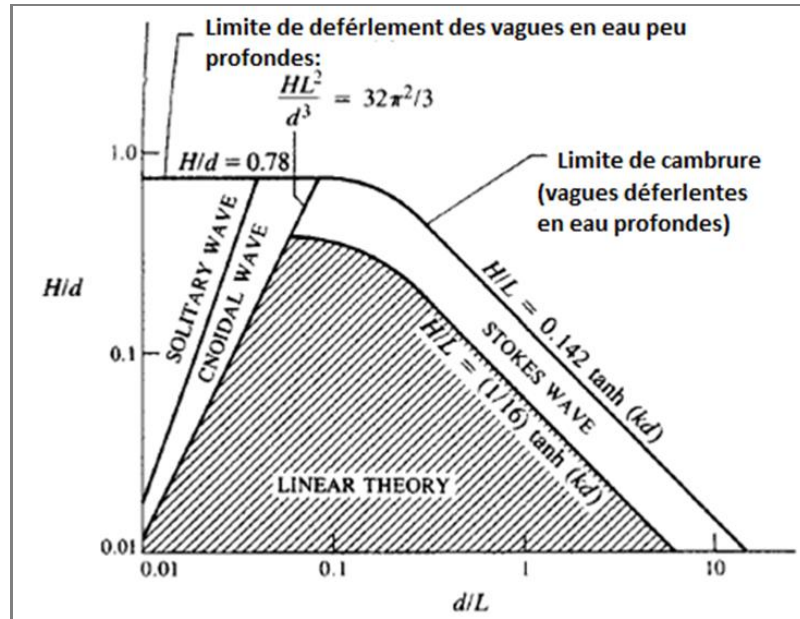


Fig. I-17 – Domaines d’application des théories linéaires et non linéaires en termes de H/d et d/L .

La détermination des forces agissant sur les structures à partir de la théorie des ondes linéaires peuvent être sous-estimées, il est donc nécessaire de savoir quand la théorie linéaire cesse d’être applicable et de passer aux théories non linéaires de vagues profondes et peu profondes.

Les domaines d’application des théories linéaires et non linéaires et les lignes les séparant, sont illustrés dans la figure I- 17 (Komar, 1976), en termes de H/d et d/L), tel que :

— En eaux profondes :

La théorie linéaire est applicable tant que la pente de la vague (la cambrure) H/L satisfait l’inéquation suivante :

$$\frac{H}{L} < \frac{1}{16} \tanh(kd) \quad (\text{I.17})$$

Au-delà jusqu'à la limite supérieure, déterminée par le déferlement des vagues, la théorie non linéaire de Stokes pour les eaux profondes est applicable, soit :

$$\frac{1}{16} \tanh(kd) < \frac{H}{L} < \frac{1}{7} \tanh(kd) = 0,142 \tanh(kd) \quad (\text{I.18})$$

— En eaux peu profondes :

La limite de la théorie linéaire est :

$$\frac{HL^2}{d^3} = \frac{32\pi^2}{3} \quad (\text{I.19})$$

I.5.f - Propagation des Vagues

La théorie des vagues en eau peu profonde et les études antérieures sur les brise-lames confirment que ces structures modifient le climat de propagation des vagues par des mécanismes de transformations :

- la réflexion,
- la diffraction,
- la réfraction,
- le déferlement.

I.5.f.i - La réflexion

La réflexion est un phénomène qui a lieu lorsqu'une vague rencontre un obstacle dans l'eau, comme par exemple la réflexion des vagues sur les brise-lames et les plages dans la nature.

La réflexion parfaite d'une vague incidente à partir d'une paroi verticale solide est une vague de même phase mais de direction opposée et d'une amplitude sensiblement identique.

Donc, comme on l'attend de cette réflexion parfaite, ces deux vagues de même période et de même hauteur, se propageant dans des directions opposées, se superposent, pour former des vagues stationnaires au large de l'obstacle (cf. Fig. I-18). La superposition linéaire des profils de surface des vagues incidentes et de celles réfléchies sont admissibles, dans la théorie linéaire.

Les profils de surface de vague incidente, du vague réfléchi, et celui de la résultante sont donnés par les équations suivantes respectivement :

$$\eta_i = a \sin(kx - \sigma t) \quad (\text{I.20})$$

$$\eta_r = a \sin(kx + \sigma t) \quad (\text{I.21})$$

$$\eta = \eta_i + \eta_r = 2a \sin(kx) \cos(\sigma t) \quad (\text{I.22})$$

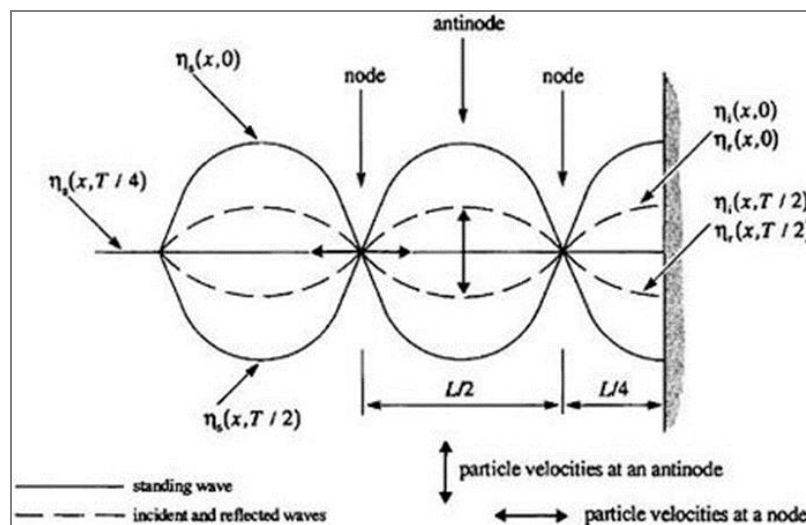


Fig. I-18 – Vague stationnaire.

L'amplitude de la vague stationnaire est double de celle de la vagues incidente et de celle réfléchie, comme on constate. Les points d'absence de mouvement vertical sont appelées nœuds, et celles d'amplitudes maximales sont appelées anti-nœuds.

Les valeurs extrêmes de la vitesse horizontale et la vitesse verticale dans l'espace se produisent sous les nœuds et les antinœuds du profil de surface de l'eau, respectivement (cf. Fig. I-19).

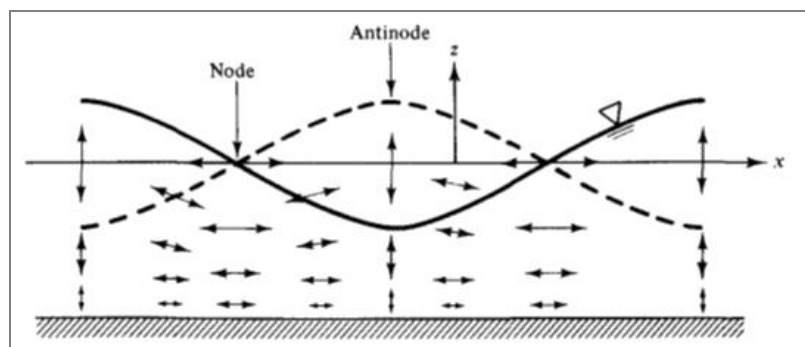


Fig. I-19 - Distribution des vitesses des particules d'eau dans une vague d'eau stationnaire.

Les vagues stationnaires créent une « mer confuse » de vagues interférentes avec deux fois la hauteur et la pente, qui peuvent devenir dangereuses pour la navigation dans de tels endroits, et peuvent causer des dommages considérables aux structures maritimes et entraîner une érosion importante.

I.5.f.ii - La diffraction

Lorsqu'une vague rencontre un obstacle, elle est perturbée : c'est le phénomène de diffraction (cf. Fig. I-20).

Les perturbations de la vague sont très faibles au niveau d'un obstacle très petit par rapport à sa longueur d'onde ; et deviennent nombreuses et partent dans tous les sens, quand la taille de l'objet est de l'ordre de grandeur de sa longueur d'onde. La diffraction devient une

réflexion, lorsque la taille de l'objet est largement supérieure à la longueur d'onde des vagues (cf. Fig. I-21).

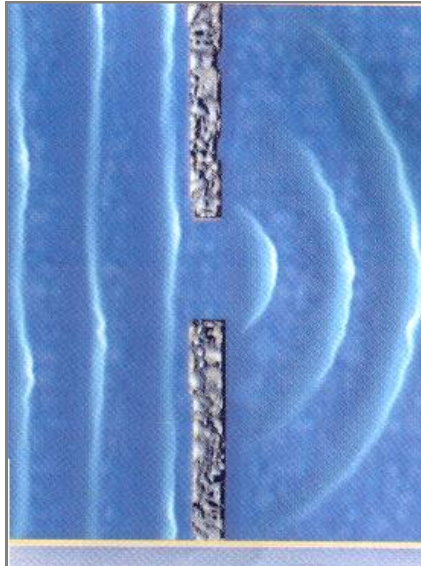


Fig. I-20 - Diffraction des vagues.

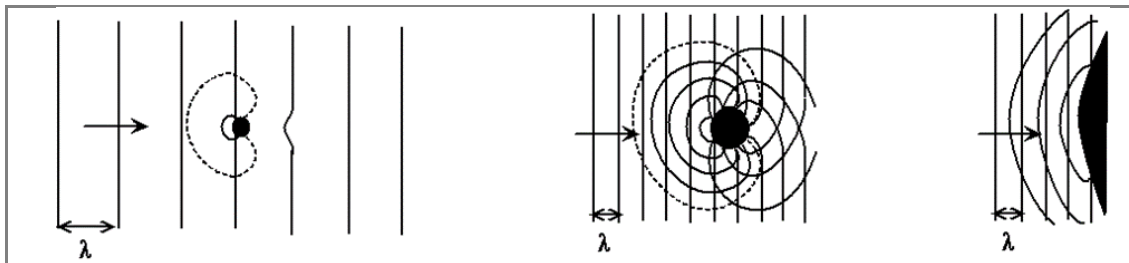


Fig. I-21- Phénomène de diffraction des vagues.

I.5.f.iii - La Réfraction

La réfraction décrit les transformations des caractéristiques de longueur d'onde, de son amplitude et de la direction de propagation due à une variation de la bathymétrie, lorsque la vague arrive sous un angle par rapport aux contours inférieurs.

Pendant la réfraction, les crêtes des vagues se plieront pour s'aligner avec les contours inférieurs (cf. Fig. I-22). La célérité des vagues dépend de la profondeur de l'eau, ainsi lorsque

les vagues s'approchent d'un rivage, leur mouvement est affecté par le fond marin, entraînant la réduction de leur célérité et de leur longueur, et donc l'altération de la direction de la crête des vagues (réfraction) et de la hauteur des vagues (shoaling). L'énergie des vagues étant dissipée par le frottement et enfin l'écoulement.

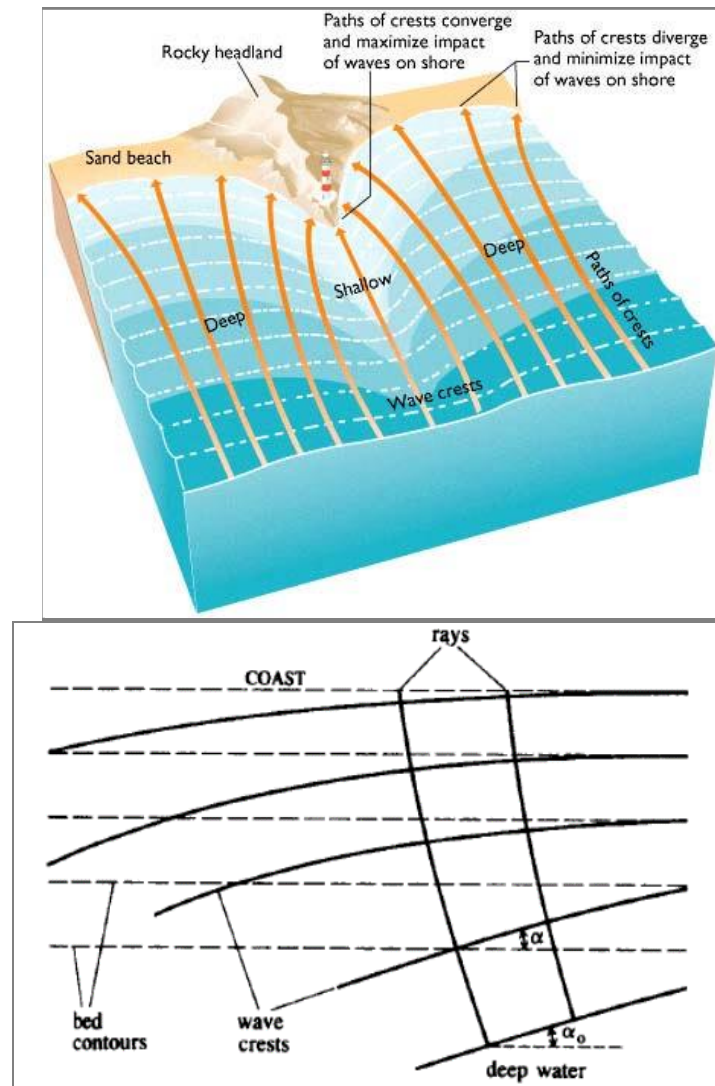


Fig. I-22 - Réfraction des vagues.

La conservation du flux d'énergie entre les rayons d'onde est utilisée pour analyser les effets de réfraction.

I.5.f.iv - Déferlement des Vagues

Bien que la théorie de la réfraction et de la diffraction puisse prédire une vague d'une certaine hauteur H/L , il existe une limite physique à cette pente de vague. Au-delà de cette pente, la vague ne peut plus conserver sa forme, et va se briser, dissipant une grande partie de son énergie. (Miche, 1944) décrit la vague déferlante une fois cette pente limite dépassée. (McCowan, 1894) et plus tard (Munk, 1949) ont décrit la profondeur de l'eau qui cause des vagues de pente limite en utilisant la théorie des ondes solitaires.

La pente du fond de la mer influe également sur le déferlement des vagues, en particulier la forme de la vague à la rupture, et (Kamphuis, 1991) a développé les théories de McCowan, Munk et Miche pour intégrer la pente de la plage. L'effet du déferlement des vagues sur la réduction de l'énergie des vagues transmise pour les brise-lames immergés longitudinaux est considéré comme plus efficace que pour les brise-lames submergés, principalement en raison de la réfraction de vagues (Goda, 1996). La réfraction à travers les vallées entre les structures et sur les pentes latérales provoque une augmentation de la hauteur des vagues au-dessus des crêtes des brise-lames longitudinaux submergés et donc une augmentation des déferlements de vagues et par la suite de la dissipation d'énergie.

Les vagues en eaux profondes se cassent lorsque leur pente H/L dépasse $1/7$, en eaux peu profondes, le profil des vagues se rapproche de celui d'une onde solitaire avant la rupture. Une vague solitaire se brise quand H/d dépasse 0.78 .

On rencontre trois types de déferlements (cf. Fig. I-23), lié au paramètre sans dimension ξ donné par :

$$\xi = s / (H/L)^{0.5} \tag{I.23}$$

s étant la pente de la plage.

- le déferlement glissant (spilling breaking), pour $\xi < 0,5$;
- le déferlement plongeant (plunging breaking), pour $0,5 < \xi < 3,3$;
- le déferlement frontal (surging breaking), pour $\xi > 3,3$.

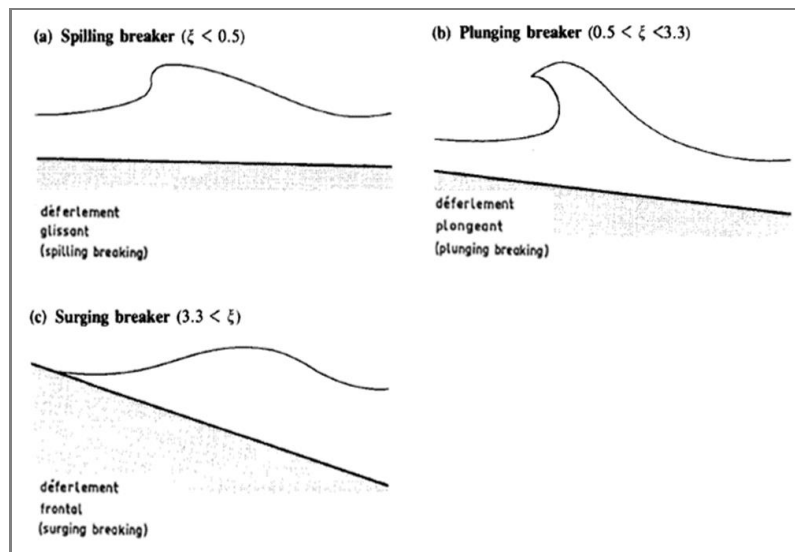


Fig. I-23 – Types de déferlement.

I.5.g -Réflexion, transmission et dissipation des vagues

Si les vagues incidentes rencontrent un obstacle, alors l'énergie des vagues incidentes \bar{E}_i sera égale à la somme de l'énergie des vagues réfléchies \bar{E}_r plus l'énergie des vagues transmises \bar{E}_t et enfin l'énergie des vagues dissipée \bar{E}_d . L'énergie \bar{E}_d est due à la dissipation par un certain nombre de mécanismes, y compris par la rupture des vagues sur le flanc du monticule et par écoulement dans les pores de celui-ci.

$$\bar{E}_i = \rho g \frac{H_i^2}{8} \quad (\text{I.24})$$

$$\bar{E}_r = \rho g \frac{H_r^2}{8} \quad (\text{I.25})$$

$$\bar{E}_t = \rho g \frac{H_t^2}{8} \quad (\text{I.26})$$

$$\bar{E}_d = \rho g \frac{H_d^2}{8} \quad (\text{I.27})$$

Tels que :

— H_i , H_r et H_t étant les hauteurs des vagues incidentes, réfléchies et transmises, respectivement.

— H_d étant la perte de hauteur des vagues correspondant à \bar{E}_d .

L'équilibre de l'énergie des vagues exige donc :

$$\bar{E}_i = \bar{E}_r + \bar{E}_t + \bar{E}_d \quad (\text{I.28})$$

En substituant les termes énergétiques des équations (I.24), (I.25), (I.26) et (I.27) dans l'équation (I.28), et en divisant par le terme correspondant à E_i de l'équation (I.24), on aboutit à l'expression adimensionnelle suivante :

$$1 = E_r + E_t + E_d = \left(\frac{H_r}{H_i} \right)^2 + \left(\frac{H_t}{H_i} \right)^2 + \left(\frac{H_d}{H_i} \right)^2 = (C_r)^2 + (C_t)^2 + (C_d)^2 \quad (\text{I.29})$$

Puisque le coefficient de réflexion C_r , le coefficient de transmission C_t et le coefficient de dissipation C_d sont définis comme le rapport à la hauteur de la vague incidente H_i , de la

hauteur de la vague réfléchie H_r , de la hauteur de la vague transmise H_t et de la hauteur H_d de la perte de hauteur correspondant à l'énergie dissipée E_d , respectivement :

$$C_r = \frac{H_r}{H_i} \quad (\text{I.30})$$

$$C_t = \frac{H_t}{H_i} \quad (\text{I.31})$$

$$C_d = \frac{H_d}{H_i} \quad (\text{I.32})$$

Et les coefficients d'énergie correspondant, sont respectivement le coefficient d'énergie des vagues réfléchies E_r , le coefficient d'énergie des vagues transmises E_t , et le coefficient de dissipation (perte) d'énergie E_d définis par :

$$E_r = \left(\frac{H_r}{H_i} \right)^2 \quad (\text{I.33})$$

$$E_t = \left(\frac{H_t}{H_i} \right)^2 \quad (\text{I.34})$$

$$E_d = \left(\frac{H_d}{H_i} \right)^2 \quad (\text{I.35})$$

Ce dernier coefficient de perte d'énergie des vagues E_d est exprimé sous la forme adimensionnelle suivante :

$$E_d = (C_d)^2 = 1 - (C_r)^2 - (C_t)^2 \quad (\text{I.36})$$

CHAPITRE II—

METHODES DE PROTECTION

DES COTES

CHAPITRE II - METHODES DE PROTECTION DES COTES

II.1 - BRISE-LAMES EMERGES

Les méthodes de protection des côtes ont pris de nombreuses formes ; certains ont connu un certain succès tandis que d'autres ont été des échecs évidents.

Les digues émergées conventionnelles sont généralement conçues pour éliminer totalement l'énergie des vagues sous le vent dans des conditions de conception spécifiques relativement sévère et, par conséquent, la structure doit être très grande et massive pour résister aux forces de choc provoquées par les vagues déferlantes (cf. Fig. II-1). Elles éliminent presque totalement la circulation de l'eau dans la zone protégée. L'hydrodynamique développée au niveau de ces digues émergées et la réponse du littoral associée peuvent dégrader la qualité de l'eau et de l'habitat naturel.



Fig. II-1 – Brise-lames de tumulus de longueur 405 mètres, construit de 1880 à 1890 (Ing. Alcaÿ et Helfferich) au port de Ténès, Algérie.

Les brise-lames conventionnels de type brise-lames de tumulus de décombres sont couramment utilisés pour fournir des zones abritées pour les marinas, la protection contre l'érosion, la formation de plages et les activités récréatives (cf. Fig. II-2).



Fig. II-2 – Protection des plages contre l'érosion par les brise-lames.

Leur conception consiste en un grand volume de roche qui transperce la surface de l'eau, bloquant ainsi les vagues entrantes et offrant un abri sous leur vent (cf. Fig. II-1).



Fig. II-3 - Brise-lames formé par des blocs de béton.



Fig. II-4 - Brise-lames formé de blocs de béton tétrapodes.

Leur construction a connu des progrès conduisant à des structures complexes constituées non seulement de roches de carrière, mais également de blocs de béton manufacturés (cf. Fig II-3 et II-4).

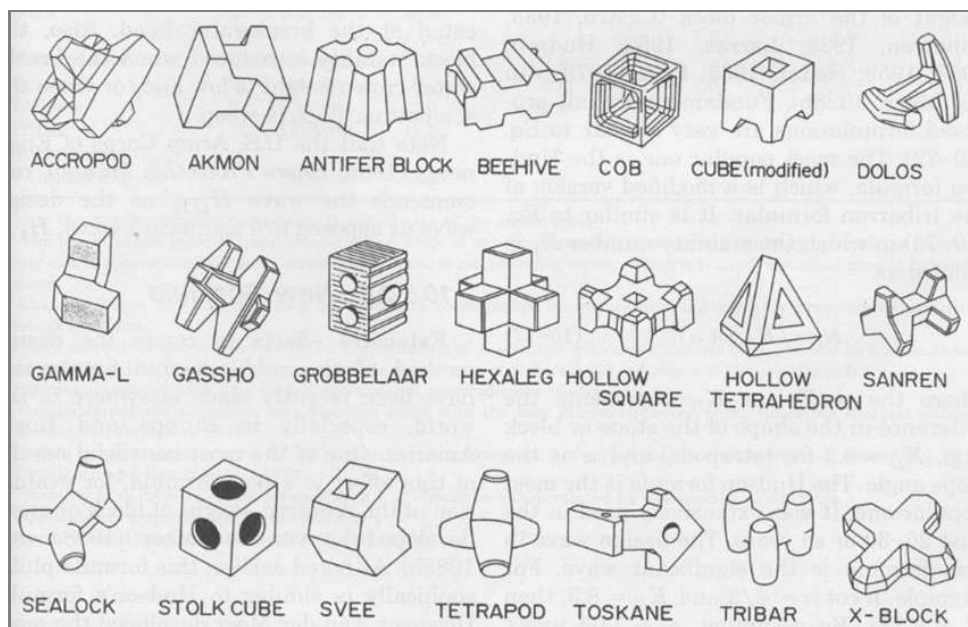


Fig. II-5 - Types de blocs de blindage en béton. (Tsinker, 1997).



Fig. II-6 - Types de blocs de blindage en béton (nouvelle génération).

Outre leur forme technique, ces gros blocs sont une option très courante et viable pour des raisons économiques et logistiques. La plupart de ces unités sont conçues pour s'appuyer sur le frottement, le poids et l'emboîtement afin d'assurer la stabilité.

Les exemples d'unités typiques que l'on peut voir sur les côtes du monde entier sont illustrés à la figure II-5. D'autres unités ont été inventées après ; dont certains sont illustrés à la figure II-6.

Le poids et la forme de ces unités de blindage ont été calculés pour donner une protection adéquate, à partir de dérivations empiriques obtenues à partir de tests de modèles physiques à l'échelle ; voir, par exemple, Melby et Turk (1997). Les blocs de béton armé ont tendance à fournir de meilleurs résultats de stabilité que les blocs de roche de carrière.



Fig. II-7 - Brise-lames type mur à fentes perçant la surface (Singapour).

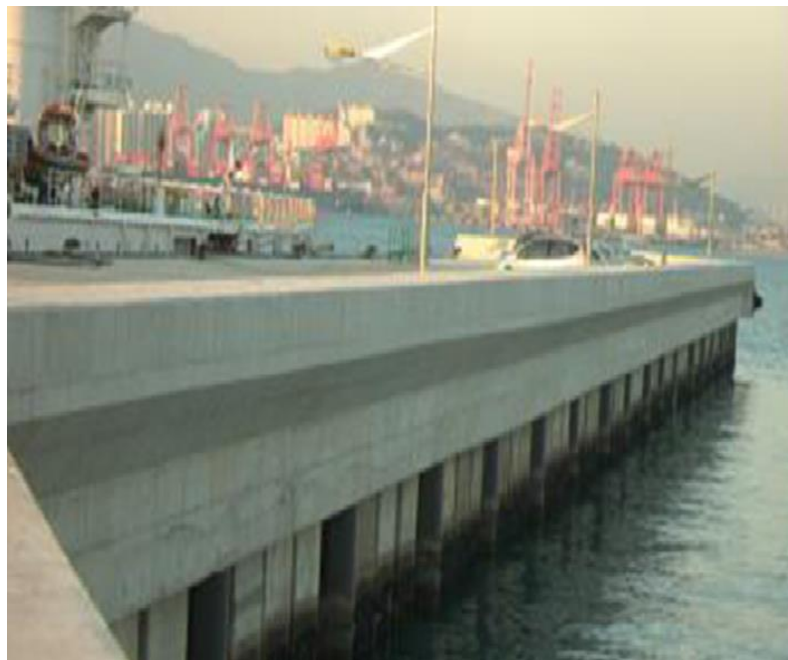


Fig. II-8 - Brise-lames type mur vertical perforé, port de la garde côtière à Busan (Corée du Sud).

La couche de blindage est essentiellement un pack granulaire à haute perméabilité qui permet une meilleure absorption de l'énergie des vagues. Une capacité de blocage élevée est souvent liée à une résistance structurelle plus faible, mais les unités de blindage avancées avec une capacité de blocage élevée et une résistance élevée, comme les conceptions Accropode

TM, Core-loc TM, X-bloc TM, Ecopode TM, sont préférées dans les environnements à énergie houlomotrice élevée.



Fig. II-9 – brise-lames type système de chambre perforée, Dieppe (France).

Comme brise-lames, autre que celui de décombre, qui sont utilisés de plus en plus, actuellement, dans différentes côtes dans le monde, les systèmes de murs à fentes (cf. Fig. II-7) ou murs perforés (cf. Fig. II-8) de différents types, ou encore système de chambre perforée, comme la nouvelle digue de Dieppe réalisée à l'aide de caissons "JARLAN" en 1986 (cf. Fig. II-9).

Récemment, émerge le brise-lames semi-circulaire (SBW) sur lequel les chercheurs accordent une attention considérable à ses caractéristiques de performance hydrodynamique dans le monde entier, en particulier au Japon et en Chine. Il s'agit d'un brise-lames composite

constitué d'un caisson semi-circulaire reposant sur un monticule de gravats (cf. Fig. II-10 et II-11). Il existe aussi le double cylindre perforés (Dual Cylinders) (cf. Fig. II-12).



Fig. II-10 – Brise-lames semi-circulaire (SBW) perforé, port de Miyazaki (Japon).

Un brise-lames peut aussi se présenter sous la forme de lignes de troncs d'arbres, de plusieurs mètres de hauteur, enfoncés dans le sable d'une grève, assurant ainsi une certaine protection à une digue ou à un terrain assailli par la mer, dont l'exemple le plus célèbre est celui de Saint-Malo en France (cf. Fig. II-13). Certains bateaux désaffectés servent également de brise-lames.

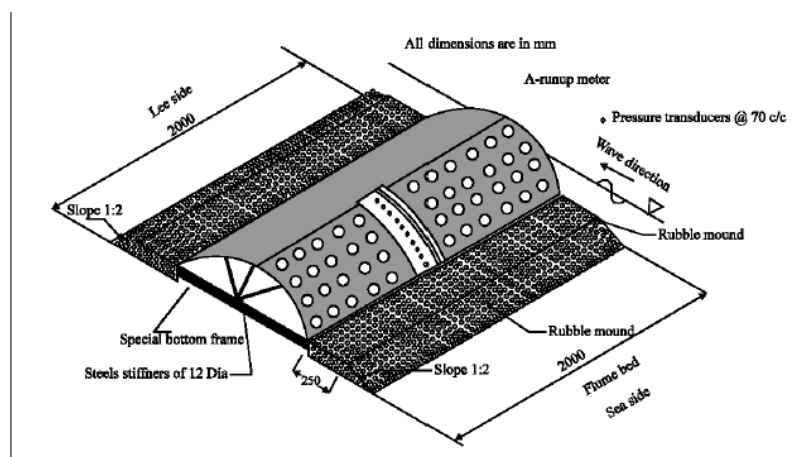


Fig. II-11 - vue isométrique du modèle SBW perforé.



Fig. II-12 - Brise-lames à double cylindre perforée (dual Cylinders), port de Nagashima, (Japon).

Dans les côtes tropicales, pour protéger le rivage et la forêt de mangrove de l'érosion des vagues et des tempêtes en mer, on utilise même un brise-lames constitué d'un mur de clôture en bambou (cf. Fig. II-14).



Fig. II-13 - Troncs d'arbres servant de brise-lames, Saint-Malo (France).

Finalement, des brise-lames flottants ont été largement utilisés comme solution alternative, pour protéger les sites côtiers, en particulier les petits ports et dans certaines zones qui ne conviennent pas pour les brise-lames fixes (cf. Fig. II-15).



Fig. II-14 - Brise-lames constitué d'un mur de clôture en bambou, Phuket (Thaïlande).



Atténuation des vagues par brise-lames flottants.



Projet MOSE des brise-lames flottants pour protéger Venise



Brise-lames flottant au port de plaisance, Allatoona Géorgie.

Fig. II-15 – Brise-lames flottants.

En général, ces brise-lames conventionnels transperçant la surface de l'eau, font un excellent travail de réduction de la hauteur des vagues ; cependant leur utilisation présente certains inconvénients, notamment :

- réduire la circulation de l'eau entraînant des problèmes de qualité de l'eau ;
- réduire l'activité biologique ou la diversité dans la zone ;
- problèmes de navigation ;
- dégrader le paysage naturel de la mer ;
- de grandes quantités de réflexion des vagues provoquant une augmentation de la hauteur des vagues incidentes.

II.2 - BRISE-LAMES SUBMERGES



Fig. II-16 - Vue aérienne du brise-lames immergé installé avec des éléments remplis de sable encapsulés à la plage du Lido, Sète, France.

Afin de résoudre certains des problèmes spécifiques que les brise-lames émergents transperçant la surface ne pouvaient pas résoudre, une classe de digues appelées digues submergées a été introduite au cours des dernières décennies, et qui depuis une attention accrue lui a été accordée (cf. Fig. II-16, II-17 et II-18).



Fig. II-17 - Brise-lames submergés en tubes géotextiles pour la protection des ports, Taichung, Taiwan.



Fig. II-18 - Stabilisation avec brise-lames submergés de la plage San Bruno, côte nord du Yucatan, Mexique.

Comme son nom l'indique, ces structures sont construites en dessous d'un niveau d'eau spécifié.

En comparaison avec les digues émergées, les structures immergées permettent le passage d'une certaine quantité d'énergie houlomotrice et permettent à leur tour la circulation le long de la zone littorale au prix d'un niveau de protection réduit.

En plus de fournir des avantages environnementaux, ces structures ont également trouvé des applications en tant que mesures de défense préliminaires dans des climats de vagues extrêmes où elles réduisent les forces des vagues sur les structures de défense primaires (Cornett et al., 1994). Cette approche peut être particulièrement bénéfique dans les zones où une structure de défense primaire a subi des dommages ou dans les zones où une augmentation relative à long terme du niveau de la mer et de la hauteur des vagues est prévue.

Les brise-lames submergés sont constitués d'une structure de monticule de gravats avec une crête, fixée à une profondeur souhaitée sous la surface, permettant de réduire les vagues s'approchant de cette structure, par un certain nombre de mécanismes de dissipation d'énergie, y compris la rupture des vagues et la dissipation par frottement.

Il existe encore de nombreuses incertitudes associées au brise-lames submergé en raison des processus physiques complexes et manque d'informations dont dispose un concepteur relativement aux brise-lames émergés transperçant la surface.

Un brise-lames immergé présente certains avantages par rapport à son homologue émergé qui transperce la surface, notamment :

- être invisible du rivage, maintenant ainsi le paysage naturel ;
- améliorer les problèmes de navigation ;
- parce qu'ils sont submergés ils n'arrêtent pas ainsi la circulation de l'eau ;
- améliorer la qualité de l'eau ;
- permettre à la vie aquatique de contourner la structure relativement librement.

Cependant, les brise-lames submergés présentent certains inconvénients, principalement :

— ils ne constituent pas une barrière imperméable à l'action des vagues, bloquant seulement une partie de l'énergie des vagues entrantes ;

— il est difficile de les utiliser dans les zones à grandes fluctuations de niveau d'eau, les directives de conception sont relativement rares, leur mise en œuvre est donc sans le même niveau de certitude que les structures émergées ;

— de grands courants côtiers se produisent généralement sur les bords du brise-lames et dans l'espace entre les barrières.

II.3 - TYPES DE BRISE-LAMES DE TUMULUS

Comme on vient de voir, le brise-lames de tumulus est le type de brise-lames le plus couramment appliqué, il dissipe la majeure partie de l'énergie des vagues entrantes par la rupture des vagues sur le flanc du monticule et en partie par un écoulement dans les pores de celui-ci. L'énergie restante est en partie réfléchi vers la mer et en partie transmise dans la zone protégée par la pénétration et le débordement des vagues.

Différents types de brise-lames de tumulus ont été construits en fonction de la finalité du brise-lames (cf. Fig. II-19).

Le brise-lames de tumulus le plus simple consiste uniquement en un tas de pierres (voir Fig. II-19a). Cependant, ce type de structure est très perméable et entraînera une forte pénétration des vagues et des sédiments. De plus, les grosses pierres sont chères car la plupart des carrières produisent beaucoup de matériaux plus fins et relativement peu de grosses pierres.

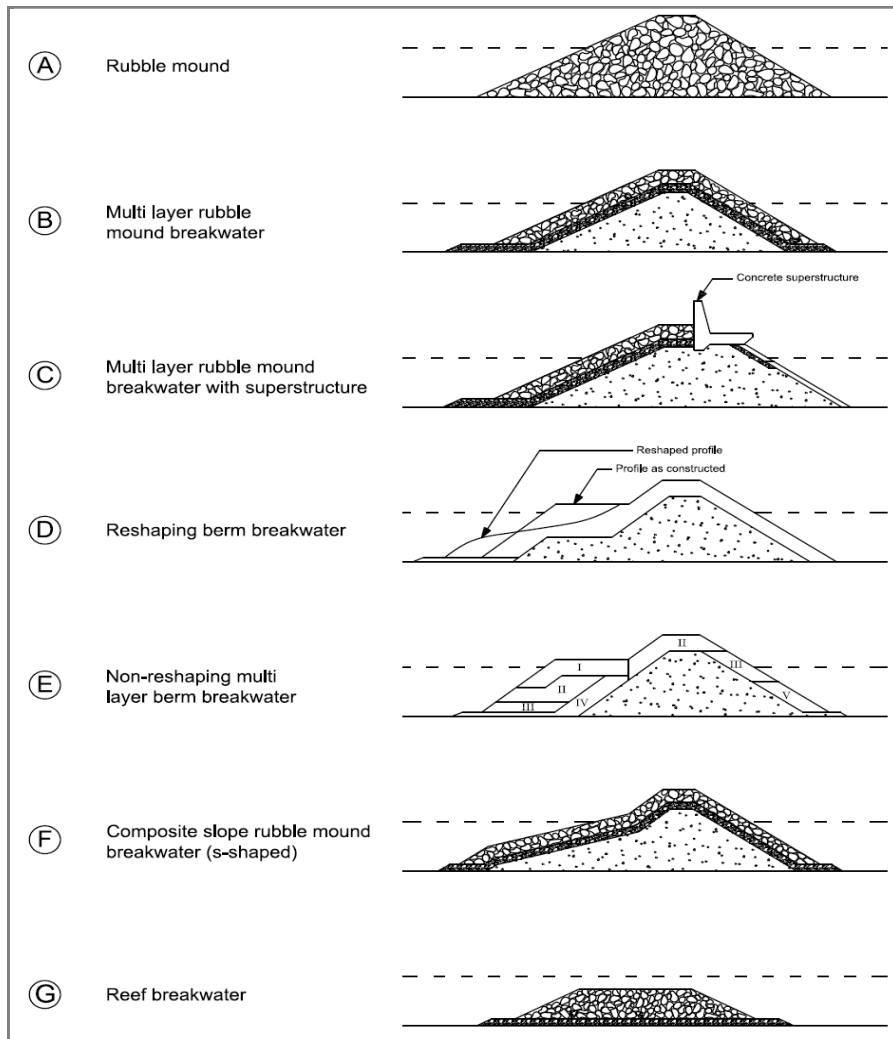


Fig. II-19 – Types de brise-lames.

Les figures II-19b et II-19c présentent les deux types les plus courants de brise-lames de tumulus et sont connus sous le nom de brise-lames de tumulus classiques avec et sans superstructure respectivement. Même si les deux types de structures semblent différents, les structures ont plusieurs points de ressemblance.

Les deux brise-lames se composent d'un noyau de matériau fin recouvert de couches de particules plus grandes empêchant le matériau fin du noyau d'être lessivé.

La couche extérieure vers la mer, la couche de blindage, est constituée d'unités de roche ou de béton, suffisamment grandes et lourdes pour rester dans leur position pendant les conditions de vagues extrêmes.

L'inclinaison de la pente avant est l'un des paramètres qui détermine la masse requise de l'unité de blindage. Les unités de blindage en béton sont généralement plus chères que la roche, mais dans certains cas, la roche assez grande n'est pas disponible à proximité, à moins qu'une pente avant très plate du brise-lames ne soit appliquée. L'utilisation d'une pente frontale plate augmente considérablement le volume de matériau nécessaire, et donc les coûts de construction.

La taille maximale des roches que les carrières peuvent produire et traiter est actuellement de 10 à 20 tonnes.

Pour les roches, les inclinaisons de pente avant typiques sont comprises entre 1: 1,5 et 1: 4 selon la roche disponible et les conditions du sol. Dans le cas des unités renforcées en béton, une pente avant abrupte est utilisée pour la plupart des types d'unités, car le poids des unités entreposées au-dessus a un effet stabilisateur. Typiquement, 1:1 à 1:2 est utilisé pour les unités en béton en fonction de l'entre blocage des unités

À moins que le brise-lames ne soit situé sur un fond rocheux, une pièce est construite pour fournir une base sûre pour la couche de renforcement.

Sur la face arrière, une couche de renforcement est construite pour protéger le brise-lames contre les vagues qui débordent et les vagues dans le bassin du port.

La figure II-19b montre une structure principale utilisée dans des eaux relativement peu profondes, où l'accostage le long du brise-lames et l'accès sur le brise-lames ne sont pas

nécessaires. Dans ces cas, des quantités relativement importantes de dépassement de vague sont généralement autorisées.

La figure II-19c montre un brise-lames avec une superstructure en béton, qui fonctionne comme un abri pour les vagues débordantes (déferlantes) et une route d'accès pour la réparation et la circulation vers et depuis le brise-lames.

Pour des conditions de débordements (dépassements) similaires, une structure avec un mur de sommet nécessite un volume de matériau significativement plus petit.

Depuis les années 1980, une conception basée sur le remodelage naturel de l'enrochement de protection avant, pendant l'action des vagues a gagné plus d'attention (cf. Fig. II-19d). Ce type de brise-lames est connu sous le nom de brise-lames de berme ou brise-lames de remodelage (cf. Fig. II-20).

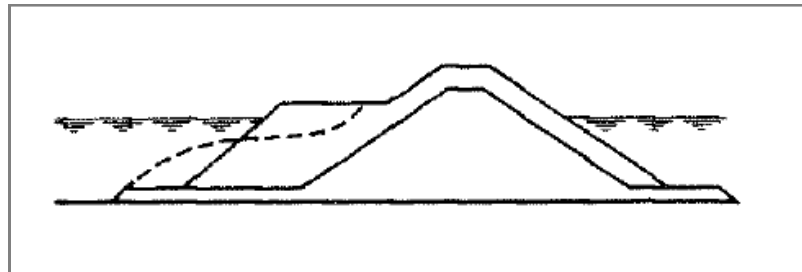


Fig. II-20 – Brise-lames de berme et profil de l'équilibre (JUHL, 1995).

Ce concept de conception d'un brise-lames de berme est le résultat d'une observation faite lors des travaux effectués par Danel en 1952 (Cox et Clark, 1992). Cette observation était que les dommages à la zone autour de la ligne de flottaison ont tendance à être la cause de la rupture du brise-lames du tumulus. L'interaction des vagues sur la pente de la structure entraîne le déplacement du matériau de plus haut de la structure pour former une pente plus douce. Le matériau est déposé sur la partie inférieure de la pente vers la mer jusqu'à ce que la structure atteigne un profil d'équilibre qui ressemble à la forme d'un « S » (Juhl, 1995).

À la différence du brise-lames de tumulus conventionnel, qui est conçu pour être statiquement stable, le brise-lames de la berme est conçu avec l'intention spécifique que la pente avant puisse être façonnée en un profil en « S » plus plat et plus stable (Van Gent, 1993). Cela supprime une partie de l'énergie des vagues. Les vagues qui ne sont pas brisées par la partie avant se propagent sur le reste de la berme jusqu'à ce qu'elle atteigne la pente principale du brise-lames. À ce stade, l'énergie des vagues restante est supprimée (Juhl et Jensen, 1995).

Le principal avantage de cette structure est que des méthodes de construction plus simples peuvent être appliquées. Dans la plupart des cas, ce type de structure est construit sans superstructure comme le montre la figure II-19.

De plus, le brise-lames de la berme est considéré comme une structure plus durable avec des méthodes de réparation beaucoup plus faciles et moins chères que le brise-lames à gravats conventionnel. Il est généralement construit avec une pente avant très raide et des unités de renforcement relativement plus petites. Ce profil s'adapte automatiquement au climat des vagues, ce qui donne un profil stable pour le climat donné.

Dans des études antérieures, il a été constaté que la stabilité d'un brise-lames de berme est influencée par le niveau de la berme par rapport à la surface de l'eau, la largeur de la berme, la pente des vagues et l'angle de pente du brise-lames (van Gent 2013).

La défaillance d'un brise-lames de berme est généralement définie par $Rec > B$, où Rec est le recul de la berme et B est la largeur de la berme (PIANC, 2003). Le recul de la berme par détérioration, est défini comme la distance horizontale entre le côté vers la mer de la berme et le point où il n'y a plus de dommages à la berme (van Gent, 2013) (cf. Fig. II-21).

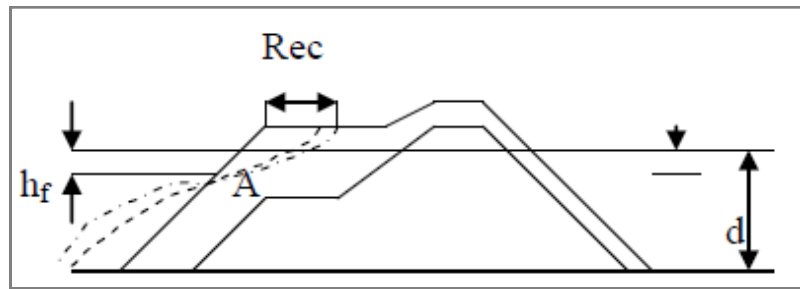


Fig. II-21 - Brise-lames de berme de décombres avec récession, Rec.

Dans certains cas, il a été constaté que la zone entre le point où les dommages de la berme s'arrêtent et la pente supérieure principale du brise-lames joue peu de rôle dans la stabilité de la structure (Roa et Shirlal, 2003). Un tel cas était le brise-lames conçu pour la marina située à Hammond, Indiana (Cox & Clark, 1992). La nature limitée en profondeur de la vague se brisant dans la zone a permis d'avancer la partie avant de la berme, où la récession a lieu, et de retirer le reste du matériau de la berme sans compromettre l'intégrité de la structure (Cox, 1992).

L'enlèvement des matériaux dans la zone susmentionnée se traduit par un système de brise-lames composé d'un récif immergé détaché et d'un brise-lames de tumulus classique, séparés par une zone de dissipation d'énergie. Ce système est appelé brise-lames en tandem (cf. Fig. II-23). La figure II-22 montre l'évolution du système de brise-lames en tandem telle que rapportée par (Cox et Clark, 1992).

Dernièrement, des brise-lames non remodelés ont été envisagés, souvent avec plusieurs classes de pierres pour maximiser la stabilité totale et l'utilisation de la carrière, comme indiqué sur la figure II-19e. Surtout en Islande, cette structure est largement utilisée et est donc également connue sous le nom de type islandais de digue de berme.

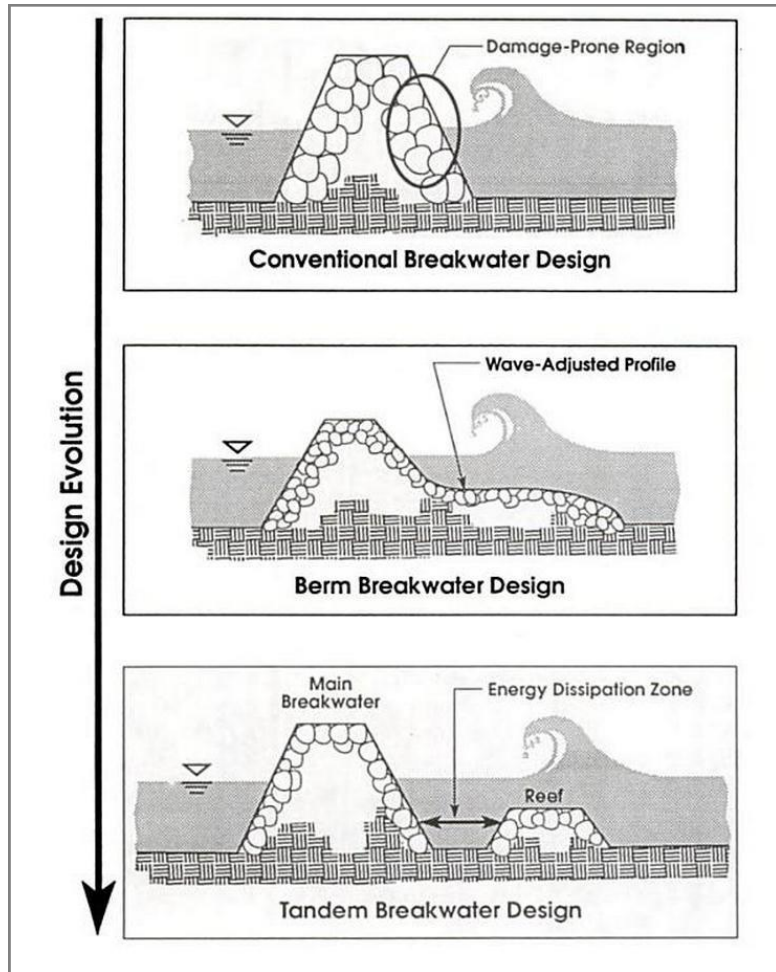


Fig. II-22 - Evolution du brise-lame tandem (Cox et Clark, 1992).

Les structures construites avec un profil en forme de « S » sont généralement utilisées dans de grandes profondeurs d'eau pour réduire le volume de matériau, mais les coûts de construction sont dans la plupart des cas considérablement plus élevés que pour le brise-lames de remodelage de la berme, ce qui donne approximativement le même profil.

La figure II-19g montre un brise-lames de récif qui est un brise-lames submergé utilisé principalement pour protéger les plages.

Le brise-lames de récif artificiel submergé fait partie d'une stratégie mondiale visant à protéger les célèbres plages de surf (Surfers Paradise), notamment dans le Sud, de l'érosion

lors de violentes tempêtes. Un des plus célèbres, est celui de Narrownek situé sur la Gold Coast australienne (cf. Fig. II-24 et II-25).

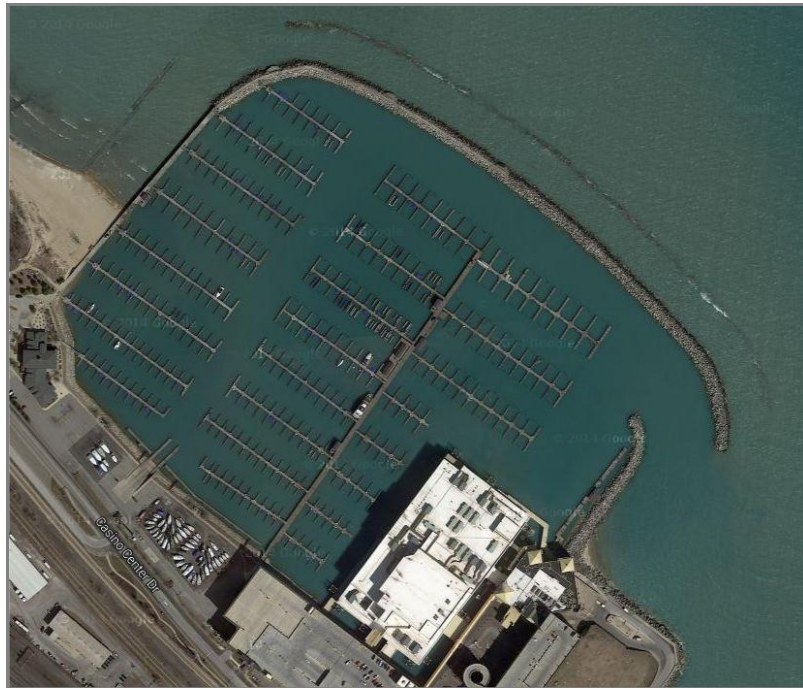


Fig. II-23 - Vue aérienne du brise-lames tandem de hammond, Indiana, E.U.



Fig. II-24 - Vue aérienne de brise-lames de récif de Narrowneck (Narrowneck reef) (Jackson et Hornsey, 2003).

Divers matériaux de construction ont été pris en compte, lors de la conception de la structure. Les conteneurs géosynthétiques remplis de sable ont été l'option préférée, au lieu

d'une combinaison de matériaux de roche et de béton, car ils se sont avérés les plus avantageux dans les domaines spécifiques qui ont été étudiés (Jackson et Hornsey, 2003).

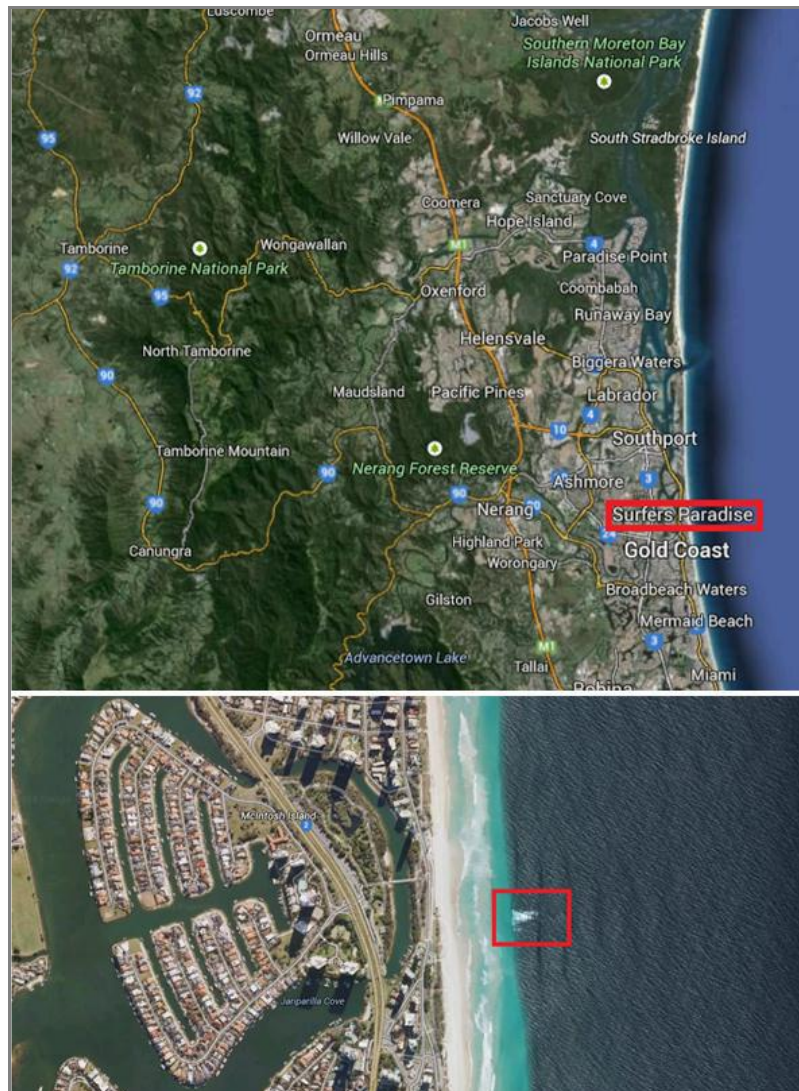


Fig. II-25 - Emplacement de Narrowneck reef.

Premièrement, le choix d'utiliser une structure géosynthétique au lieu d'une structure rocheuse a entraîné une réduction de moitié du coût de la structure (Jackson et Hornsey, 2003). La structure contenant du sable a également réduit le risque de blessures des surfeurs ou des nageurs, car elle n'a pas les arêtes vives que l'on trouve sur des structures rocheuses équivalentes. Les émissions dans l'atmosphère ont été réduites, car aucun transport de matériaux rocheux n'était nécessaire. Cela signifiait que la structure géosynthétique serait une

option plus écologique à cet égard. Enfin, l'utilisation de conteneurs géosynthétique remplis de sable a été considérée comme l'option la plus flexible en ce qui concerne l'enlèvement ou la modification de la structure. Des difficultés imprévues pourraient nécessiter une sorte de modification de la structure ou même son retrait complet. Si une structure en pierre et en béton avait été utilisée, cela n'aurait peut-être pas été possible (Jackson et Hornsey, 2003).



Fig. II-26 - Vue aérienne du brise-lames de boscombe (Rendle & Davidson, 2012).

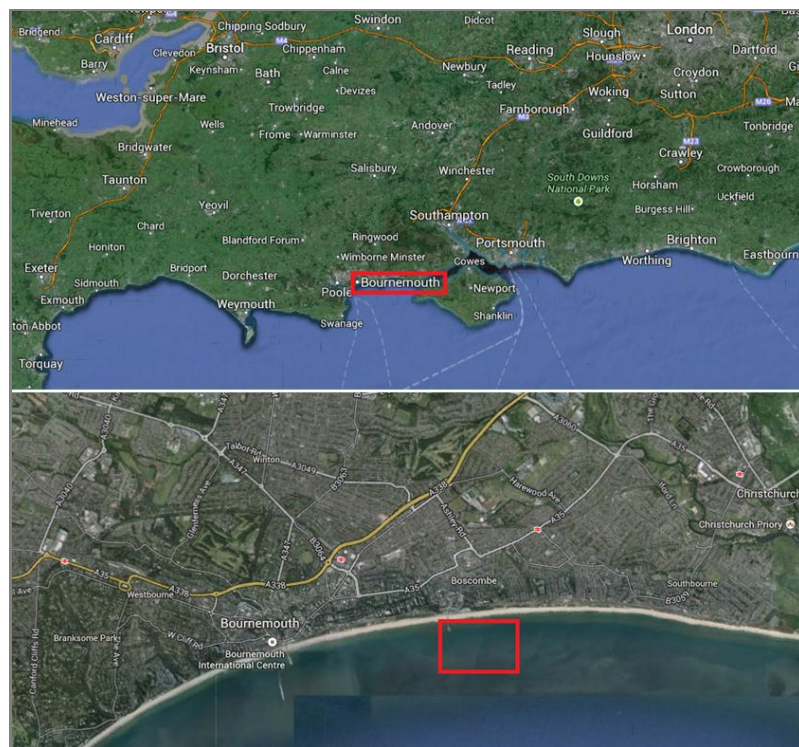


Fig. II-27 - Emplacement du Boscombe reef.

Quant à l'hémisphère Nord, le premier brise-lames de récif a été achevé, en 18 mois de construction, à Boscombe (Boscombe reef), près de Bournemouth, le long de la côte Sud de l'Angleterre, en 2009 (cf. Fig. II-26 et II-27) (Rendle et Davidson, 2012).

Le processus de conception du brise-lames de récif de Boscombe a impliqué une étude de modèle numérique détaillée, dans laquelle une disposition optimale de la structure a été déterminée. Le but de la structure était d'améliorer les conditions de surf dans la région.

La conception finale était une structure à deux couches, composée de 32 conteneurs géotextiles remplis de sable. Ceux-ci ont été remplis hydrauliquement sur place avec du sable de la région (Rendle et Davidson, 2012).

CHAPITRE III—

**PERFORMANCE DES BRISE-
LAMES TYPE DIGUES
POREUSES SUBMERGEES**

CHAPITRE III - PERFORMANCE DES BRISE-LAMES TYPE

DIGUES POREUSES SUBMERGEES

III.1 - INTRODUCTION :

Les digues submergées sont des structures populaires, utilisées pour protéger les zones côtières dans les situations où une protection totale contre les vagues n'est pas nécessaire.

Ces structures réduisent l'énergie des vagues en réfléchissant la plupart des vagues incidentes, réduisant ainsi la transmission des vagues.

Les digues submergées peuvent créer des zones plus calmes du côté aval, similaires à celles des entrées de ports et des ports de plaisance (marinas), et possèdent également la capacité de réduire le transport des sédiments solides en amont.

Dans le même temps, le passage des poissons et les échanges d'eaux entre la mer et les rives des digues immergées ne sont pas complètement inhibés.

Si ces structures sont bien conçues, ces digues submergées peuvent offrir des solutions potentiellement rentables.

Pour identifier les conditions de résonance dans lesquelles se produiraient les réflexions maximales, généralement connues sous le nom de réflexions résonnantes de Bragg, les interactions des ondes avec les digues submergées ont été étudiées à la fois expérimentalement et théoriquement.

Dattatri et al. (1978) ont mené une étude approfondie en laboratoire pour évaluer les performances des digues submergées de différents types et formes. Ils ont observé que la

largeur de la crête du brise-lames et la profondeur de la submersion sont des paramètres importants qui influent sur la performance des digues immergées.

Abul-Azm (1994) a mis au point une solution analytique basée sur la méthode d'expansion des fonctions propres (EFEM) et la théorie des écoulements potentiels pour étudier l'interaction des ondes obliques monochromatiques et du large brise-lames immergé imperméable. Les résultats théoriques ont été présentés pour montrer l'effet de différents paramètres de vagues et de structure sur les ondes transmises et réfléchies et les charges hydrodynamiques sur le brise-lames. Les résultats de la solution ont montré un bon accord avec les résultats expérimentaux correspondants et les expressions analytiques approximatives obtenues par d'autres chercheurs.

Hsu et al. (2002) ont réalisé une série d'expériences en laboratoire afin de comparer les réflexions des vagues de barres de sable de formes périodiques rectangulaires, triangulaires et sinusoïdales. Ils ont montré que les barres de sable rectangulaires génèrent les réflexions les plus élevées.

Cho et al. (2004) ont réalisé une série de tests expérimentaux en laboratoire et ont développé séparément une solution analytique basée sur l'EFEM afin d'étudier la réflexion des vagues provenant de digues submergées rectangulaires et trapézoïdales imperméables. Les résultats analytiques et expérimentaux ont montré un bon accord et le brise-lames de forme trapézoïdale a été recommandé pour une performance globale souhaitable.

Twu et Liu (2004) ont étudié les caractéristiques d'amortissement des vagues d'un réseau périodique de barres poreuses à l'aide de l'EFEM. On a constaté que l'effet de la porosité réduisait davantage la réflexion et la transmission et augmentait la dissipation des ondes.

Liu et al. (2016) ont récemment effectué des tests de laboratoire expérimentaux et développé indépendamment des solutions de potentiel linéaire analytique complètes en utilisant la méthode d'expansion multipolaire pour les réflexions de Bragg de vagues d'eau incidentes de manière oblique et normale par une série de barres semi-circulaires immergées reposant sur le lit. Un accord globalement raisonnable a été observé entre les résultats analytiques et les données expérimentales.

De même, Zhao et al. (2017) ont mis au point une solution analytique basée sur l'EFEM pour la diffusion d'ondes obliques par un brise-lames poreux immergé avec une paroi verticale partiellement réfléchissante du côté sous le vent.

Des méthodes numériques ont également été appliquées avec succès dans l'étude des digues sous-marines. Les méthodes types les plus courantes du domaine comprennent la méthode des éléments finis (FEM) et la méthode des volumes finis (FVM). Ces méthodes impliquent un maillage sur le domaine et une intégration spéciale sur les éléments.

D'autre part, les méthodes de type frontière utilisent des noyaux singuliers pour contourner le domaine physique et ne nécessitent par conséquent qu'une solution sur la limite du domaine. Ces méthodes incluent la méthode des éléments frontières (BEM) et des méthodes sans maillage, telles que la méthode des solutions fondamentales (MFS), la méthode sans maillage régularisée (RMM) et la méthode des limites singulières (SBM).

Les systèmes MFS, RMM et SBM sont avantageux dans la mesure où seuls les nœuds sources sont distribués sur la limite de domaine, contrairement au BEM, qui nécessite un maillage à l'aide d'éléments de limite. De plus, dans les méthodes sans maillage (MFS, RMM et SBM), la discrétisation des équations régissant le problème physique n'implique que les noyaux singuliers pour trouver des relations simples entre les nœuds limites, alors que la

discrétisation BEM nécessite des calculs complexes et une intégration numérique difficile des noyaux singuliers sur les éléments de maillage.

La MFS est une méthode classique qui existe depuis plusieurs décennies. Fairweather et Karageorghis (1998) fournissent une revue complète de la méthode. La méthode MFS utilise des potentielles monocouches comme fonctions de base (noyau). Pour éviter la singularité des noyaux lorsque la source et les points de colocalisation coïncident, les sources sont placées sur une frontière non physique (fictive) autre que physique. Cette condition est un inconvénient majeur de la méthode.

Pour remédier à la MFS, Young et al. (2005) ont proposé le RMM. Cette méthode utilise des potentiels double couche comme fonctions du noyau et la même limite physique pour les points de collocation et les points source. Pour éliminer les hyper-singularités des noyaux lors de la coïncidence des points de collocation et de source, un processus de désingularisation est introduit en utilisant la technique de régularisation des méthodes de soustraction et d'ajout. Cependant, la régularisation des singularités dans les potentiels double couche peut affecter la précision de la méthode.

La SBM est une autre méthode récente sans maillage proposée par Chen et Wang (2010) et Chen et Fu (2010). Cette méthode utilise des potentielles monocouches comme fonctions du noyau et la même limite physique pour les points de collocation et de source. La désingularisation des fonctions du noyau est effectuée en introduisant le concept des facteurs d'intensité d'origine. Dans la méthode SBM traditionnelle, les facteurs d'intensité d'origine sont évalués par une technique d'interpolation inverse. Toutefois, pour exécuter cette technique, la SBM nécessite un assembleur d'échantillons de nœuds dans le domaine physique. La précision de la solution peut être sensible à l'emplacement des nœuds d'échantillon.

Pour surmonter les lacunes des nœuds d'échantillonnage Chen et Gu (2012), Gu et al. (2012) et Gu et Chen (2013, 2014) ont proposé une version améliorée de la SBM d'origine qu'on nomme ici ISBM. Dans cette méthode, la désingularisation est effectuée par la technique de régularisation de soustraction et d'addition et par une technique d'interpolation inverse améliorée qui ne nécessite aucun nœud d'échantillonnage.

Koley et al. (2015b) étudièrent par une combinaison appropriée des méthodes EFEM et BEM la diffusion et le piégeage, par des digues poreuses au sol sur un lit en pente, des ondes obliques. Dans une autre étude, Koley et al. (2015a) étudièrent le piégeage des ondes obliques au moyen de structures poreuses submergées et à surfaces percées devant un mur rigide vertical, en utilisant la méthode EFEM et, séparément, celle du BEM multi-domaines.

Chen et al. (2011) ont appliqué avec succès la méthode RMM pour résoudre le problème des vagues d'eau obliques incidentes traversant un seul brise-lames immergé dans des conditions aux limites rigides et absorbantes.

Ouyang et al. (2016) ont développé une solution numérique basée sur la RMM pour étudier les réflexions de Bragg d'une série d'ondes d'eau de surface provenant d'une série de digues de fond immergées et imperméables.

Chen et al. (2014) ont tenté pour la première fois de tester la faisabilité de la méthode ISBM pour résoudre un problème bidimensionnel (2D) d'ondes d'eau incidentes de manière oblique traversant un brise-lames submergé.

Fu et al. (2015) ont appliqué l'ISBM à divers problèmes de vagues extérieures. L'efficacité de la méthode a été confirmée par plusieurs tests numériques.

Li et al. (2016) ont appliqué l'ISBM à l'étude de l'interaction des vagues d'eau incidentes d'une manière oblique sur des simples ou doubles brise-lames submergés avec des conditions

aux limites rigides et absorbantes. On a découvert qu'un système à double brise-lames retient davantage d'énergie des vagues qu'un simple brise-lames.

Le présent travail a pour but de développer un modèle numérique utilisant une méthode sans maillage basé sur la version améliorée de la méthode des limites singulières (ISBM) et la théorie des écoulements non visqueux, pour analyser numériquement les performances de brise-lames simples ou doubles submergées imperméables et perméables chargé par des vagues incidentes normales régulières. Les brise-lames de cette investigation sont de formes rectangulaires et trapézoïdales. Bien que la méthode elle-même est très sophistiqué, elle offre d'énormes avantages en éliminant la nécessité des maillages pour la résolution numérique du problème en main. Les effets de plusieurs paramètres relatifs à la géométrie des brise-lames (hauteur et largeur de submersion) seront examinés.

III.2 - FORMULATION DU PROBLEME

Dans cette étude, nous considérons des brise-lames simples et doubles imperméables et perméables submergées de formes rectangulaires et trapézoïdales, comme indiqué sur la figure III-1.

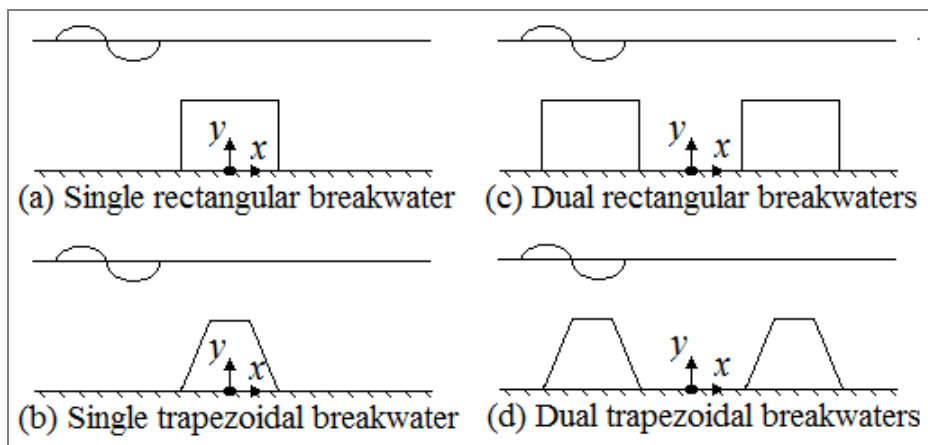


Fig. III-1 – Systèmes de brise-lames considérés dans cette étude.

Par souci de généralité, la méthode est développée pour un système de digues à double trapèze.

La figure III-2 ci-dessus montre la géométrie idéale d'un problème 2D dans un système cartésien (x-y).

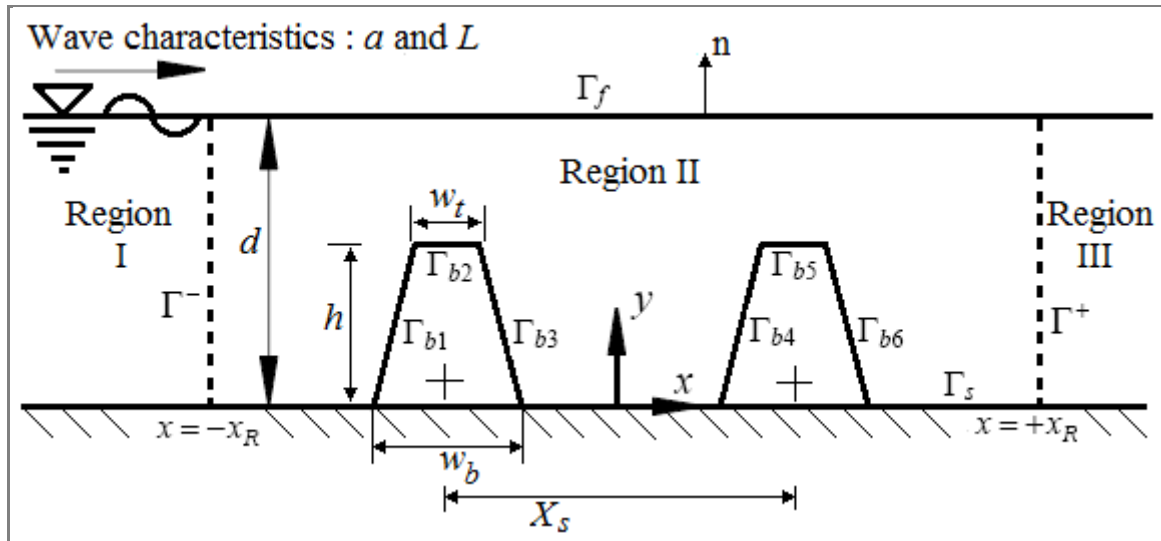


Fig. III-2 - Définition physique du domaine des brise-lames.

Les vagues normales régulières de faible amplitude a , de période T et de longueur d'onde L ont une incidence en partant de la gauche dans l'eau de profondeur d .

En supposant un écoulement irrotationnel et un mouvement de fluide incompressible, le problème est formulé à l'aide d'un potentiel de vitesses $\Phi(x, y, t) = \text{Re}[\phi(x, y) \cdot \exp(-i\sigma t)]$,

Où :

— Re désigne la partie réelle ;

— $\phi(x, y)$ désigne le potentiel de vitesse spatiale indépendant du temps ;

— $i = \sqrt{-1}$;

— $\sigma = 2\pi/T$ est la fréquence angulaire de la vague ;

— t est le temps.

Le nombre d'onde $k = 2\pi/L$ correspond à la solution de la relation de dispersion $g.k.\tanh(k.d) = \sigma^2$, g étant l'accélération gravitationnelle.

Le champ de vague est complètement spécifié si le potentiel de vitesse 2D ϕ est connu.

Les brise-lames ont :

— hauteur h ,

— largeur inférieure w_b ,

— largeur supérieure w_t ,

Pour les digues rectangulaires :

$$w_b = w_t = w$$

Les brise-lames doubles sont séparés par une distance X_s mesurée à partir du centre des digues.

Le domaine total de fluide est divisé en trois régions, comme indiqué sur la figure III-2 :

— la région I vers $(-\infty)$ désigne la région où les vagues arrivent (afflux) ;

— la région III vers $(+\infty)$ est l'endroit où les vagues sont transmises (sortie) ;

— la région II est située entre les régions I et III et est délimitée par, respectivement:

- les parois rigides (imperméables) des brise-lames :
 - Γ_{b1} , Γ_{b2} , et Γ_{b3} pour le brise-lames avant 1,
 - Γ_{b4} , Γ_{b5} , et Γ_{b6} pour le brise-lames arrière 2.
- limite de la surface libre Γ_f ,
- la limite du fond marin Γ_s ,
- les limites de propagation Γ^- et Γ^+ des régions d'entrée et de sortie.

Le potentiel de vitesse spatiale ϕ satisfait les conditions suivantes :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0, \text{ dans la région du fluide II} \quad (\text{III.1})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} - \frac{\sigma^2}{g} \phi = 0 \quad y = d \text{ (limite de la surface libre } \Gamma_f) \quad (\text{III.2})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad y = 0 \text{ (limite du fond marin } \Gamma_s) \quad (\text{III.3})$$

Où n est la normale sortante de la surface libre limite de la région d'écoulement.

Pour représenter la porosité des brise-lames perméables, on adopte des conditions aux limites poreuses absorbantes pour les côtés avant et arrière respectivement de chaque brise-lames :

— limites Γ_{b1} et Γ_{b3} pour le brise-lames avant ;

— limites Γ_{b4} and Γ_{b6} pour le brise-lames arrière.

Les limites supérieures des brise-lames resteront des murs rigides non perméable, soit :

— limite Γ_{b2} pour le brise-lames avant ;

— limite Γ_{b5} pour le brise-lames arrière.

Ces conditions sont résumées comme suit :

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = ik \cdot G_1 \cdot \phi \quad (x,y) \in \Gamma_{b1} \quad (\text{III.4a})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (x,y) \in \Gamma_{b2} \text{ and } \Gamma_{b5} \quad (\text{III.4b})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = ik \cdot G_2 \cdot \phi \quad (x,y) \in \Gamma_{b3} \quad (\text{III.4c})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = ik \cdot G_3 \cdot \phi \quad (x,y) \in \Gamma_{b4} \quad (\text{III.4d})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = ik \cdot G_4 \cdot \phi \quad (x,y) \in \Gamma_{b6} \quad (\text{III.4e})$$

Tel que :

$G_1, G_2, G_3,$ et G_4 sont les paramètres de porosité absorbante correspondants respectivement aux limites $\Gamma_{b1}, \Gamma_{b3}, \Gamma_{b4}$ et Γ_{b6} .

Les conditions de propagation aux zones d'entrée et de sortie sont respectivement exprimées comme suit :

$$\frac{\partial(\phi - \phi_I)}{\partial n} - i.k.(\phi - \phi_I) = 0 \quad \text{condition de propagation à } x \rightarrow -\infty \text{ (limite } \Gamma^-) \quad (\text{III.5})$$

$$\frac{\partial(\phi)}{\partial n} - i.k.(\phi) = 0 \quad \text{condition de propagation à } x \rightarrow +\infty \text{ (limite } \Gamma^+) \quad (\text{III.6})$$

Où :

— ϕ_I est le potentiel des vitesses des vagues incidentes.

Les conditions de propagation dans le problème des bandes infinies sont traitées en transférant les potentiels de champ lointain à deux frontières verticales fictives à des distances finies $x = -x_R$ et $x = +x_R$ qui représentent respectivement les limites gauche Γ^- et droite Γ^+ du domaine du fluide.

Les séries analytiques à ces limites sont données par ce qui suit :

$$\phi^- = \phi_I + A^- \cdot \frac{\cosh(k.y)}{\sinh(k.d)} \cdot e^{-ik.(x+x_R)} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \phi^-}{\partial n} = -\frac{\partial \phi^-}{\partial x} \quad \text{pour } x = -x_R \text{ (limite } \Gamma^-) \quad (\text{III.7a})$$

$$\phi^+ = A^+ \cdot \frac{\cosh(k.y)}{\sinh(k.d)} \cdot e^{ik.(x-x_R)} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \phi^+}{\partial n} = \frac{\partial \phi^+}{\partial x} \quad \text{pour } x = +x_R \text{ (limite } \Gamma^+) \quad (\text{III.7b})$$

Tel que :

— A^- et A^+ sont des coefficients complexes inconnus à déterminer.

Il est garanti que les perturbations ne sont que des vagues sortantes (voir par exemple Chioukh et al., 2017 ;Bakhti et al., 2017).

Le potentiel de vitesse incidente est défini comme suit :

$$\phi_I = -\frac{a.L}{T} \cdot \frac{\cosh(k.y)}{\sinh(k.d)} e^{ik.(x+x_R)} \quad (\text{III.8})$$

Les conditions spéciales d'adaptation uniques aux interfaces Γ^- et Γ^+ dans les régions d'écoulement garantissent le transfert uniforme du flux de masse d'une région à l'autre.

Une fois que les potentiels ϕ^- et ϕ^+ sont calculés en satisfaisant les conditions aux limites de propagation des équations. (III.5) et (III.6), ils sont appariés à ceux des équations (III.7a) et (III.7b), respectivement.

Ensuite, les coefficients inconnus A^- et A^+ sont évalués selon la méthode de Yueh et Chuang (2012) :

$$A^- = -\left(-\frac{a.L}{T}\right) + \frac{k}{N_0 \cdot \cosh(k.d)} \cdot \int_0^d \phi^-(-x_R, y) \cdot dy \quad (\text{III.9a})$$

$$A^+ = \frac{k}{N_0 \cdot \cosh(k.d)} \cdot \int_0^d \phi^+(+x_R, y) \cdot dy \quad (\text{III.9b})$$

Où :

$$N_0 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2k.d}{\sinh(2k.d)} \right)$$

Les coefficients de réflexion et de transmission (Cr et Ct) sont déterminés respectivement à partir des expressions suivantes (voir par exemple Chioukh et al., 2017 ; Bakhti et al., 2017) :

$$Cr = |A_0^-| \frac{T}{a.L} \quad \text{et} \quad Ct = |A_0^+| \frac{T}{a.L} \quad (\text{III.10})$$

Le coefficient de perte d'énergie des vagues, décrivant la partie de l'énergie des vagues incidentes dissipée par les brise-lames poreux, est donné par :

$$Cd = 1 - (Cr)^2 - (Ct)^2 \quad (III.11)$$

III.3 - SOLUTION NUMERIQUE PAR LA METHODE DE L'ISBM

Pour la solution numérique, la limite totale de l'ensemble du domaine de calcul est discrétisée pour les brise-lames simples et doubles, comme indiqué sur la figure III-3.

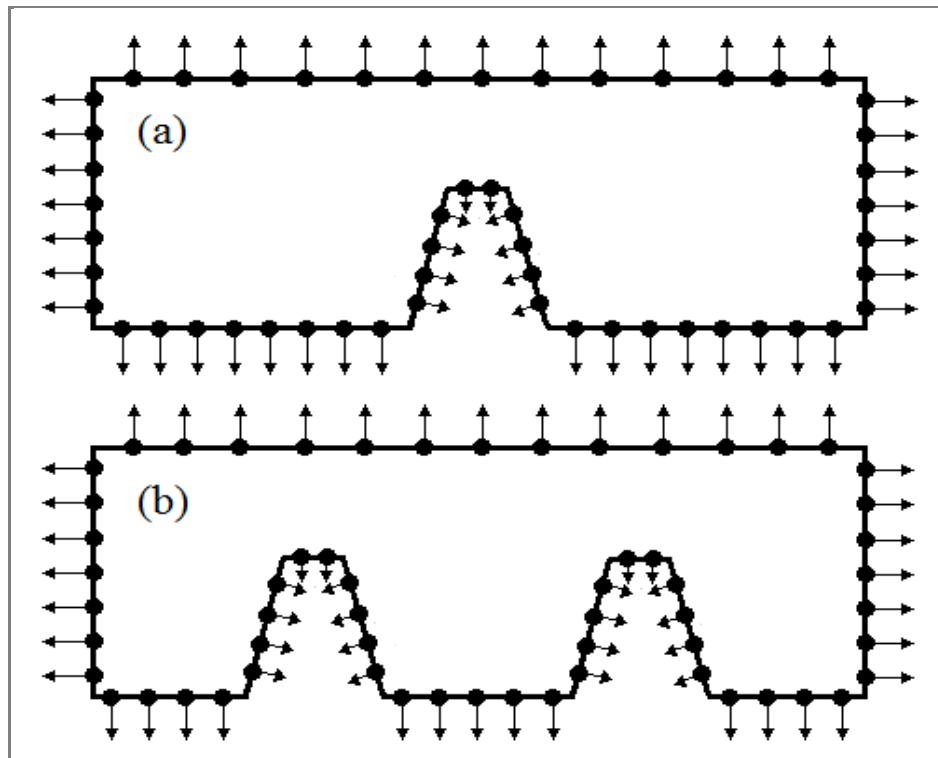


Fig. III-3 - Discretisation du domaine pour (a) des brise-lames simples et (b) des brise-lames doubles.

Dans la méthode de l'ISBM, les valeurs nodales des potentiels et de leurs flux sont exprimées sous forme de combinaisons linéaires des solutions fondamentales et de leurs dérivés (Chen et Gu, 2012 ;Gu et al., 2012;Gu et Chen, 2013) :

$$\phi(x^i) = \sum_{j=1, i \neq j}^N \alpha^j \cdot Q(x^i, s^j) + \alpha^i \cdot \phi_{ii} \quad (\text{III.12})$$

$$q(x^i) = \frac{\partial \phi(x^i)}{\partial n_{x^i}} = \sum_{j=1, i \neq j}^N \alpha^j \cdot \frac{\partial Q(x^i, s^j)}{\partial n_{x^i}} + \alpha^i \cdot q_{ii} \quad (\text{III.13})$$

Où :

- α^j sont des coefficients inconnus à déterminer ;
- x^i et s^j sont les points de collocation (x_i, y_i) et les points source (x'_j, y'_j) , respectivement ;
- N est le nombre total de points ;
- $\phi(x^i)$ désigne les condition aux limites essentielles (Dirichlet) ;
- $q(x^i)$ désigne les condition aux limites naturelles (Neumann) ;
- n_{x^i} est la normale au point de collocation x^i .

Les coefficients ϕ_{ii} et q_{ii} sont des facteurs d'intensité de source correspondant à la solution fondamentale et à sa dérivée, respectivement.

$Q(x^i, s^j)$ est la solution fondamentale de l'équation 2D de Laplace. Elle dépend uniquement de la distance euclidienne $r_{ij} = |x^i - s^j|$ entre le point de collocation x^i et le point source s^j , c'est-à-dire $r_{ij} = \sqrt{(x_i - x'_j)^2 + (y_i - y'_j)^2}$, et est donné avec sa dérivée normale comme suit :

$$Q(x^i, s^j) = \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{1}{r_{ij}} \right) \quad (\text{III.14a})$$

$$\frac{\partial Q(x^i, s^j)}{\partial n_{x^i}} = - \frac{[(nx_{x^i}).(x_i - x'_j) + (ny_{x^i}).(y_i - y'_j)]}{2\pi(r_{ij})^2} \quad (\text{III.14b})$$

Où :

— nx_{x^i} et ny_{x^i} sont les composants de la normale au point de Collocation x^i .

Les coefficients ϕ_{ii} et q_{ii} sont les éléments diagonaux des matrices d'interpolation de l'ISBM.

Ces variables surviennent lorsque les points de collocation et source coïncident ($x^i = s^j$).

L'évaluation directe de ces coefficients est irréalisable compte tenu des singularités inhérentes à la solution fondamentale et à sa dérivée.

Dans cette étude, les coefficients ϕ_{ii} sont évalués par l'intégration de la solution fondamentale sur les segments, conduisant à une expression analytique simple, comme dans les travaux de Brebbia et Dominguez (1992) et de Gu et Chen (2014):

$$\phi_{ii} = \frac{1}{\ell_i} \int_{\Gamma_s} Q(x^i, s) d\Gamma_s = \frac{1}{2\pi} \left[\ln \left(\frac{2}{\ell_i} \right) + 1 \right] \quad (\text{III.15})$$

Pour les coefficients q_{ii} , une expression simple est dérivée par Gu et al. (2012) utilisant le processus de régularisation consistant à soustraire et à rajouter pour éliminer les singularités :

$$q_{ii} = - \frac{1}{\ell_i} \sum_{j=1, i \neq j}^N \ell_j \cdot \frac{\partial Q(x^i, s^j)}{\partial n_{s^j}} \quad (\text{III.16})$$

Où :

- ℓ_i et ℓ_j représentent les demi distances entre les points de collocations x^{i-1} et x^{i+1} les points sources s^{j-1} et s^{j+1} , respectivement ;
- n_{s^j} est la normale au point source s^j .

Les conditions aux limites données par les équations (III.2) — (III.6) sont satisfaites par une combinaison linéaire d'équations (III.12) et (III.13).

Le processus de discrétisation conduit au système d'équations suivant :

- Pour les nœuds $x^i \in \Gamma_f$ (limite de la surface libre):

$$\sum_{j=1, i \neq j}^N \alpha^j \cdot \left(\frac{\partial Q(x^i, s^j)}{\partial n_{x^i}} - \frac{\sigma^2}{g} \cdot Q(x^i, s^j) \right) + \alpha^i \cdot \left(q_{ii} - \frac{\sigma^2}{g} \cdot \phi_{ii} \right) = 0 \quad (\text{III.17})$$

- Pour les nœuds $x^i \in \Gamma^-$ (limite de la condition de propagation à $x = -x_R$):

$$\sum_{j=1, i \neq j}^N \alpha^j \cdot \left(\frac{\partial Q(x^i, s^j)}{\partial n_{x^i}} - i.k \cdot Q(x^i, s^j) \right) + \alpha^i \cdot (q_{ii} - i.k \cdot \phi_{ii}) = \frac{\partial \phi_I(x^i)}{\partial n_{x^i}} - i.k \cdot \phi_I(x^i) \quad (\text{III.18})$$

- Pour les nœuds $x^i \in \Gamma^+$ (limite de la condition de propagation à $x = +x_R$):

$$\sum_{j=1, i \neq j}^N \alpha^j \cdot \left(\frac{\partial Q(x^i, s^j)}{\partial n_{x^i}} - i.k \cdot Q(x^i, s^j) \right) + \alpha^i \cdot (q_{ii} - i.k \cdot \phi_{ii}) = 0 \quad (\text{III.19})$$

- Pour les nœuds $x^i \in \Gamma_s, \Gamma_{b2}$ et Γ_{b5} (les limites solides) :

$$\sum_{j=1, i \neq j}^N \alpha^j \cdot \frac{\partial Q(x^i, s^j)}{\partial n_{x^i}} + \alpha^i \cdot q_{ii} = 0 \quad (\text{III.20})$$

— Pour les nœuds $x^i \in \Gamma_{b1}, \Gamma_{b3}, \Gamma_{b4}$ et Γ_{b6} (les limites poreuses) :

$$\sum_{j=1, i \neq j}^N \alpha^j \cdot \left(\frac{\partial Q(x^i, s^j)}{\partial n_{x^i}} - i.k.G_k \cdot Q(x^i, s^j) \right) + \alpha^i \cdot (q_{ii} - i.k.G_k \cdot \phi_{ii}) = 0 \quad (\text{III.21})$$

Tel que :

G_K ($k=1, 2, 3, 4$) sont les coefficients de porosité correspondants aux frontières $\Gamma_{b1}, \Gamma_{b3}, \Gamma_{b4}$ et Γ_{b6} .

Les équations discrétisées résultantes (III.17) — (III.21) sont écrites sous une forme matricielle plus compacte, comme suit :

$$[H_{ij}]_{N \times N} \cdot \{\alpha^i\}_N = \{B_i\}_N \quad i, j=1, 2, \dots, N \quad (\text{III.22})$$

Où :

— N spécifie le nombre total de nœuds sur toutes les limites du domaine, par exemple $N = N^f + N^- + N^+ + N^b + N^s$, où N^f, N^-, N^+, N^b, N^s sont le nombre de nœuds sur les limites $\Gamma_f, \Gamma^-, \Gamma^+, \Gamma_b$ ($\Gamma_{b1} + \Gamma_{b2} + \Gamma_{b3} + \Gamma_{b4} + \Gamma_{b5} + \Gamma_{b6}$), et Γ_s , respectivement.

Le système d'équations algébriques exprimé par l'équation (III.22) est résolu numériquement en utilisant un algorithme s'appuyant sur l'élimination de Gauss pour produire le vecteur d'inconnus $\{\alpha^i\}_N$.

Le potentiel et sa dérivée aux nœuds sont ensuite calculés en utilisant les équations originales (III.12) et (III.13).

Un programme en FORTRAN a été élaboré pour résoudre le problème formulé précédemment (voir Appendice A). Le programme était compilé avec le compilateur g77 du package CYGWIN. Le temps d'exécution de chaque cas est environ 2 heures 30 minutes, sur un ordinateur type i5 avec 8 Gbytes de RAM.

CHAPITRE IV—

**VALIDATION ET
PRESENTATION DES
RESULTATS**

CHAPITRE IV - VALIDATION ET PRESENTATION DES RESULTATS

IV.1 - VALIDATION DE LA METHODE NUMERIQUE

La sensibilité des résultats numériques en termes de conservation de l'énergie par rapport au nombre total de nœuds N des limites, et à la position $x = \pm x_R$ des limites fictives verticales, est testée pour les brise-lames imperméables rectangulaires simples et doubles pour deux valeurs de la profondeur relative de l'eau $kd=0.5$ and $kd=4$. Ce processus garantit que les tests sont applicables aux petites et grandes valeurs de kd . La conservation d'énergie est exprimée sous la forme $\left|1 - (Cr)^2 - (Ct)^2\right|$, et peut être considérée comme un indicateur d'erreur des solutions numériques.

La figure IV-1 affiche les résultats des erreurs par rapport à N pour un brise-lames rectangulaire simple imperméable avec une hauteur relative du brise-lames $h/d=0.75$, une largeur relative de brise-lame $w/d=1$, et des porosités de paroi avant et arrière $(G_1, G_2) = (0,0)$. La figure IV-2 montre les résultats pour les brise-lames rectangulaires doubles imperméables, séparés par une distance X_s , avec $h/d=0.75$, $w/d=1$, et $(G_1, G_2, G_3, G_4) = (0,0,0,0)$.

Pour montrer les résultats des erreurs par rapport à l'emplacement des limites fictives verticales, les critères de Li et al. (2016) ont été pris en compte. La figure IV-3 montre les erreurs par rapport à la quantité $2x_R / w$ pour un brise-lames rectangulaire simple imperméable, avec $N = 400$ nœuds, alors que la figure IV-4 présente les résultats des erreurs par rapport à la quantité $[2x_R - (X_s - w)] / 2w$ pour les brise-lames rectangulaires doubles imperméables, avec $N = 600$ nœuds.

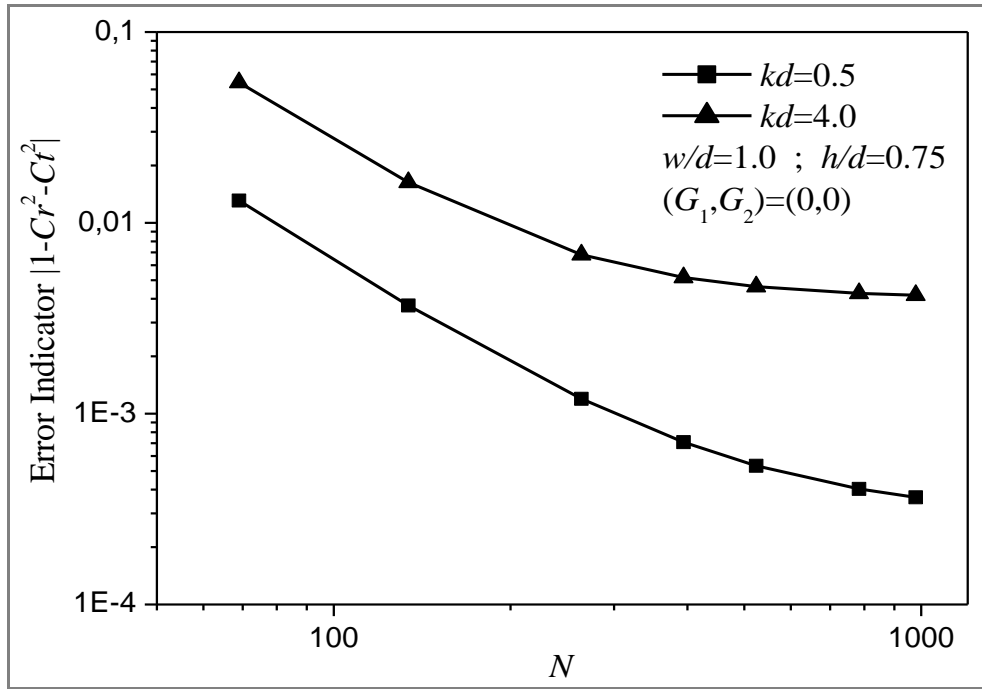


Fig. IV-1 - Indicateur d'erreur par rapport au nombre de nœuds des limites, pour un brise-lames imperméable rectangulaire simple.

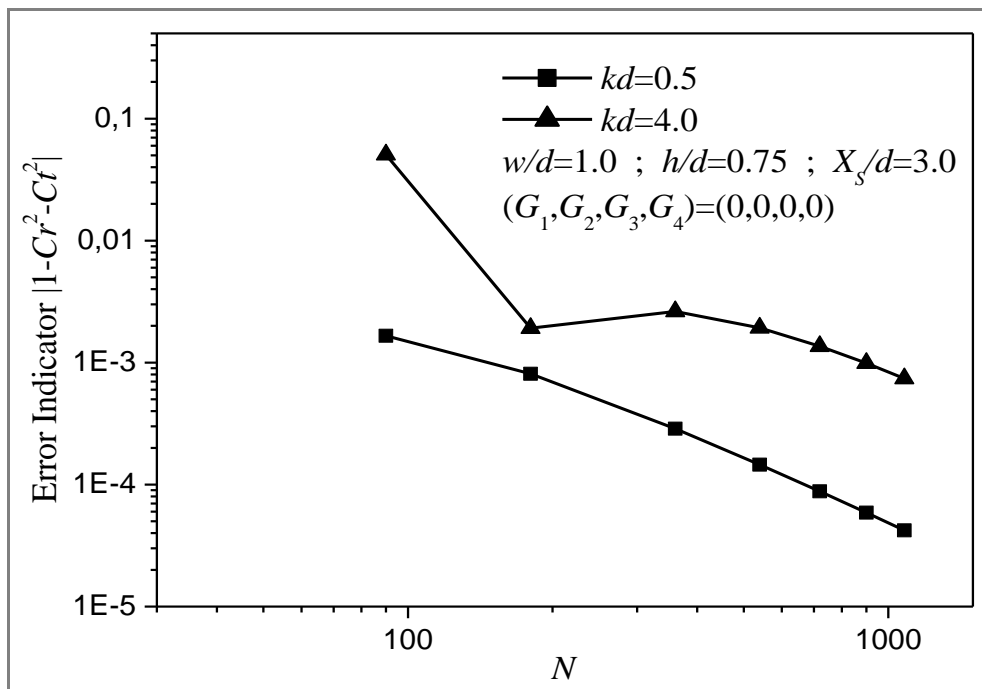


Fig. IV-2 - Indicateur d'erreur par rapport au nombre de nœuds des limites, pour des brise-lames imperméables rectangulaires doubles.

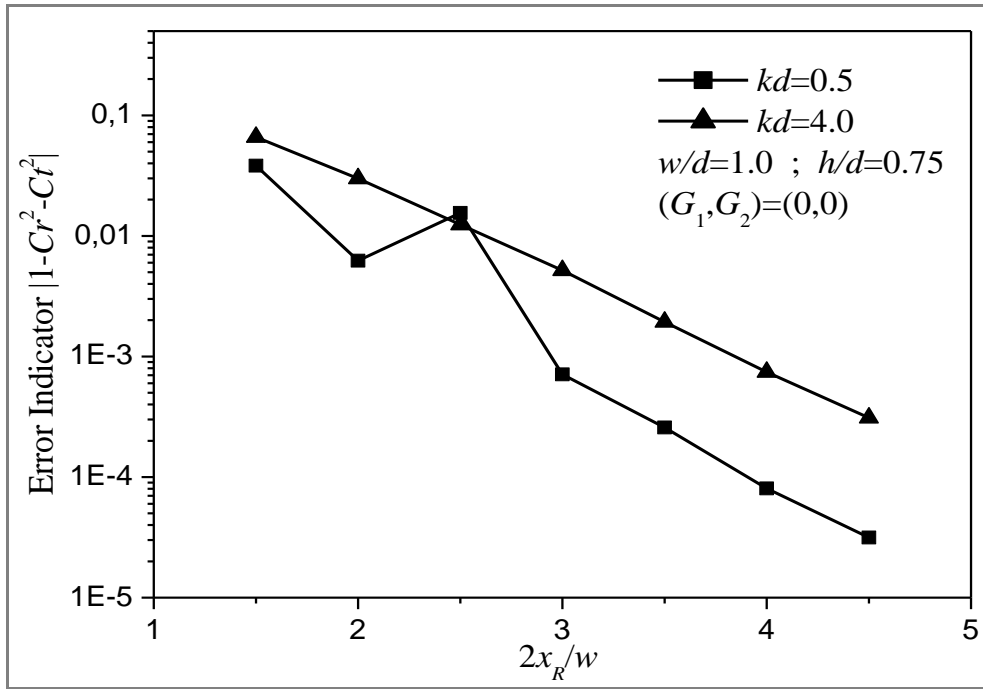


Fig. IV-3 - Indicateur d'erreur par rapport à l'emplacement des limites fictives verticales, pour un brise-lames imperméable rectangulaire simple.

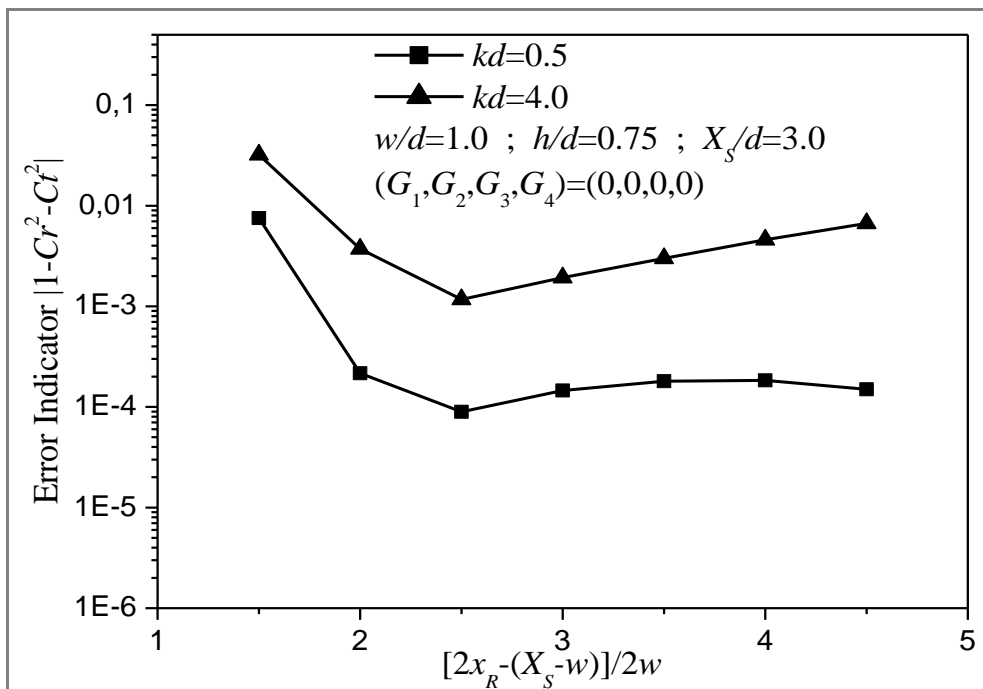


Fig. IV-4 - Indicateur d'erreur par rapport à l'emplacement des limites fictives verticales, pour des brise-lames imperméables rectangulaires doubles.

Dans tous les calculs numériques qui suivent et sur la base des résultats des erreurs présentées dans les figures IV-1, IV-2, IV-3, et IV-4, toute la limite du domaine de calcul est

discrétisée avec 400 nœuds pour les brise-lames simples, et 600 nœuds pour les brise-lames doubles. Ce processus assurerait que les erreurs de calcul restent faibles et inférieures à 10^{-2} , à condition que les limites verticales soient sélectionnées, telles que $(2x_R/w_b) \geq 3$ et $[2x_R - (X_S - w_b)]/2w_b \geq 3$, respectivement pour des brise-lames simples et doubles. Pour les brise-lames rectangulaires, w_b est remplacé de manière adéquate par w .

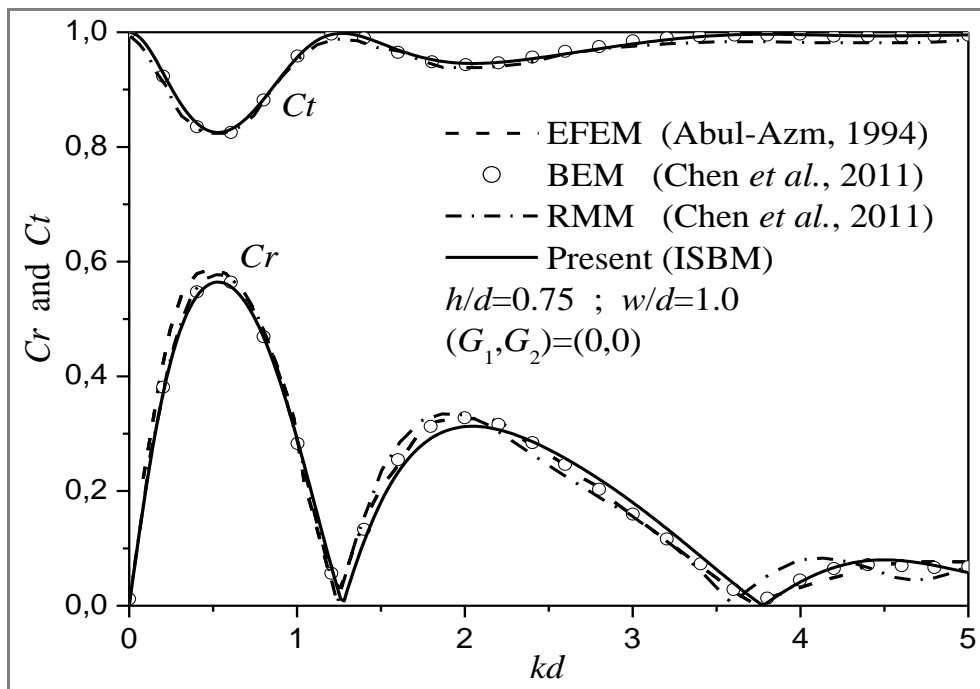


Fig. IV-5 - Variations de C_r et C_t par rapport kd pour un brise-lame rectangulaire imperméable simple selon différentes méthodes.

Pour démontrer la validité de la présente méthode, les résultats numériques de la méthode ISBM pour un certain nombre de cas limites sont comparés à ceux d'autres chercheurs.

Le premier cas examiné est un brise-lame rectangulaire imperméable simple, placé au fond, pour $h/d=0.75$, $w/d=1$, et $(G_1, G_2)=(0,0)$. Ce cas a déjà été étudié par Abul-Azm (1994) à l'aide de la méthode d'expansion des fonctions propres (EFEM) et Chen et al. (2011) utilisant à la fois la méthode des éléments de frontières (BEM) et la méthode sans maillage régularisée (RMM).

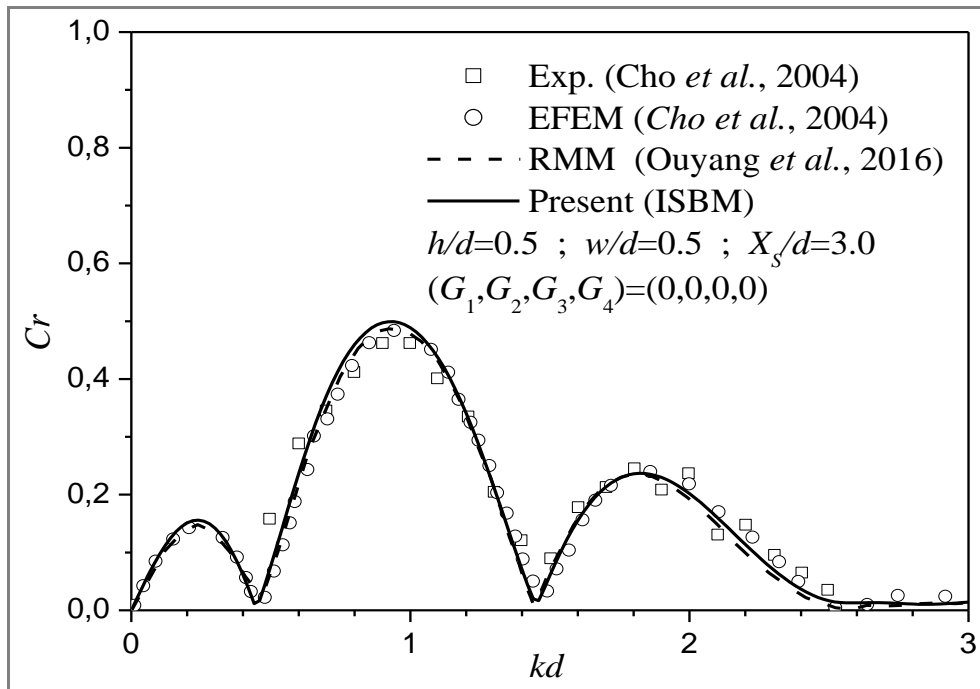


Fig. IV-6 - Variations de Cr par rapport kd pour des brise-lames rectangulaires imperméables doubles selon différentes méthodes.

Les variations des coefficients de réflexion et de transmission, Cr et Ct respectivement, par rapport à kd , y compris celles de cette présente étude, sont présentés dans la figure IV-5. Un grand accord est observé entre les résultats de toutes les méthodes. Il est clair que pour des valeurs élevées de kd , les résultats de l'ISBM suivent toujours ceux de l'EFEM et de la BEM, mais ceux de la RMM présentent des fluctuations.

Le deuxième cas examiné est une structure de brise-lames rectangulaires doubles imperméables, placée au fond, telle que $h/d=0.5$, $w/d=0.5$, $X_s/d=3$, et les porosités $(G_1, G_2, G_3, G_4)=(0,0,0,0)$. Dans les mêmes conditions, des brise-lames imperméables trapézoïdaux sont également examinées, telle que $w_b/d=0.5$ et $w_t/w_b=0.5$. Ces cas avaient été précédemment étudiés expérimentalement par Cho et al. (2004). Ces chercheurs ont également fourni des solutions analytiques utilisant l'EFEM. De même, Ouyang et al. (2016) ont effectué des tests numériques sur les mêmes cas en utilisant la RMM.

La figure IV-6 présente les résultats des coefficients de réflexion Cr , y compris ceux de cette présente étude, pour les brise-lames rectangulaires. La figure IV-7 montre celles des brise-lames trapézoïdaux. Il est bien confirmé que les résultats de toutes les méthodes sont en accord total.

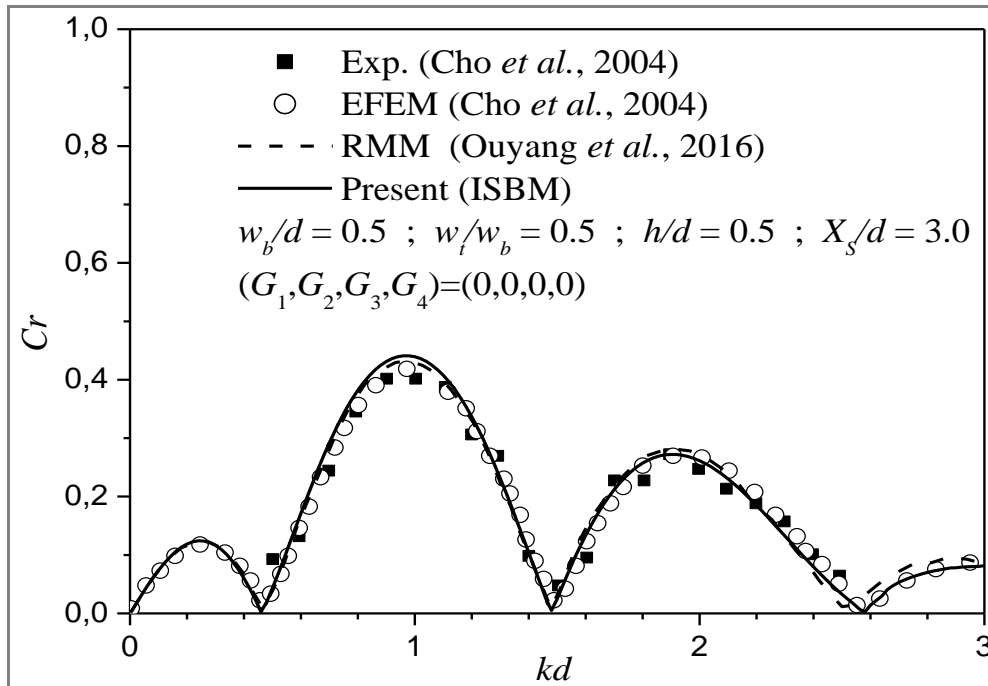


Fig. IV-7 - Variations de Cr par rapport kd pour des brise-lames trapézoïdaux imperméables doubles selon différentes méthodes.

Compte tenu du grand nombre de paramètres disponibles, un nombre considérable de corrélations croisées doit être étudié. Les paramètres d'intérêt comprennent kd , h/d , w/d (w_b/d et w_t/w_b pour les brise-lames trapézoïdaux), (G_1, G_2) pour les brise-lames simples, et en plus X_s/d , X_s/L , et (G_1, G_2, G_3, G_4) pour les brise-lames doubles. Tous ces paramètres doivent être corrélés de manière croisée pour révéler des conclusions significatives.

La plupart des résultats présentés dans cette section ont apparus dans une publication internationale (voir Appendice B).

IV.1.a -Brise-lames simple

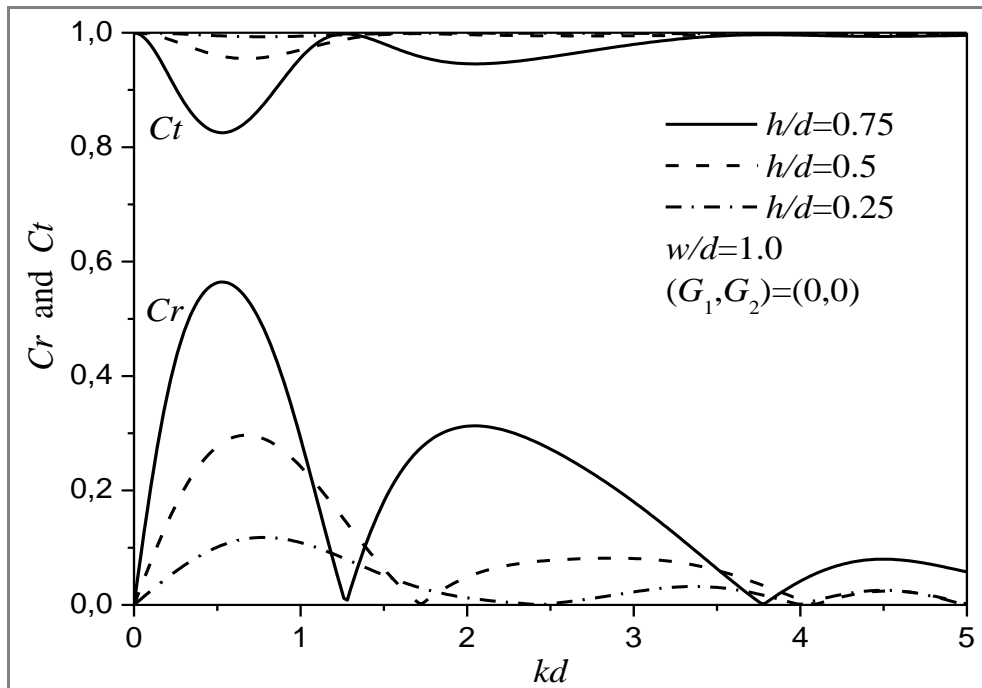


Fig. IV-8 - Variations de Cr et Ct en fonction de kd pour différentes valeurs de h/d , dans le cas d'une structure simple d'un brise-lames rectangulaire.

Les figures IV-8 et IV-9 montrent les variations des valeurs de Cr and Ct en fonction de kd pour différentes valeurs de h/d , pour des brise-lames simples de côtés avant et arrière imperméables $(G_1, G_2)=(0,0)$.

Les résultats de la figure IV-8 pour le brise-lames rectangulaire avec $w/d=1$ montrent la présence de plusieurs pics pour certaines valeurs de kd . Les pics primaires les plus importants se produisent à des valeurs inférieures de kd .

Augmenter la hauteur du brise-lames augmente la réflexion et diminue la transmission, indiquant que les brise-lames surélevés offrent un meilleur abri.

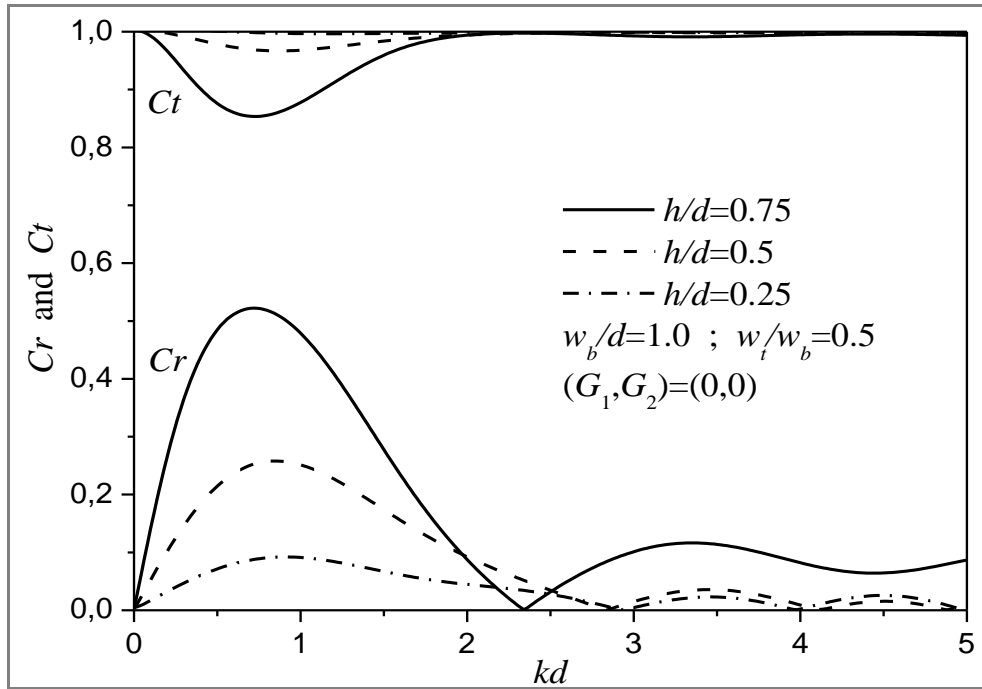


Fig. IV-9 - Variations de Cr et Ct en fonction de kd pour différentes valeurs de h/d , dans le cas d'une structure simple d'un brise-lames trapézoïdal.

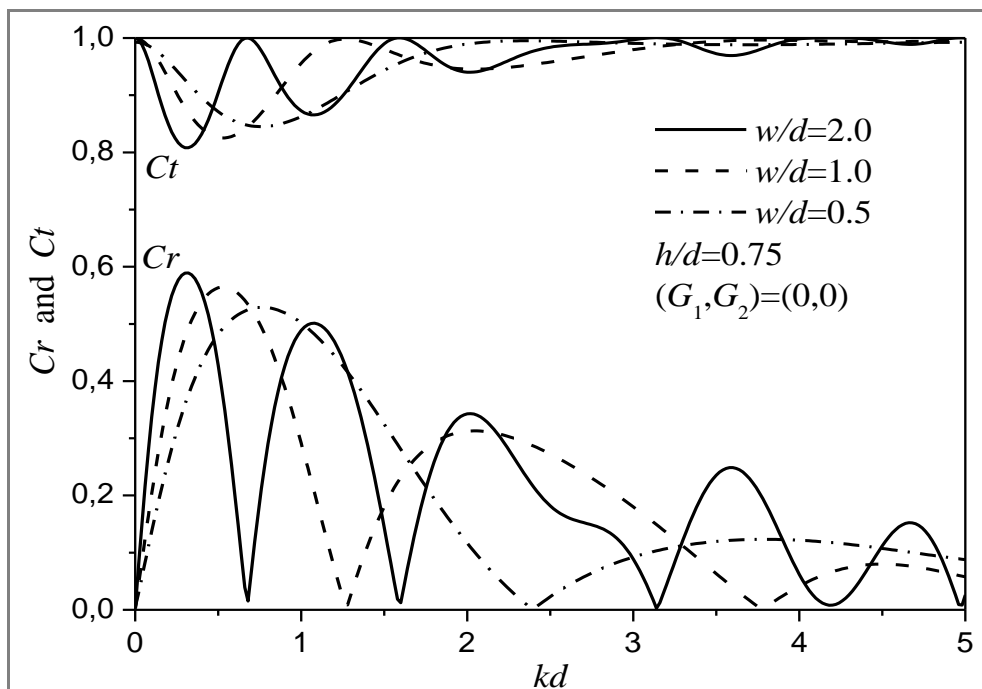


Fig. IV-10 - Variations de Cr et Ct en fonction de kd pour différentes valeurs de la largeur, dans le cas d'une structure simple d'un brise-lames rectangulaire.

Pour un brise-lames trapézoïdal dont la base a la même largeur que le brise-lames rectangulaire ($w_b/d=1$) et celle du sommet est la moitié de la largeur de la base ($w_t/w_b=0.5$), les résultats de la figure IV-9 montrent également que l'augmentation de la hauteur du brise-lames augmente la réflexion et diminue la transmission.

Cependant, malgré que les pics primaires aient légèrement diminué par rapport à ceux du brise-lames rectangulaire, la largeur du spectre autour de ces pics primaires s'est élargie, ce qui suggère que le brise-lames trapézoïdal est une meilleure alternative que le brise-lames rectangulaire en termes de protection des rives.

Les figures IV-10 et IV-11 montrent les variations des valeurs de Cr and Ct en fonction de kd pour différentes valeurs de la largeur de la structure, pour des brise-lames simples de côtés avant et arrière imperméable (G_1, G_2)=(0,0).

Les résultats de la figure IV-10, pour le brise-lames rectangulaire avec $h/d=0.75$, montrent que l'augmentation de la largeur du brise-lames conduit à l'apparition de plus de pics dans les allures de Cr end Ct à différentes valeurs de kd . Pour une largeur particulière du brise-lames, les amplitudes de ces pics diminuent avec l'augmentation of kd . En augmentant la largeur, la réflexion des principaux pics augmente alors que la transmission diminue. Toutefois, le changement da la largeur n'a pratiquement pas beaucoup d'effets important ses les pics de Cr end Ct , comme dans le cas de l'augmentation de la hauteur des digues.

La figure IV-11 montre le même effet pour un brise-lames trapézoïdal dont la base est de même largeur que le brise-lames rectangulaire et le celle du sommet est la moitié de la largeur de la base ($w_t/w_b=0.5$).

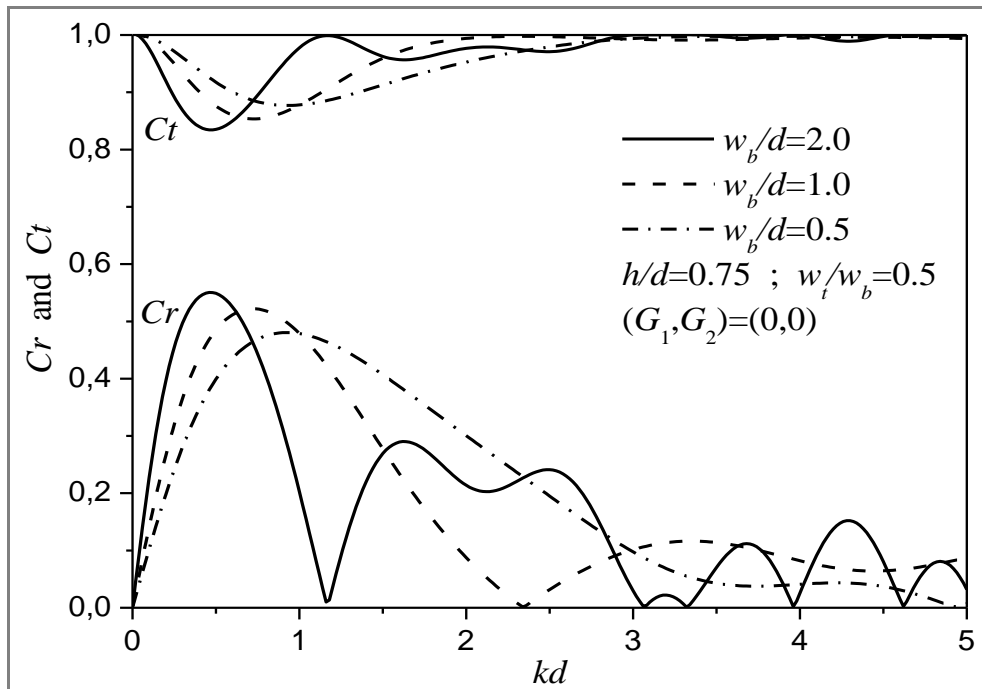


Fig. IV-11 - Variations de C_r et C_t en fonction de kd pour différentes valeurs de la largeur, dans le cas d'une structure simple d'un brise-lames trapézoïdal.

Encore ici, l'augmentation de la largeur conduit à l'augmentation des principaux pics de la réflexion et à la diminution des pics de la transmission. Malgré que les pics primaires aient légèrement diminué par rapport à ceux du brise-lames rectangulaire, mais toutefois la largeur du spectre s'est élargie, en particulier pour les eaux peu profondes et intermédiaires ($kd < 3,14$). Ceci confirme encore une fois la supériorité des brise-lames trapézoïdaux, comparés aux brise-lames rectangulaires, à renvoyer l'énergie des vagues incidentes.

Les variations des coefficients de perte d'énergie C_d en fonction de kd sont illustrées sur les figures IV-12 et IV-13 pour $h/d=0,75$ et différentes valeurs des coefficients de porosité (G_1, G_2) . Les résultats de la figure IV-12 sont pour un brise-lames rectangulaire avec $w/d=1$, et ceux de la figure IV-13 sont pour un brise-lames trapézoïdal avec $w_b/d=1$ et $w_t/w_b=0,5$. Les coefficients de réflexion et de transmission correspondants, C_r et C_t , sont représentés pour certaines valeurs de (G_1, G_2) sur les figure IV-14 et IV-15, respectivement

pour les brise-lames rectangulaires et trapézoïdaux. Pour des parois imperméables des digues rectangulaires, il n'y a pratiquement aucune perte d'énergie (voir Fig. IV-12). Il est clairement montré que l'augmentation de la porosité des parois avant et arrière tend généralement à augmenter la dissipation d'énergie et donc à diminuer à la fois C_r and C_t (voir Fig. IV-14). Ceci est clairement vu dans C_t mais pas tout à fait évident dans C_r sauf autour du pic majeur.

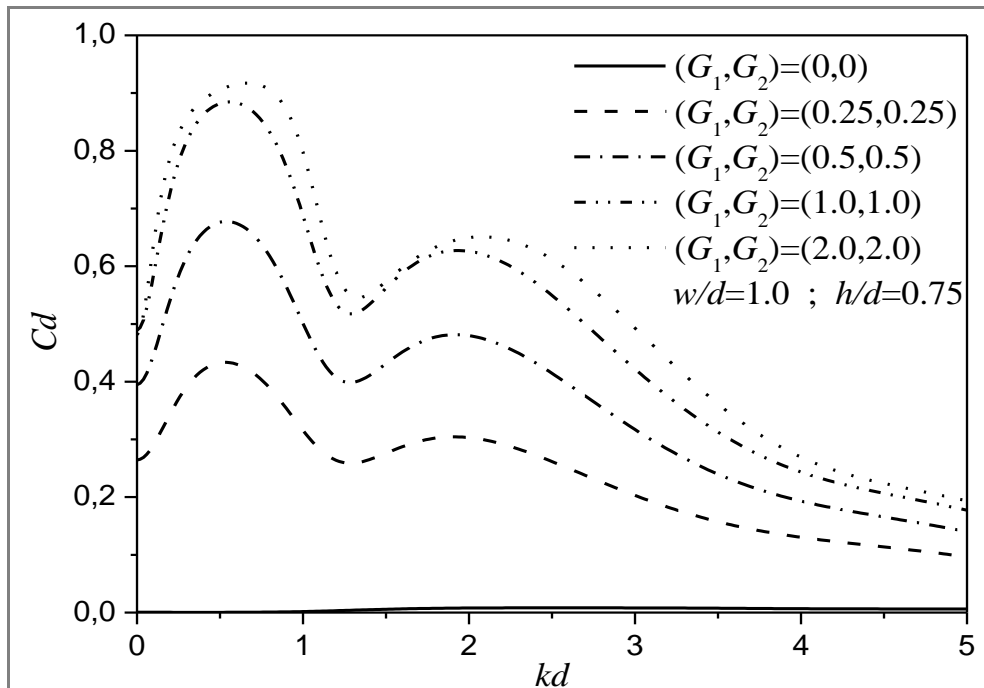


Fig. IV-12 - Variations de C_d en fonction de kd pour différentes valeurs de (G_1, G_2) , dans le cas d'une structure simple d'un brise-lames rectangulaire.

Dans la figure IV-13 pour la digue trapézoïdale la dissipation d'énergie est généralement réalisée avec un spectre plus large conduisant à une augmentation de la plage de coefficients de réflexion et de transmission (voir Fig. IV-15) par rapport à leurs homologues dans la digue rectangulaire (voir Fig. IV-14). On voit clairement ici que l'utilisation d'une digue trapézoïdale produit une meilleure performance que la digue rectangulaire.

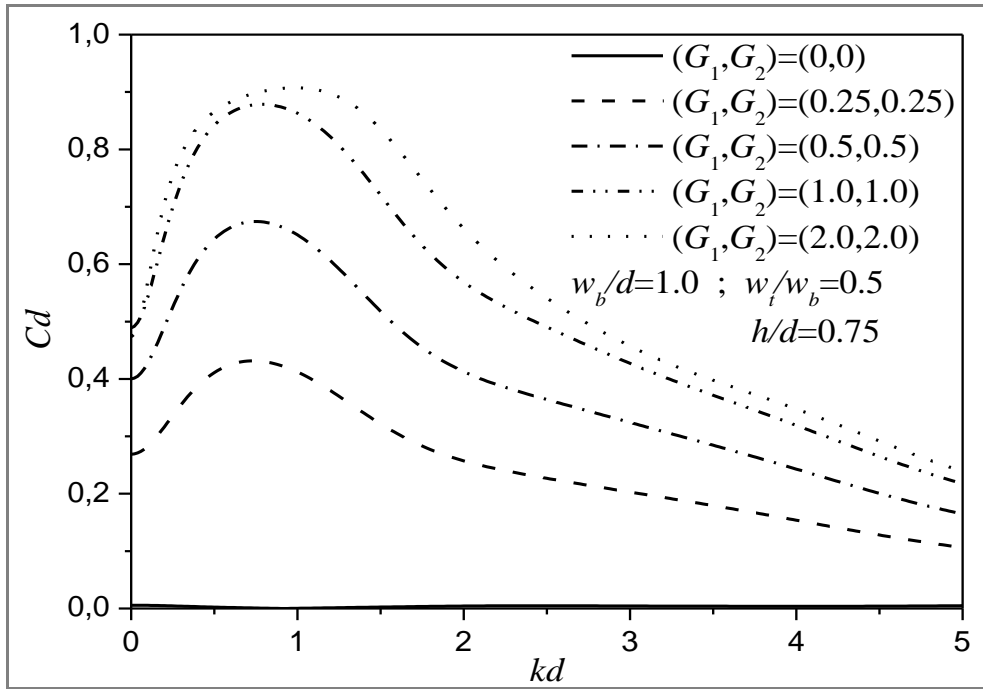


Fig. IV-13 - Variations de C_d en fonction de kd pour différentes valeurs de (G_1, G_2) , dans le cas d'une structure simple d'un brise-lames trapézoïdal.

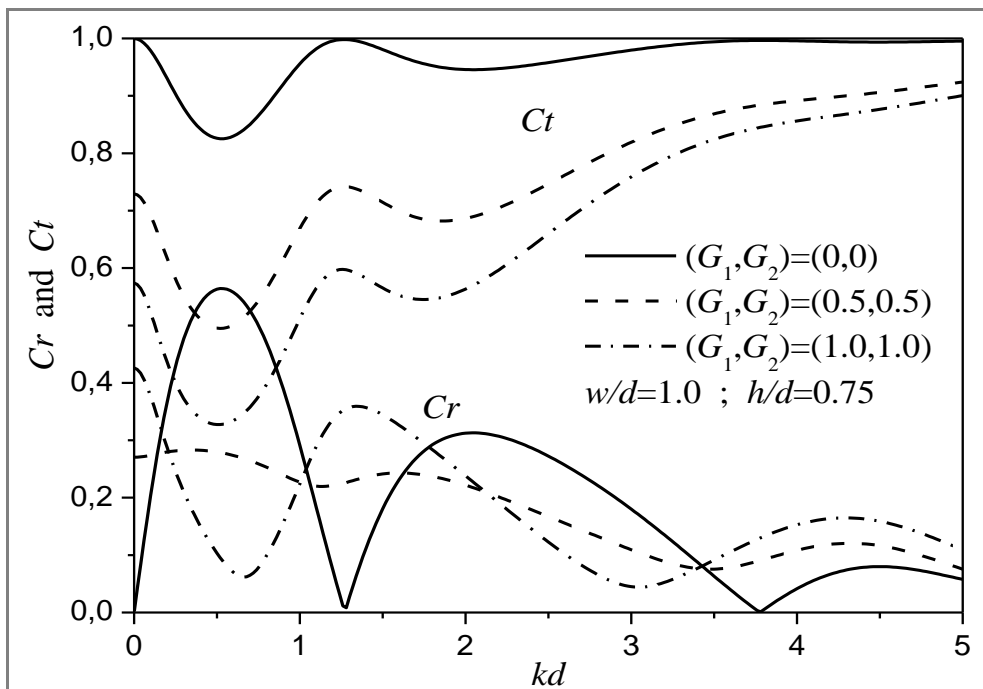


Fig. IV-14 - Variations de Cr et C_t en fonction de kd pour différentes valeurs de (G_1, G_2) , dans le cas d'une structure simple d'un brise-lames rectangulaire.

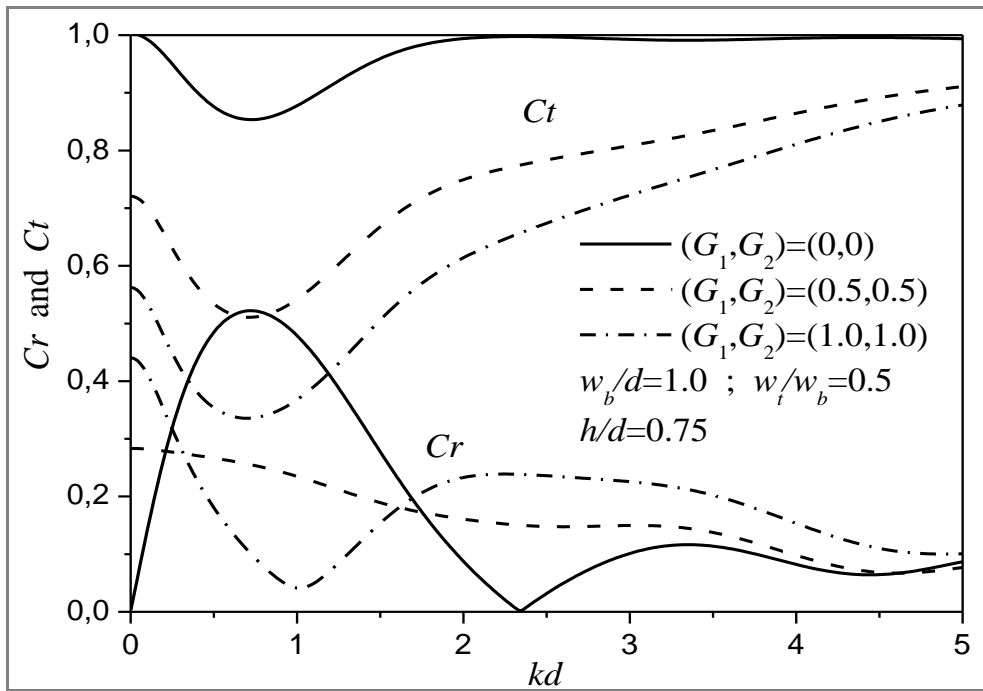


Fig. IV-15 - Variations de C_r et C_t en fonction de kd pour différentes valeurs de (G_1, G_2) , dans le cas d'une structure simple d'un brise-lames trapézoïdal.

IV.1.b - Brise-lames double

Dans cette étude, les brise-lames doubles sont considérés comme ayant la même hauteur et la même largeur.

Pour la porosité des murs, la paroi arrière du brise-lames avant et la paroi avant du brise-lames arrière sont considérées comme imperméables $(G_2, G_3) = (0, 0)$. Seuls (G_1, G_4) , respectivement de la paroi avant du brise-lames avant et de la paroi arrière du brise-lames arrière, sont permis d'avoir des valeurs.

Les figures IV-16 et IV-17 montrent les variations de C_r and C_t en fonction de kd pour différentes valeurs de h/d et $(G_1, G_4) = (0, 0)$.

Les résultats dans la figure IV-16, pour des brise-lames rectangulaires avec $w/d = 0.5$ et $X_s/d = 3$, montre clairement l'apparition de plusieurs pics proches des valeurs entières de kd .

Les plus grands pics primaires se produisent à kd au voisinage de 1, quant aux pics secondaires sont un peu éloignés de $kd=2$. Par ailleurs, l'augmentation de la hauteur du brise-lames augmente la réflexion et réduit la transmission.

Pour les brise-lames trapézoïdaux dont la base a la même largeur que les brise-lames rectangulaires ($w_b/d=0.5$) et le sommet a une largeur moitié de celle de la base ($w_t/w_b=0.5$), les résultats de la figure IV-17 présentent des tendances similaires. Cependant, tous les pics sont beaucoup plus proches des valeurs entières de kd . Bien que les pics primaires aient légèrement diminué par rapport à ceux du brise-lames rectangulaire, les pics secondaires et tertiaires ont augmenté, ce qui a amené à un élargissement du spectre, et suggère encore une fois une meilleure performance du brise-lames trapézoïdal.

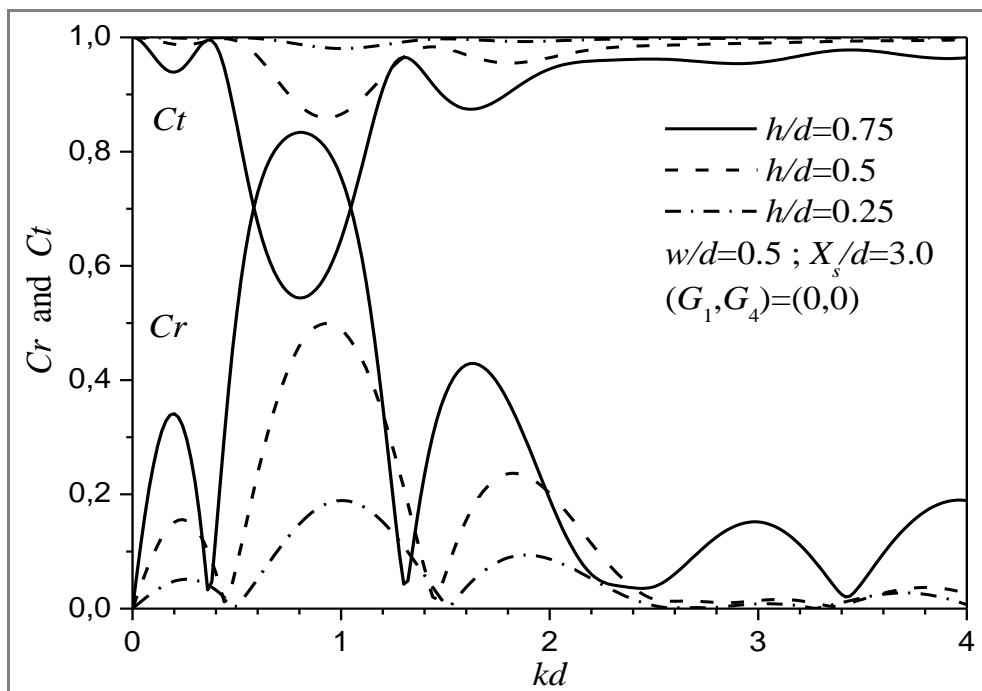


Fig. IV-16 - Variations de Cr et Ct en fonction de kd pour différentes valeurs de h/d , dans le cas d'une structure double de brise-lames rectangulaires.

La largeur totale de la structure composée des deux brise-lames ($2w/d=1$ pour des structures rectangulaires et $2w_b/d=1$ pour des structures trapézoïdales) est similaire à celle du

brise-lames simple présenté précédemment dans les figures IV-8 et IV-9. Cependant, l'utilisation de deux brise-lames séparés par une distance, comme le montre, est nettement meilleure que celle obtenue avec un seul brise-lames. En utilisant un système de brise-lames doubles, les réflexions augmentent et les transmissions diminuent. Ce résultat est clairement démontré pour les brise-lames trapézoïdaux.

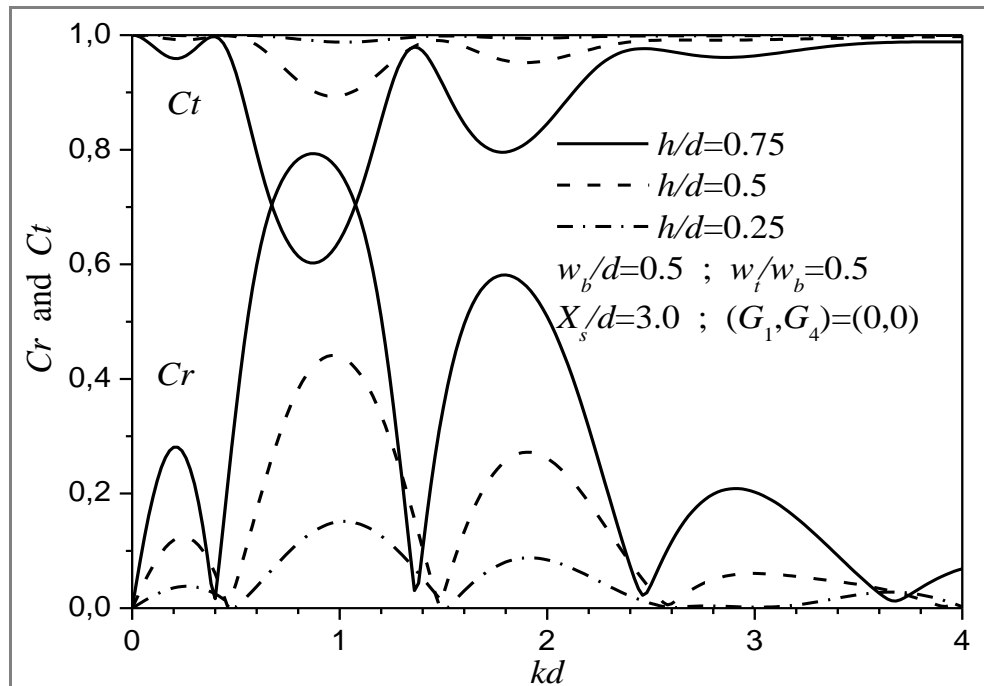


Fig. IV-17 - Variations de Cr et Ct en fonction de kd pour différentes valeurs de h/d , dans le cas d'une structure double de brise-lames trapézoïdaux.

Les figures IV-18 et IV-19 montrent les variations de Cr et Ct en fonction de kd pour différentes valeurs de la largeur des brise-lames et $(G_1, G_4)=(0,0)$.

Les résultats de la figure IV-18, pour les brise-lames rectangulaires avec $h/d=0.75$ et $X_s/d=3$, indiquent que les pics primaires ont des amplitudes presque similaires, et par conséquent, ils sont peu affectés par l'augmentation de w/d . Les pics secondaires et tertiaires sont de différentes grandeurs, mais ceux qui correspondent à la plus grande valeur de w/d ne sont pas nécessairement les plus grands.

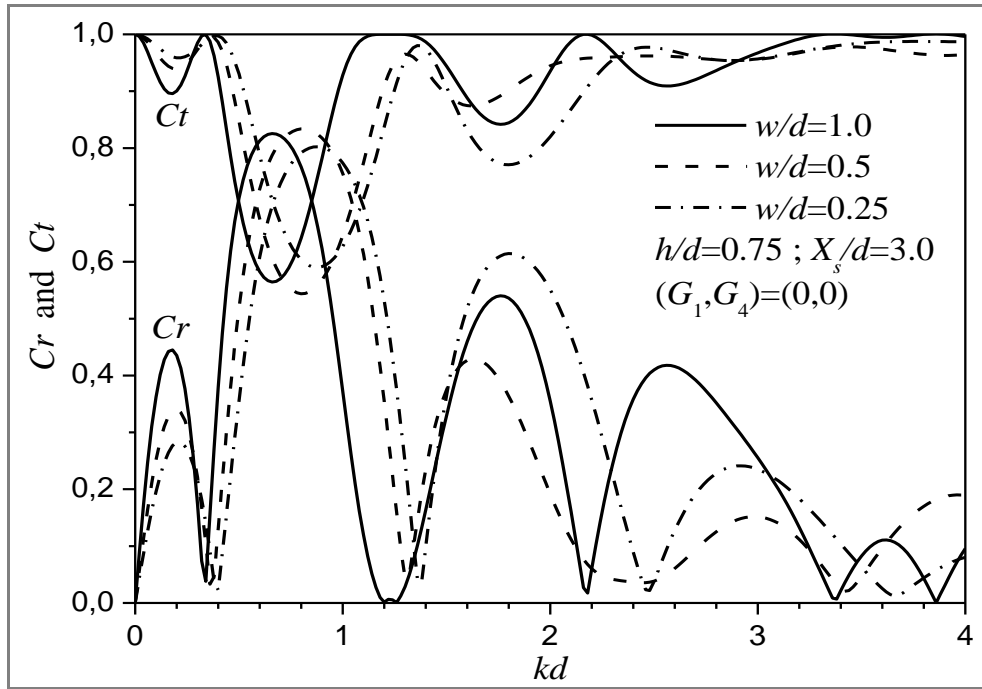


Fig. IV-18 - Variations de Cr et Ct en fonction de kd pour différentes valeurs de la largeur, dans le cas d'une structure double de brise-lames rectangulaires.

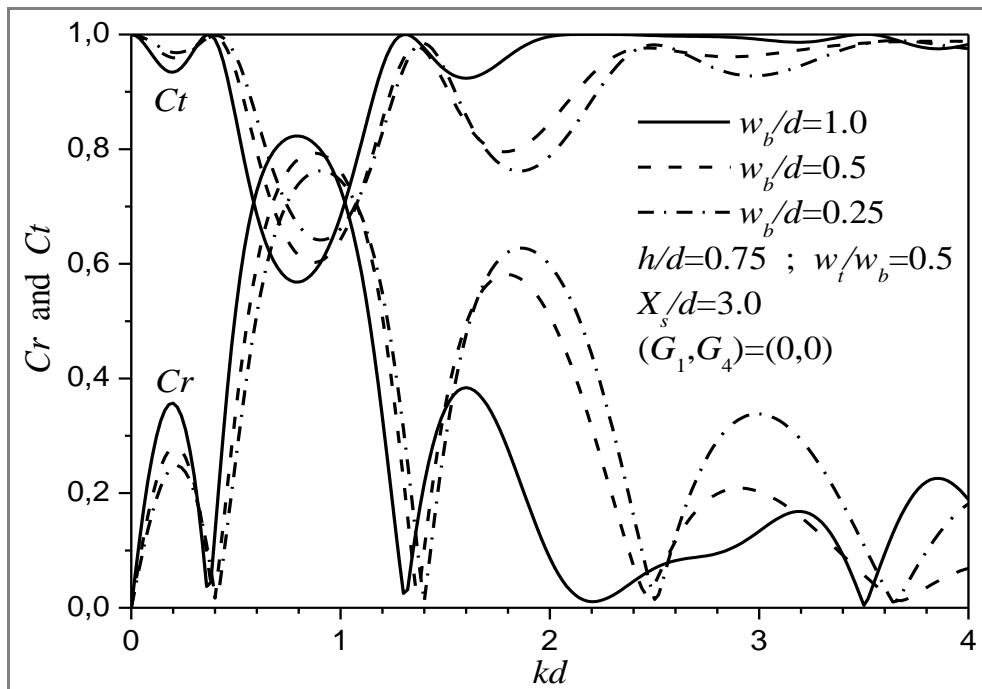


Fig. IV-19 - Variations de Cr et Ct en fonction de kd pour différentes valeurs de la largeur, dans le cas d'une structure double de brise-lames trapézoïdaux.

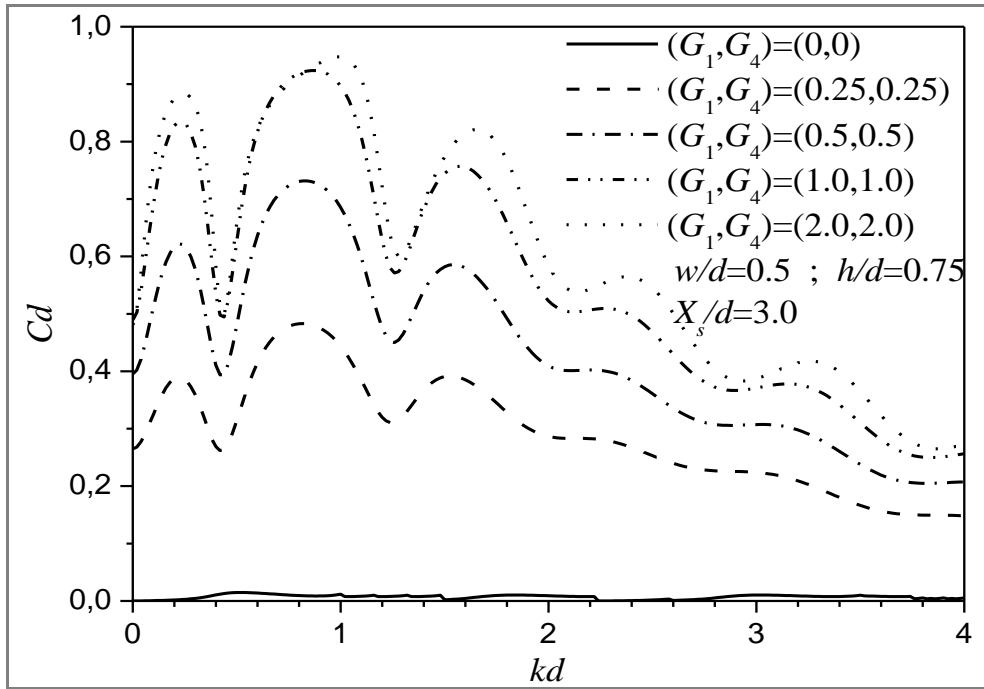


Fig. IV-20 - Variations de C_d en fonction de kd pour différentes valeurs de (G_1, G_2) , dans le cas d'une structure double de brise-lames rectangulaires.

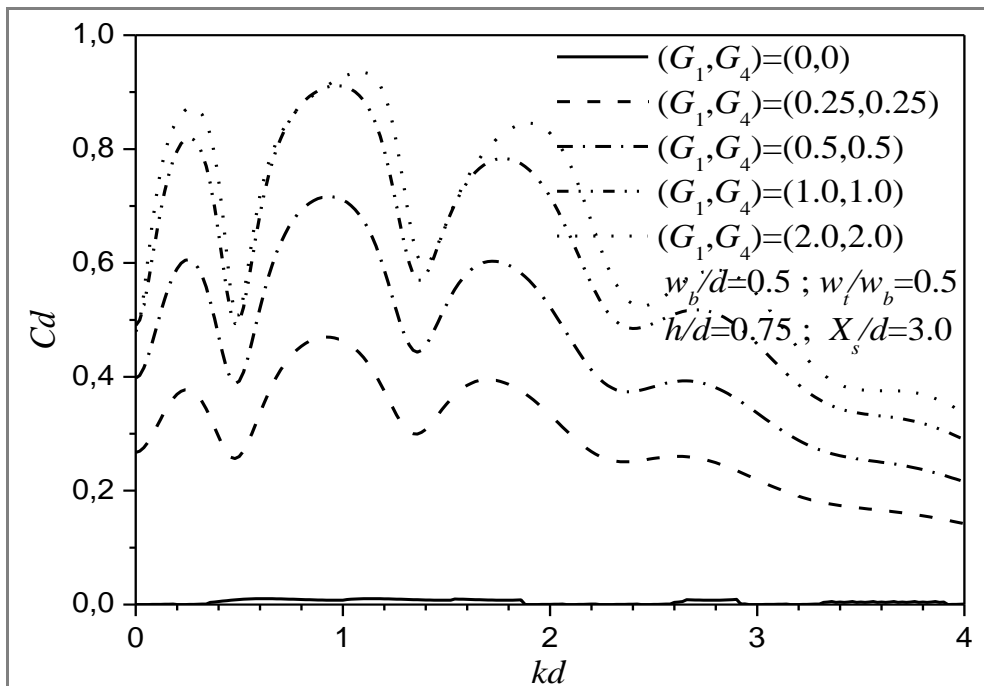


Fig. IV-21 - Variations de C_d en fonction de kd pour différentes valeurs de (G_1, G_2) , dans le cas d'une structure double de brise-lames trapézoïdaux.

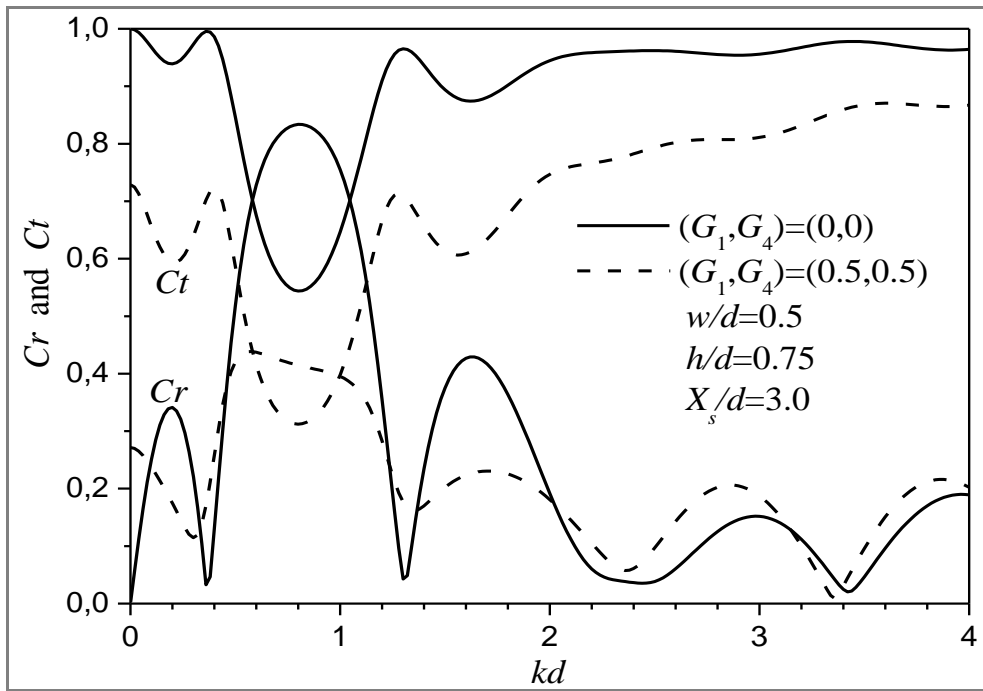


Fig. IV-22 - Variations de C_r et C_t en fonction de kd pour différentes valeurs de (G_1, G_2) , dans le cas d'une structure double de brise-lames rectangulaires.

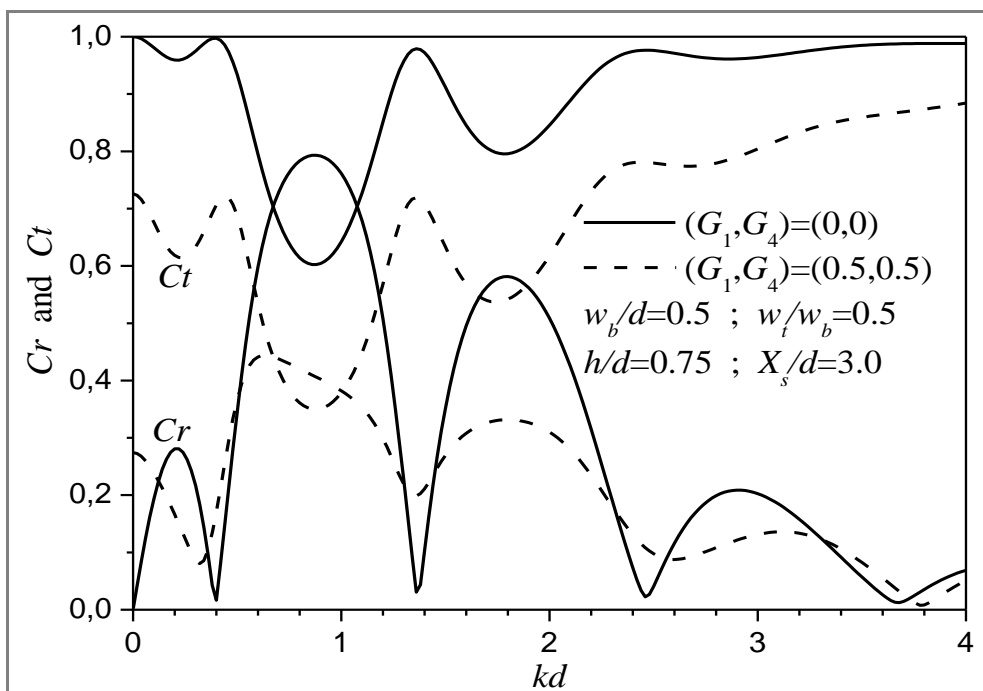


Fig. IV-23 - Variations de C_r et C_t en fonction de kd pour différentes valeurs de (G_1, G_2) , dans le cas d'une structure double de brise-lames trapézoïdaux.

Cette découverte suggère que l'augmentation de la largeur du brise-lames ne provoque aucune amélioration des performances du système.

Des tendances similaires sont observées dans la figure IV-19 pour des brise-lames doubles en forme de trapèze ayant une base de la même largeur que ceux des brise-lames rectangulaires (voir Fig. IV-18) et $w_t/w_b=0.5$.

Le spectre des brise-lames trapézoïdaux de la figure IV-19 ne montre aucune différence remarquable par rapport aux brise-lames rectangulaires. Il est donc conseillé d'adopter des brise-lames trapézoïdaux, en tenant compte de la conservation massive en termes de temps et de coûts de construction.

En comparant les résultats des figures IV-18 et IV-19 pour les brise-lames doubles et ceux des figures IV-10 et IV-11 pour les brise-lames simples, l'utilisation de deux brise-lames séparés par une distance donne de bien meilleurs résultats que l'utilisation d'un brise-lames simple, en raison de l'augmentation des réflexions et d'une diminution des transmissions.

Les variations des coefficients de perte d'énergie Cd en fonction de kd sont illustrées sur les figures IV-20 et IV-21 pour $h/d=0.75$, $X_s/d=3$ et différentes valeurs des coefficients de porosité (G_1, G_4). Les résultats de la figure IV-20 sont pour des brise-lames rectangulaires avec $w/d=0.5$. Sur la figure IV-21 les résultats sont pour des brise-lames trapézoïdaux avec $w_b/d=0.5$ et $w_t/w_b=0.5$.

Les coefficients de réflexion et de transmission correspondants, Cr et Ct , sont représentés pour différentes valeurs de (G_1, G_4) sur les figures IV-22 et IV-23, respectivement pour les brise-lames rectangulaires et trapézoïdaux.

Les très petites valeurs de Cd pour $(G_1, G_4) = (0,0)$ confirment que l'imperméabilité des parois ne conduit à aucune dissipation d'énergie des vagues. L'augmentation de la porosité des parois a généralement tendance à augmenter la dissipation d'énergie et donc à diminuer à la fois Cr et Ct . Dans ce cas, il n'y a pas beaucoup de différence entre les spectres de dissipation d'énergie des brise-lames rectangulaires et trapézoïdaux. Cependant, il semble y avoir une légère amélioration des spectres de Cr et Ct pour les brise-lames trapézoïdaux.

Par rapport aux figures IV-12, IV-13, IV-14 et IV-15 pour un brise-lames simple, les figures IV-20, IV-21, IV-22 et IV-33 pour les brise-lames doubles montrent des spectres plus larges avec des amplitudes plus élevées de Cd , Cr et Ct . Cela démontre la supériorité des systèmes doubles même si leur largeur totale est similaire à la largeur du brise-lames simple.

Les figures IV-24 et IV-25 montrent l'effet de la variation de la distance entre les brise-lames doubles pour $(G_1, G_4) = (0,0)$ et différentes valeurs de h/d . La distance entre les digues est exprimée en termes de deux fois l'espacement relatif $2X_s/L$.

La figure IV-24 présente les résultats pour les brise-lames rectangulaires avec $w/d=1$ et $kd=1$, tandis que la figure IV-25 présente les résultats pour les brise-lames trapézoïdaux avec $w_b/d=1$ et $w_t/w_b=0.5$.

On voit clairement que toutes les courbes Cr et Ct varient périodiquement avec les valeurs croissantes de $2X_s/L$. Pour les brise-lames à petite hauteur ($h/d=0.25$) les valeurs nulles de Cr et maxima de Ct apparaissent à $2X_s/L \approx 0.5+n$ ($n=1, 2, 3\dots$). D'autre part, les valeurs maximales de Cr (correspondant aux valeurs minimales de Ct) apparaissent pour des valeurs entières de $2X_s/L$ c'est-à-dire $2X_s/L \approx n$ ($n=1, 2, 3\dots$).

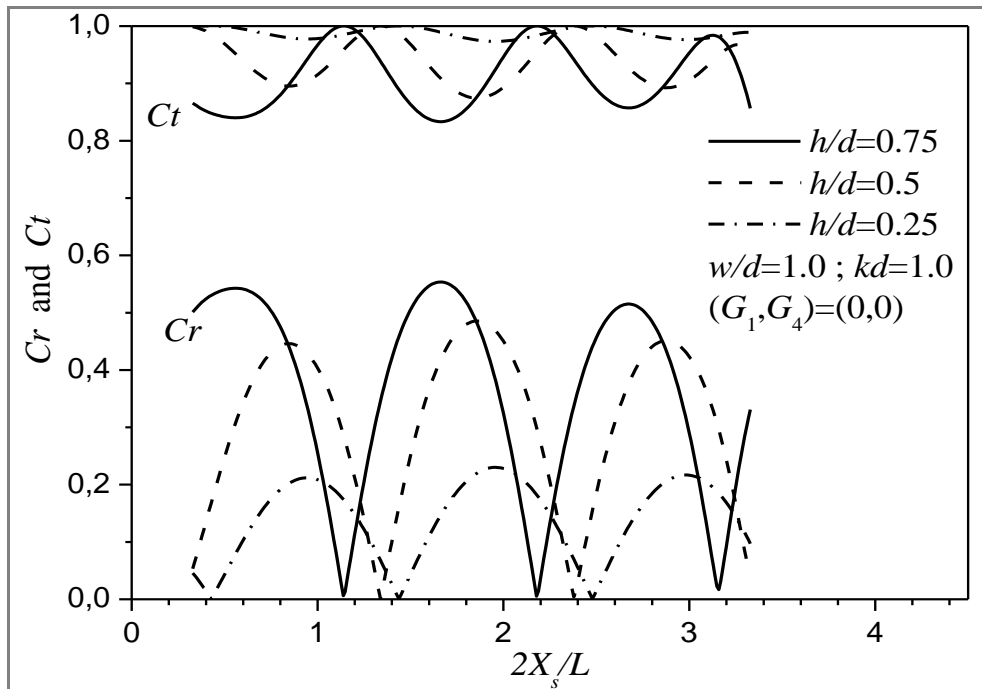


Fig. IV-24 - Variations de Cr et Ct en fonction de $2X_s/L$ pour différentes valeurs de h/d , dans le cas d'une structure double de brise-lames rectangulaires.

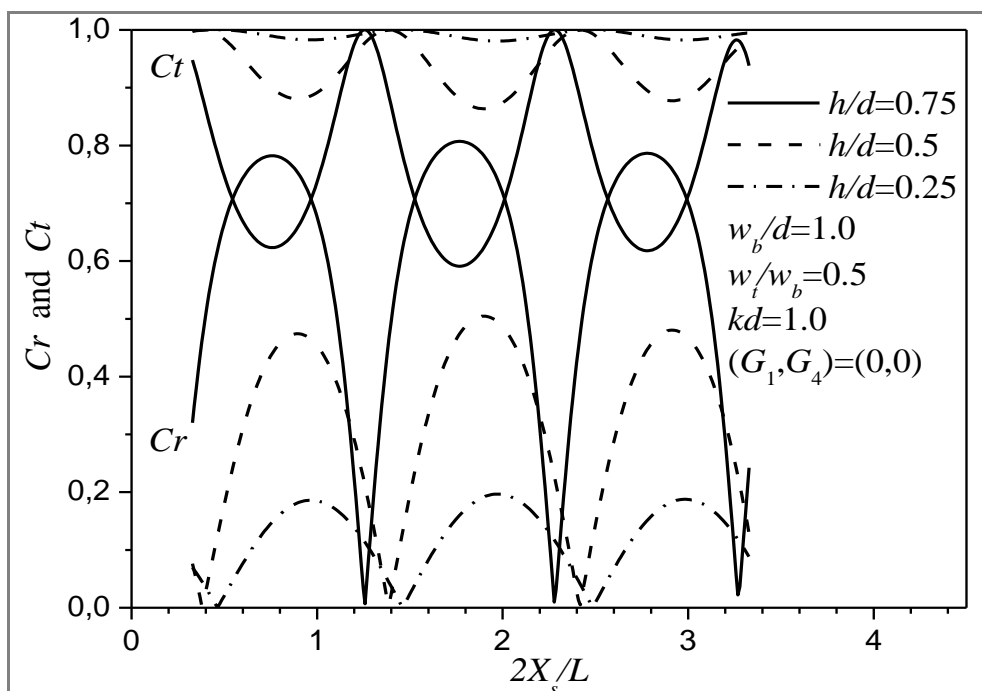


Fig. IV-25 - Variations de Cr et Ct en fonction de $2X_s/L$ pour différentes valeurs de h/d , dans le cas d'une structure double de brise-lames trapézoïdaux.

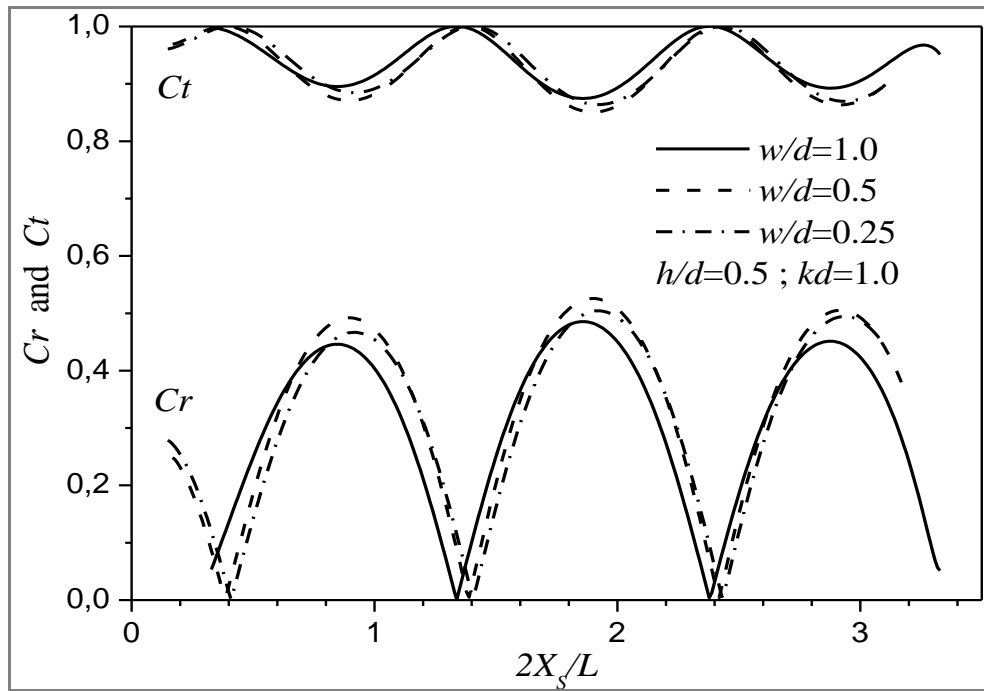


Fig. IV-26 - Variations de C_r et C_t en fonction de $2X_s/L$, pour différentes valeurs de la largeur, dans le cas d'une structure double de brise-lames rectangulaires.

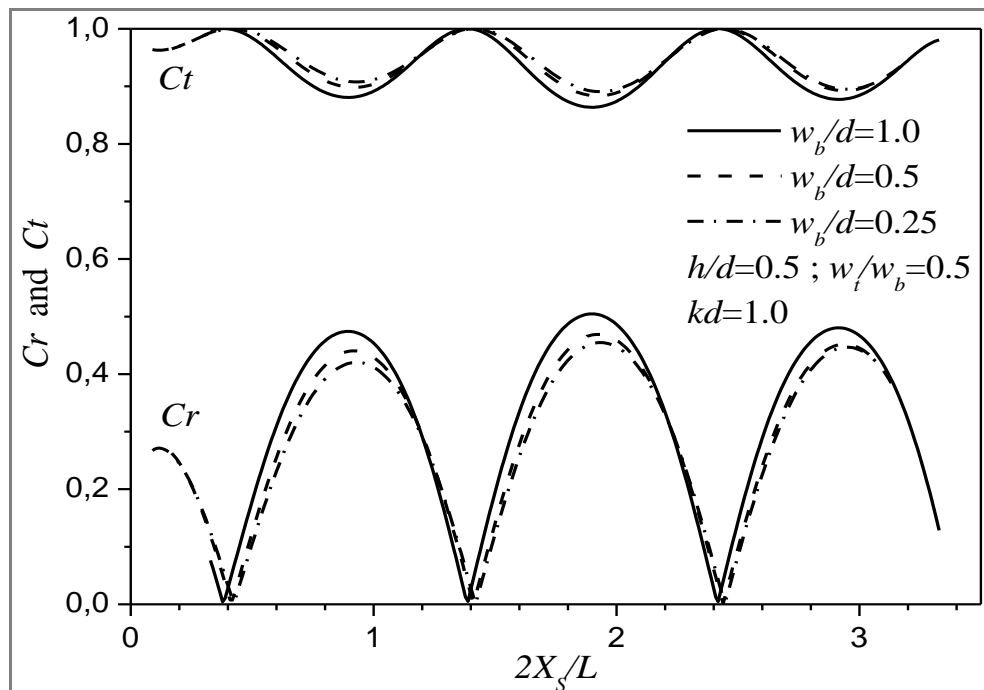


Fig. IV-27 - Variations de C_r et C_t en fonction de $2X_s/L$, pour différentes valeurs de la largeur, dans le cas d'une structure double de brise-lames trapézoïdaux.

Cette découverte est conforme à celles des études antérieures, par exemple celle de Ouyang et al. (2016), qui ont observé que lorsque la longueur d'onde incidente est deux fois plus longue que l'espacement entre les crêtes des brise-lames, une résonance de Bragg se produit, conduisant à une amplification de la réflexion et à une réduction subséquente des vagues transmises.

Lorsque la hauteur des brise-lames est augmentée, la réflexion augmente et la transmission diminue, mais les valeurs de $2X_s/L$ auxquelles les valeurs optimales et nulles se produisent diminuent.

Pour les brise-lames trapézoïdaux, des tendances similaires sont observées, mais les optimums sont amplifiés comme ils ne se manifestent pas aux mêmes valeurs de kd comparées à celles des brise-lames rectangulaires.

Les Figures IV-26 et IV-27 montrent les variations de Cr et Ct en fonction de $2X_s/L$ pour différentes largeurs des brise-lames.

La Figure IV-26 montre les résultats pour les brise-lames rectangulaires avec $h/d=0.5$ et $kd=1$, alors que la Figure IV-27 illustre les résultats obtenus pour les brise-lames en forme de trapèze avec une base de la même largeur que les brise-lames rectangulaires et $w_t/w_b=0.5$.

On aperçoit encore ici, que toutes les courbes de Cr et Ct varient d'une manière périodique. Les résultats confirment également que l'augmentation de la largeur des brise-lames n'entraîne aucun effet remarquable sur les variations de Cr et Ct . Pour toutes les largeurs les valeurs nulles de Cr et maxima de Ct apparaissent autour de $2X_s/L \approx 0.5+n$ ($n=1, 2, 3\dots$). D'autre part, les valeurs maximales de Cr (correspondant aux valeurs minimales de Ct) apparaissent pour des valeurs entières autour de $2X_s/L$ c'est-à-dire $2X_s/L \approx n$ ($n=1, 2, 3\dots$).

Enfin pour ces figures (IV-26 et IV-27), nous remarquons qu'il n'y a pas de différences majeures entre les résultats des brise-lames rectangulaires et trapézoïdaux. Sachant que les brise-lames trapézoïdaux nécessitent moins de matériaux de construction que les brise-lames rectangulaires, on conclut que les brise-lames trapézoïdaux sont plus rentables et constituent une meilleure alternative en termes de protection du littoral.

CHAPITRE V—

CONCLUSION GENERALE

CHAPITRE V - CONCLUSION GENERALE

Les travaux menés dans le cadre de cette étude numérique ont utilisé la version améliorée de la méthode des limites singulières (ISBM). Le but était de développer un outil informatique en FORTRAN, pour l'évaluation des quantités hydrodynamiques de réflexion et de transmission des brise-lames imperméables et perméables submergées au fond, sous l'effet des vagues régulières ayant une incidence normale par rapport à l'axe longitudinal des structures étudiées.

Des brise-lames prismatiques simples et doubles de formes rectangulaires et trapézoïdales ont été examinés.

L'exactitude et la précision des résultats de la présente méthode ont été confirmées par comparaison avec des résultats précédemment publiés utilisant d'autres méthodes, notamment les méthodes numériques EFEM, BEM et RMM, et des données expérimentales.

Les effets des principaux paramètres de conception, notamment la hauteur, la largeur, la porosité et l'espacement des brise-lames, ont été étudiés pour diverses conditions de vagues.

Il est bien établi que dans les endroits où seule une protection partielle contre les vagues est requise, les brise-lames submergés peuvent être utilisés avec succès, car elles peuvent atténuer considérablement les vagues, diminuent le transport des sédiments solides en amont, ne coupent pas le passage des poissons, et n'arrêtent pas les échanges d'eaux entre le coté de la mer et le coté aval des digues immergées.

On a constaté dans les résultats numériques, en termes de supériorité hydrodynamique, que les brise-lames doubles fonctionnaient mieux que les brise-lames simples.

Les réflexions et les transmissions de résonance sont amplifiées avec l'augmentation de la hauteur et de la largeur des brise-lames. Néanmoins, la largeur s'est avérée avoir un effet extrêmement limité.

L'augmentation de la porosité des parois a généralement tendance à augmenter la dissipation d'énergie des vagues, et à diminuer à la fois les réflexions et transmissions des vagues incidentes.

Les coefficients de réflexion et de transmission varient périodiquement avec l'espacement par rapport à la longueur de la vague.

Les valeurs optimales apparaissent pour les valeurs entières correspondant au double de l'espacement relatif par rapport à la longueur de la vague.

Dans les brise-lames trapézoïdaux, les quantités hydrodynamiques présentent des spectres plus larges que celles des brise-lames rectangulaires. Cela suggère qu'en adoptant des brise-lames trapézoïdaux on aboutit à des meilleures performances hydrodynamiques.

Par conséquent, l'adoption de digues trapézoïdales est recommandée pour la protection des rives, en tenant compte des économies considérables réalisées en termes de temps et de coûts de construction.

On a établi dans cette étude que la présente méthode numérique est très robuste et peut être utilisée comme outil pour la conception et la vérification des performances hydrodynamiques des structures de brise-lames poreuses.

Le présent model peut être développé d'avantage, pour inclure les effets de l'angle d'incidence des vagues, le couplage avec un modèle du transport des sédiments solides, et le calcul de la stabilité structurelle de ces structures.

REFERENCES
BIBLIOGRAPHIQUES

Références bibliographiques

Abul-Azm, A. G., 1994. Diffraction through wide submerged breakwaters under oblique waves. *Ocean Engineering*, **21**(7): 683–706.

Bakhti, Y., Chioukh, N., Hamoudi, B., et Boukhari, M., 2017. A multi-domain boundary element method to analyze the reflection and transmission of oblique waves from double porous thin walls. *Journal of Marine Science and Application*, **16**(3): 276-285.

Brebbia, C. A. and Dominguez, J., 1992. Boundary Elements: An Introductory Course. *Computational Mechanics Publications*, WIT Press, Southampton and Boston.

Chen, W., et Fu, Z., 2010. A novel numerical method for infinite domain potential problems, *Chinese Science Bulletin*, **55**(16): 1598–1603.

Chen, W., et Gu, Y., 2012. An improved formulation of singular boundary method. *Advances in Applied Mathematics and Mechanics*, **4**(5): 543-558.

Chen, K. H., Lu, M. C., and Hsu, H. M., 2011. Regularized meshless method analysis of the problem of obliquely incident water wave. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, **35**(3): 355-362.

Chen, W., et Wang, F. Z., 2010. A method of fundamental solutions without fictitious boundary. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, **34**(5): 530–532.

Chen, W., Zhang, J. Y., et Fu, Z. J., 2014. Singular boundary method for modified Helmholtz equations. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, **44**: 112-119.

Chioukh, N. Çevik, E., et Yüksel, Y., 2017. Reflection and transmission of regular waves from/through single and double perforated thin walls. *China Ocean Engineering*, **31**(4): 466-475.

Cho, Y. S., Lee, J. I., et Kim, Y. T., 2004. Experimental study of strong reflection of regular water waves over submerged breakwaters in tandem. *Ocean Engineering*, **31**(10): 1325-1335.

Cornett, A., Mansard, E. et Funke, E., 1994. Wave Transformation and Load Reduction Using a Small Tandem Reef Breakwater - Physical Model Tests. *Ocean Wave Measurement and Analysis, American Society of Civil Engineers, New York, 1994*, pp. 1008-1023.

Constable, A., 1824. *Supplement to the Fourth, Fifth and Sixth Editions of the Encyclopaedia Britannica, Volume Second*. Edinburgh: Encyclopaedia Britannica Inc.

Cox, J., et Clark, G., 1992. Design Development of a Tandem Breakwater System for Hammond Indiana. *Proceedings of Conference on Coastal Structures and Breakwaters (pp. 111 - 121)*. London: Thomas Telford Publishers.

Dattatri, J., Raman, H., and Shankar, N. J., 1978. Performance characteristics of submerged breakwaters. In: *Proceedings of the 16th International Conference on Coastal Engineering, ASCE, Hamburg, Germany*, **16**: 2153-2171.

Deardorf, J. W., 1967. Aerodynamic theory for wave growth, with constant wave steepness. *J. Ocean. Soc. of Japan*. vol. 2.

Fairweather, G., and Karageorghis, A. 1998. The method of fundamental solutions for elliptic boundary value problems. *Advances in Computational Mathematics*, **9**: 69-95.

Fu, Z., Chen, W., Lin, J., et Cheng, A.H.D., 2015. Singular boundary method for various exterior wave applications. *International Journal of Computational Methods*, **12**(2):1550011, 16 pages.

Goda, Y., 1969. Re-analysis of Laboratory Data on Wave Transmission over Breakwaters. *Report of the Port and Harbour Research Institute, Vol. 18, No. 3, 1969.*

Gu, Y., et Chen, W., 2013. Infinite domain potential problems by a new formulation of singular boundary method. *Applied Mathematical Modelling*, **37**(4): 1638-1651.

Gu, Y., et Chen, W., 2014. Recent advances in singular boundary method for ultra-thin structural problems. In: *WIT Transactions on Modelling and Simulation, Boundary Elements and other Mesh Reduction Methods XXXVI*, **56**: 233-243.

Gu, Y., Chen, W., et Zhang, J. Y., 2012. Investigation on near-boundary solutions by singular boundary method. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, **36**(8): 1173-1182.

Hsu, T. W., Chang, H. K., and Hsieh, C. M., 2002. Bragg reflection of waves by different shapes of artificial bars. *China Ocean Engineering*, **16**(3), 21–30.

Jackson, L., et Hornsey, W., 2003. An Artificial Reef to Protect Surfers Paradise Beach, *Developing & Implementing the Science. Molendinar, Australia: Soil Filters Australia Pty Ltd.*

Juhl, J., 1995. Berm Breakwater Structures. *Horsholm: DHI.*

Juhl, J., et Jensen, O., 1995. Features of Berm Breakwaters and Practical Experience. *International Conference on Coastal and Port Engineering in Developing Countries (pp. 1307 - 1320). Rio de Janeiro: COPEDEC.*

Kamphuis, J.W, 1991. Incipient Wave Breaking. *Coastal Engineering, Vol. 15, No. 3, 1991*, pp. 185- 203.

Kinsman, B., 1965. Wind waves, their generation and propagation on the ocean surface. *Prentice-Hall Inc.*

Koley S, Behera H, et Sahoo T, 2015. Oblique wave trapping by porous structures near a wall. *Journal of Engineering Mechanics, ASCE, 141(3): 04014122*, 15 pages.

Koley, S., Sarkar, A., et Sahoo, T., 2015. Interaction of gravity waves with bottom-standing submerged structures having perforated outer-layer placed on a sloping bed. *Applied Ocean Research, 52: 245–260*.

Komar P. D., 1976. Beach Processes and Sedimentation. *Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall. 429 PP.*

Li, J., Fu, Z., et Chen, and W., 2016. Numerical investigation on the obliquely incident water wave passing through the submerged breakwater by singular boundary method. *Computers and Mathematics with Applications, 71(1): 381-390*.

Liu, Y., Li, H., et Zhu, L., 2016. Bragg reflection of water waves by multiple submerged semi-circular breakwaters. *Applied Ocean Research, 56: 67–78*.

Mccowan, J., 1894. On the highest wave of permanent type. *Philosophical Magazine*.

Melby, J. A. et Turk, G. F., 1997. Core-loc concrete armor units. *Technical report, US Army Corps of Engineers, Waterways Experiment Station*.

Miche, R., 1944. Mouvements ondulatoires de la mer en profondeur constante ou décroissante. *Ann. des Ponts et Chaussées, Janvier-Août, 1944*.

Munk, W.H., 1949. The solitary wave theory and its application to surf problems. *Ocean surface waves. Annals N.Y Acad. Sc. JI- 1949.*

Munk, W.H., 1951. Origin and generation of waves. *1st Confer. Coast. Eng., October 1951.*

Ouyang, H. T., Chen, K. H., et Tsai, C. M., 2016. Wave characteristics of Bragg reflections from a train of submerged bottom breakwaters. *Journal of Hydro-Environment Research*, **11**: 91-100.

PHILIPS, O.M, 1966. On the generation of waves by turbulent wind, *Journal of Mechanics fluid. ASCE.*

PIANC, 2003. State-of-the-Art of Designing and Constructing Berm Breakwaters. Brussels: PIANC.

Rendle, E., et Davidson, M., 2012. An Evaluation of the Physical Impact and Structural Integrity of a Geotextile Surf Reef. *Proceedings of 33rd Conference on Coastal Engineering. 4, pp. 3047 - 3060. Santander, Spain: Coastal Engineering Research Council.*

Roa, S., and Shirlal, K., 2003. Laboratory Studies on the Stability of Tandem Breakwater. *ISH Journal of Hydraulic Engineering*, 9(1), 36 - 45.

Susbielles G., and Bratu CH., 1981. Vague et Ouvrage Pétrolier en Mer. *Ed. TECHNIP, Paris. N°491.*

SVERDRUPH .U. et MUNK .W, .H, 1947. "Wind, sea and shell: theory for fore casting". *U.S. Navy, Hydrographie Office Publ.*

Tanimoto, K., and Goda, Y., 1992. Historical Development of Breakwater Structures in the World. *Proceedings of Conference on Coastal Structures and Breakwaters* (pp. 193 - 206). London: Thomas Telford Publishers.

Tsinker, G., 1997. Handbook of port and harbour engineering, *Chapman & Hall, London, U.K.*

Twu, S. W. et Liu, C. C., 2004. Interaction of non-breaking regular waves with a periodic array of artificial porous bars. *Coastal Engineering*, 51(3): 223-236.

Van Gent, M., 1993. Berm Breakwaters - Hydrodynamics, Forces and Profile-development. Communications on hydraulic and Geotechnical engineering, ISSN 0169-6548 N°.93-11, *Delft University of Technology*.

Vernon-Harcourt, L. F., 1885. Harbours and Docks: Physical Features, History, Construction Equipment, and Maintenance. *Oxford: Oxford (Clarendon Press)*.

Young, D. L., Chen, K. H., et Lee, C. W., 2005. Novel meshless method for solving the potential problems with arbitrary domains. *Journal of Computational Physics*, **209**(1): 290–321.

Yueh, C. Y., and Chuang, S. H., 2012. A boundary element model for a partially piston-type porous wave energy converter in gravity waves. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, **36**(5): 658-664.

Zhao, Y., Li, H. J., et Liu, Y., 2017. Oblique wave scattering by a submerged porous breakwater with a partially reflecting sidewall. *Journal of Marine Science and Technology*, **25**(4): 383-392.

APPENDICES

Appendice A : Programme Informatique

```

PROGRAM NORMALWAVE2WALLS
IMPLICIT NONE
!*****
!*****
! THIS PROGRAM EVALUATES THE HYDRODYNAMIC PERFORMANCE OF DOUBLE *****
! SUBMERGED BREAKWATERS IN NORMAL WAVES USING THE MESHLESS SINGULAR **
! BOUNDARY METHOD. THE RIGHT BOUNDARY IS AN OPEN BOUNDARY          ***
!*****
!*****
!*****
!
!          *****
!          *****
!          ***
!          ***          THE MAIN PROGRAM          ***
!          ***
!          *****
!          *****
!
! This Program Determines R and T for Fully Submerged Double
! Breakwaters
! in Normal Regular Waves.
! CODE WRITTEN IN 2017
! CODE FULLY VERIFIED 13/04/2018
! Code Written by: NC
! -----
!
INTEGER INP, IPR, IOUT
INTEGER NLENG, NDEP, NBDEP, OPTALAM
INTEGER I, III, JJJ, KKK, LLL, LLLL
INTEGER N11, N12, N13, N14, N15, N16, N17, N18, N19, N2, N3, N4, NE, NX
INTEGER KODE(2000)
INTEGER NCONV
!
DOUBLE PRECISION PI, GG, SIGSQOVD, SIGSQDOVG
DOUBLE PRECISION LENG(500), DEP(500), BDEP1(500), BDEP2(500)
DOUBLE PRECISION D, XL, XR, DW, ALAM, AMP, HE, FF, F, TW, SIGMA, SSQ, K, KD,
$ BH, BH1, BWB1, BWH1, BWM1, BH2, BWB2, BWH2, BWM2, ANG1, ANG2, KA, KBH, BB
DOUBLE PRECISION XBB, SAA
DOUBLE PRECISION RG11, IG11, RG12, IG12, RG21, IG21, RG22, IG22
DOUBLE PRECISION BHOVD, DOVALAM
DOUBLE PRECISION RCOEF, TCOEF, R2PT2, ELOSS
DOUBLE PRECISION XP(2000), YP(2000), XC(2001), YC(2001),
$ VETAX(2000), VETAY(2000)
DOUBLE COMPLEX A(2000,2000), B(2000,2000), C(2000,2000),
$ DFI(2000), FI(2000)
!
DOUBLE COMPLEX G11, G12, G21, G22
DOUBLE COMPLEX AI

```

```

CHARACTER*80 TITLE

INTEGER J

!
!--- OPEN OUTPUT UNITS -----
!
DATA INP /5/
DATA IPR /3/
DATA IOU /4/
OPEN (UNIT=INP,FILE='SBMDAT.DAT')
OPEN (UNIT=IPR,FILE='SBMIPR.OUT')
OPEN (UNIT=IOU,FILE='SBMOUT.OUT')
PRINT*, '***** This Program Program Determines R and T for Fully
$ Submerged Double Breakwaters in Regular Normal Waves *****'

PRINT*, '-----+-----'
PRINT*, '| |'
PRINT*, '| |'
PRINT*, '| | D |'
PRINT*, '| |'
PRINT*, '| |'
PRINT*, '| | Front Wall (1) | Back Wall (2) |'
PRINT*, '| |'
PRINT*, '| | | | | | | | | |'
PRINT*, '| | G11 | | G12 | | G21 | | G22 |'
PRINT*, '| | | | | <-----> | | |'
PRINT*, '| | BH | | | XBB | | |'
PRINT*, '| | | | | | | | | |'
PRINT*, '| | > | | < BWB1 | | > | | < BWB2 |'
PRINT*, '| | ^ ^ | | | | | | | |'
PRINT*, '|-----+-----'
PRINT*, '|<----- XL -----+----- XR ----->|'

!
PRINT*, ' '

!
AI=DCMPLX(0.0,1.0)
PI=4.0*DATAN(DBLE(1.0))
GG=9.81
NX=2000
c PRINT*, 'NX= ',NX
!
!*****
!Initialisation of vectors to zero :
!*****
DO I=1,100
LENG(I)=0.0
DEP(I) =0.0
BDEP1(I)=0.0
BDEP2(I)=0.0
ENDDO
!*****
!
! READ JOB TITLE, then READ Number WaveL, WaterD, BreakWaterD, then
their Values
!
READ (INP, '(A)') TITLE
READ (INP, *) NLENG, NDEP, NBDEP
READ (INP, *) OPTALAM, (LENG(I), I=1, NLENG)

```

```

      READ(INP,*) (DEP(I), I=1, NDEP)
      READ(INP,*) (BDEP1(I), I=1, NBDEP)
      READ(INP,*) (BDEP2(I), I=1, NBDEP)
!
! READ Wave Amplitude
!
      READ(INP,*) AMP
!
! READ NUMBER OF BOUNDARY ELEMENTS
!
      READ(INP,*) N11, N12, N13, N14, N15, N16, N17, N18, N19, N2, N3, N4
!
! READ DOMAIN SIZE: (XL+XR)=DW for WIDTH
!
      READ(INP,*) XL, XR
!
! READ Breakwaters Dimensions and Distance Between Them
!
      READ(INP,*) BWB1, BWH1, BWB2, BWH2, XBB
!
! READ Front and Back Wall Porosities
!
      READ(INP,*) RG11, IG11, RG12, IG12, RG21, IG21, RG22, IG22
!
! INITIAL EVALUATIONS OF SOME QUANTITIES
!
      NE=N11+N12+N13+N14+N15+N16+N17+N18+N19+N2+N3+N4
      G11=DCMPLX(RG11, IG11)
      G12=DCMPLX(RG12, IG12)
      G21=DCMPLX(RG21, IG21)
      G22=DCMPLX(RG22, IG22)
      HE=AMP*2.0
      NCONV =+1
!
! OPEN FILE FOR OUTPUT -----
!
      WRITE(IOUT, 82)
!      WRITE(IOUT, 182)
!      WRITE(IOUT, 282)
!      WRITE(IOUT, 382)
!      WRITE(IOUT, 482)
!      WRITE(IOUT, 582)
!      WRITE(IOUT, 583)
!      WRITE(IOUT, 584)
!      WRITE(IOUT, 682)
!-----
!
! If Plot is for R & T against 2S/L, and L is varied instead of S,
! then S should be set Here. (for Option 3 below).
! Comment if Plot is for something else.
!
!!!      SAA=XBB+(BWB1+BWB2)/2.0
!
! START THE LOOPS
!
      DO 630 III=1, NLENG
          IF (OPTALAM.EQ.1) THEN

```



```

! Wave length is read
  ALAM=LENG(III)
  K=2.0*PI/ALAM
  ELSEIF (OPTALAM.EQ.2) THEN
! Wave number is read
  K=LENG(III)
  ALAM=2.0*PI/K
  ELSEIF (OPTALAM.EQ.3) THEN
! Double spacing over Wave length is read
  ALAM=2.0*SAA/LENG(III)
  K=2.0*PI/ALAM
  ELSE
  PRINT*, '***** WRONG INPUT FOR OPTALAM = ', OPTALAM
  STOP
  ENDIF
!
! This bit is when XBB/ALAM=0.25 =====> XBB=0.25*ALAM
!
!!!!    XBB=0.25*ALAM
!
!
!*****
  DO 620 JJJ=1, NDEP
    D=DEP(JJJ)
    FF=9.81*DTANH(2.0*PI*D/ALAM)/(2.0*PI*ALAM)
    F=DSQRT(FF)
    TW=1.0/F
    SIGMA=2.0*PI*F
    SSQ=SIGMA**2
    SIGSQOVGD=SSQ/(GG*D)
    SIGSQDOVG=(SSQ*D)/GG
    KD = K*D
!
!*****
  DO 600 KKK=1, NBDEP
    BH1 = BDEP1(KKK)
    BH2 = BDEP2(KKK)
    BH=BH2
    BHOVD = BH/D
    DOVALAM=D/ALAM
    KBH=K*BH
    KA=K*AMP
!
    BWM1=(BWB1+BWH1)/2.0
    BWM2=(BWB2+BWH2)/2.0
    IF ( (BWB1-BWH1) .GT. 0.000001 ) THEN
      ANG1=DATAND ( BH1 / ( (BWB1-BWH1)/2.0 ) )
      PRINT*, 'BRKW1 ANG1 = ', ANG1
    ENDIF
    IF ( (BWB2-BWH2) .GT. 0.000001 ) THEN
      ANG2=DATAND ( BH2 / ( (BWB2-BWH2)/2.0 ) )
      PRINT*, 'BRKW2 ANG2 = ', ANG2
    ENDIF
!
!*****
! XBB variations Loop:
!
!!    XBB=0.01*ALAM

```

```

!!          XBB=0.01*(ALAM/2)      ! This is the one
!          XBB=0.000001*D
!!          DO 590 LLL=1,1000      ! This is the one
!
!*****
! BB variations Loop:
!
!!          BB=0.000001*D
!!          DO 580 LLLL=1,1000
!
! If BB loop is activated, then XR are re-adjusted for each valuer of
BB
! Comment and un-comment as requested.
!
!!          XR=BB+XBB/2+BWB2
!!          DW=XL+XR
!!          SAA=XBB+(BWB1+BWB2)/2.0
!*****
! For Double Breakwaters near a wall Fix the BB value here, and
! Comment and un-comment as requested.
!!          BB=1.0
!!          XR=BB+XBB/2+BWB2
!!          DW=XL+XR
!!          SAA=XBB+(BWB1+BWB2)/2.0
!
          BB=XR-XBB/2-BWB2
          DW=XL+XR
          SAA=XBB+(BWB1+BWB2)/2.0
!

PRINT*, '*****'
PRINT*, '*****'
PRINT*, '*****'
PRINT*, 'NLENG,NDEP,NBDEP, = ',NLENG,NDEP,NBDEP
PRINT*, 'WAVE LENGTH ALAM= ',ALAM
PRINT*, 'WAVE HEIGHT HE= ',HE
PRINT*, 'WAVE AMPLITUDE AMP= ',AMP
PRINT*, 'WAVE PERIOD TW= ',TW
PRINT*, 'SIGMA = ',SIGMA
PRINT*, 'DEPTH OF WATER D= ',D
PRINT*, 'WAVE NUMBER K= ',K
PRINT*, 'D/ALAM = ',DOVALAM
PRINT*, 'HE/D= ',HE/D

PRINT*, '*****'
PRINT*, 'XL = ',XL
PRINT*, 'XR = ',XR
PRINT*, 'DW = ',DW
PRINT*, 'Breakwater: 1      2 = '
PRINT*, '          BH1      BH2 = ',BH1,BH2
PRINT*, '          BWB1     BWB2 = ',BWB1,BWB2
PRINT*, '          BWH1     BWH2 = ',BWH1,BWH2
PRINT*, '          BWM1     BWM2 = ',BWM1,BWM2
PRINT*, 'DW/BWB1 = ',DW/BWB1
PRINT*, '(DW-(SAA-BWB1))/(BWB1+BWB2)= ',(DW-(SAA-
BWB1))/(BWB1+BWB2)

```

```

PRINT*, 'BH/D=BH2/D      = ', BHOVD
PRINT*, 'BWB/D=BWB2/D   = ', BWB2/D
PRINT*, 'Distance Between Breakwaters XBB = ', XBB
PRINT*, 'XBB/D = ', XBB/D
PRINT*, 'XBB/ALAM = ', XBB/ALAM
PRINT*, '2XBB/ALAM = ', 2*XBB/ALAM
PRINT*, 'Axe to Axe Distance Between Breakwaters SAA = ', SAA
PRINT*, 'SAA/D = ', SAA/D
PRINT*, 'SAA/ALAM = ', SAA/ALAM
PRINT*, '2SAA/ALAM = ', 2*SAA/ALAM
PRINT*, 'Distance FROM 2nd Breakwater to Right Boundary BB = ', BB
PRINT*, 'BB/D = ', BB/D

PRINT*, '*****'
PRINT*, 'K*D      =      KD= ', KD
PRINT*, 'K*BH     =     KBH= ', KBH
PRINT*, 'K*AMP     =     KA= ', KA
PRINT*, 'G11 = ', G11
PRINT*, 'G12 = ', G12
PRINT*, 'G21 = ', G21
PRINT*, 'G22 = ', G22
PRINT*, 'NLENG NDEP NBDEP      = ', NLENG, NDEP, NBDEP
PRINT*, 'NUMBER OF NODES NE     = ', NE
PRINT*, 'Iteration Num NLENG NDEP NBDEP = ', III, JJJ, KKK

PRINT*, '*****'

PRINT*, '*****'

PRINT*, '*****'
!
! INITIALIZE THE BOUNDARY MESH AND TYPE OF BOUNDARY CONDITIONS KODE(I)
!
      CALL INITMESH(XP, YP, XC, YC, N11, N12, N13, N14, N15, N16, N17, N18, N19,
$ N2, N3, N4, NX, KODE, D, XL, XR, BH1, BWB1, BWH1, BH2, BWB2, BWH2, XBB,
$ VETAX, VETAY)
!
!
! OUTPUT TO IPR UNIT -----
!
      IF(NCONV.EQ.-1) THEN
        WRITE(IPR, '(A)') TITLE
        WRITE(IPR, 100)
        WRITE(IPR, 300) N11, N12, N13, N14, N15, N16, N17, N18, N19, N2, N3, N4, NE
100  FORMAT(' ', 79('*'))
300  FORMAT('// ' DATA' //2X, 'NUMBER OF BOUNDARY ELEMENTS
$ N11, N12, N13, N14, N15, N16, N17, N18, N19, N2, N3, N4 and NE =', 13(I3, 2X))
!
      WRITE(IPR, 310) D, DW, BH1, BWB1, BWH1, BH2, BWB2, BWH2, XBB
      WRITE(IPR, 320) ALAM, AMP
      WRITE(IPR, 330) TW, SIGMA
310  FORMAT('// ' DATA' //2X, 'WATER HEIGHT (D) = ', E14.5,
$ //2X'WATER WIDTH (DW) = ', E14.5,
$ //2X'BREAKWATER1 HEIGHT (BH1) = ', E14.5,
$ //2X'BREAKWATER1 BASE WIDTH (BWB1) = ', E14.5,
$ //2X'BREAKWATER1 HIGH WIDTH (BWH1) = ', E14.5,
$ //2X'BREAKWATER2 HEIGHT (BH2) = ', E14.5,
$ //2X'BREAKWATER2 BASE WIDTH (BWB2) = ', E14.5,

```

```

$ //2X'BREAKWATER2 HIGH WIDTH (BWH2) = ',E14.5,
$ //2X'DISTANCE BETWEEN BREAKWATERS (XBB) = ',E14.5)
320 FORMAT(//2X,'WAVE LEINGTH (ALAM) = ',E14.5,
$ //2X'WAVE AMPLITUDE (AMP) = ',E14.5)
330 FORMAT(//2X,'WAVE PERIOD (TW) = ',E14.5,
$ //2X'WAVE CIRCULAR FREQUENCY (SIG) = ',E14.5)
WRITE(IPR,500)
500 FORMAT(//2X,'BOUNDARY NODES COORDINATES'///4X,
$ 'ELEMENT',10X,'XC',17X,'YC',17X,'XP',17X,'YP',
$ 15X,'ETAX',15X,'ETAY'/)
DO 10 I=1,NE
10 WRITE(IPR,240) I,XC(I),YC(I),XP(I),YP(I),VETAX(I),VETAY(I)
240 FORMAT(5X,I3,6(5X,E14.7))
!
! if NCONV=-1 this is the initial phase. Print B.C in output.
!
DO I=1,NE
WRITE(IPR,950) I,KODE(I)
ENDDO
ENDIF
950 FORMAT(2X,I4,9X,I2)
!
!-----
!
! COMPUTE A MATRIX AND FORM SYSTEM (A X = F)
!
CALL AMATMFS(XP,YP,XC,YC,A,B,NX,NE)
DO I=1,NE
DO J=1,NE
WRITE(IPR,1240) I,J,A(I,J),B(I,J)
ENDDO
ENDDO
! 1240 FORMAT(X,I3,2X,I3,4(2X,E14.7))
!
CALL SETBC(NE,NX,AMP,ALAM,TW,D,KODE,A,B,C,XP,YP,
$ XC,YC,DFI,G11,G12,G21,G22)
!
! SOLVE SYSTEM OF EQUATIONS
!
CALL GAUSS(C,DFI,NE,NX)
DO I=1,NE
PRINT*,'I DFI(I) = ',I,DFI(I)
ENDDO
!
! COMPUTE REMAINING FI AND DFI
!
CALL COMPUTEFIDFI(A,B,FI,DFI,NX,NE)
!
! Calculation of the Reflexion and Transmission Coefficients :
!
CALL REFLECTION(XP,YP,XC,YC,FI,NX,D,AMP,ALAM,TW,
$ N11,N12,N13,N14,N15,N16,N17,N18,N19,N2,N3,N4,
$ RCOEF,TCOEF,R2PT2,ELOSS)
!
!*****
!
! Write data as function of BB/D (that is distance between Right
! Breakwater and Wall over D)

```

```

!      WRITE (IOUT,85) BB/D,RCOEF,TCOEF,R2PT2,ELOSS
!      BB=BB+0.02*D
!      IF (BB/D.GT.6.01) THEN
!          GOTO 600
!      ENDIF
!      PRINT*, '*****ITERATION STOPS WHEN (BB/D>6.01). =', BB/D
! 580  CONTINUE
!*****
!
!  Write data as function of XBB/ALAM (that is distance between
!  Brekwaters over ALAM)
!!!   WRITE (IOUT,85) XBB/ (ALAM/2),RCOEF,TCOEF,R2PT2,ELOSS
!!    WRITE (IOUT,85) XBB/ (ALAM),RCOEF,TCOEF,R2PT2,ELOSS
!!    WRITE (IOUT,85) SAA/ (ALAM/2),RCOEF,TCOEF,R2PT2,ELOSS    ! This is
the one
!!    WRITE (IOUT,85) SAA/ALAM,RCOEF,TCOEF,R2PT2,ELOSS
!!    XBB=XBB+0.02* (ALAM/2)
!!    XBB=XBB+0.01*ALAM
!!    XBB=XBB+0.01* (ALAM/2)          ! This is the one
!!    IF (XBB/ (ALAM/2).GT.3.01) THEN ! This is the one
!!    IF (XBB/ALAM.GT.1.501) THEN
!!    IF (XBB/ALAM.GT.0.201) THEN
!!        GOTO 600          ! This is the one
!!    ENDIF                ! This is the one
!!    PRINT*, '*****ITERATION STOPS WHEN (2XBB/ALAM>3.01). =',
!!    $      XBB/ (ALAM/2)
!!    PRINT*, '*****ITERATION STOPS WHEN (XBB/ALAM>1.501). =',
!!    $      XBB/ALAM
!*****
! OR
!  Write data as function of XBB/D (that is distance between
Breakwaters over D)
!      WRITE (IOUT,85) XBB/D,RCOEF,TCOEF,R2PT2,ELOSS
!      XBB=XBB+0.02*D
!      IF (XBB/D.GT.4.01) THEN
!          GOTO 600
!      ENDIF
!      PRINT*, '*****ITERATION STOPS WHEN (XBB/D>5.01). =', XBB/D
! 590  CONTINUE
!*****
!
!  Write data as function of BH/D (that is wall height change for
d=Const
!      WRITE (IOUT,85) BHOVD,RCOEF,TCOEF,R2PT2,ELOSS
600  CONTINUE
!*****
!
!  Write data as function of KD (that is D change for wavelength=Const)
!      WRITE (IOUT,85) KD,RCOEF,TCOEF,R2PT2,ELOSS
!  Write data as function of SIGSQOVDG ( $\sigma^2/(g.D)$ )
!      WRITE (IOUT,85) SIGSQOVDG,RCOEF,TCOEF,R2PT2,ELOSS
!  Write data as function of SIGSQDOVG ( $\sigma^2*D/g$ )
!      WRITE (IOUT,85) SIGSQDOVG,RCOEF,TCOEF,R2PT2,ELOSS
620  CONTINUE
!*****
!
!  Write data as function of KD (that is wavelength change for D=Const)
      WRITE (IOUT,85) KD,RCOEF,TCOEF,R2PT2,ELOSS

```



```

INTEGER NX,N11,N12,N13,N14,N15,N16,N17,N18,N19,N2,N3,N4
      INTEGER I,NN,KODE(NX)
      DOUBLE PRECISION XP(NX),YP(NX),XC(NX+1),YC(NX+1)
DOUBLE PRECISION H,XL,XR,BH1,BWB1,BWH1,BH2,BWB2,BWH2,XBB,
      $ VETAX(NX),VETAY(NX)
DOUBLE PRECISION X1,Y1,X3,Y3,ETAX,ETAY,XJACOB
DOUBLE PRECISION X1L1,X1L2,X1L3,X1L4
DOUBLE PRECISION X2R1,X2R2,X2R3,X2R4
!
!   CALCULATE IMPORTANT QUANTITIES
!
      X1L1=XBB/2
X1L2=X1L1+(BWB1-BWH1)/2.0
X1L3=X1L2+BWH1
X1L4=X1L3+(BWB1-BWH1)/2.0
!
      X2R1=XBB/2
X2R2=X2R1+(BWB2-BWH2)/2.0
X2R3=X2R2+BWH2
X2R4=X2R3+(BWB2-BWH2)/2.0
!
!   2- THE CENTRAL BOUNDARY NODES (XC,YC),
!-----
NN=0
DO 400 I=1,N11
      XC(I)=-XL+(XL-X1L4)*DFLOAT(I-1)/DFLOAT(N11)
      YC(I)=0.0
      KODE(I)=11
400 CONTINUE
!
NN=NN+N11
DO 402 I=1,N12
      XC(NN+I)=-X1L4+(X1L4-X1L3)*DFLOAT(I-1)/DFLOAT(N12)
      YC(NN+I)=BH1*DFLOAT(I-1)/DFLOAT(N12)
      KODE(NN+I)=12
402 CONTINUE
!
NN=NN+N12
DO 404 I=1,N13
      XC(NN+I)=-X1L3+(X1L3-X1L2)*DFLOAT(I-1)/DFLOAT(N13)
      YC(NN+I)=BH1
      KODE(NN+I)=13
404 CONTINUE
!
NN=NN+N13
DO 406 I=1,N14
      XC(NN+I)=-X1L2+(X1L2-X1L1)*DFLOAT(I-1)/DFLOAT(N14)
      YC(NN+I)=BH1*(1.0-DFLOAT(I-1)/DFLOAT(N14))
      KODE(NN+I)=14
406 CONTINUE
!
NN=NN+N14
DO 408 I=1,N15
      XC(NN+I)=-X1L1+(X1L1+X2R1)*DFLOAT(I-1)/DFLOAT(N15)
      YC(NN+I)=0.0
      KODE(NN+I)=15
408 CONTINUE
!

```

```

NN=NN+N15
DO 410 I=1,N16
  XC (NN+I)=X2R1 + (X2R2-X2R1) *DFLOAT (I-1) /DFLOAT (N16)
  YC (NN+I)=BH2*DFLOAT (I-1) /DFLOAT (N16)
  KODE (NN+I)=16
410 CONTINUE
!
NN=NN+N16
  DO 412 I=1,N17
    XC (NN+I)=X2R2 + (X2R3-X2R2) *DFLOAT (I-1) /DFLOAT (N17)
    YC (NN+I)=BH2
    KODE (NN+I)=17
412 CONTINUE
!
NN=NN+N17
  DO 414 I=1,N18
    XC (NN+I)=X2R3 + (X2R4-X2R3) * DFLOAT (I-1) /DFLOAT (N18)
    YC (NN+I)=BH2*(1.0-DFLOAT (I-1) /DFLOAT (N18))
    KODE (NN+I)=18
414 CONTINUE
!
NN=NN+N18
DO 416 I=1,N19
  XC (NN+I)=X2R4 + (XR-X2R4) *DFLOAT (I-1) /DFLOAT (N19)
  YC (NN+I)=0.0
  KODE (NN+I)=19
416 CONTINUE
!
NN=NN+N19
  DO 418 I=1,N2
    XC (NN+I)=XR
    YC (NN+I)=H*DFLOAT (I-1) /DFLOAT (N2)
    KODE (NN+I)=2
418 CONTINUE
!
NN=NN+N2
  DO 420 I=1,N3
    XC (NN+I)=XR-(XL+XR) *DFLOAT (I-1) /DFLOAT (N3)
    YC (NN+I)=H
    KODE (NN+I)=3
420 CONTINUE
!
NN=NN+N3
  DO 430 I=1,N4
    XC (NN+I)=-XL
    YC (NN+I)=H-H*DFLOAT (I-1) /DFLOAT (N4)
    KODE (NN+I)=4
430 CONTINUE
!
NN=NN+N4
  XC (NN+1)=XC (1)
  YC (NN+1)=YC (1)
!
!-----
!
! 1- THE BOUNDARY NODES - COLLOCATION NODES Pi (Xi, Yi) - [XP, YP]
DO 450 I=1, NN
  XP (I)=0.5*( XC (I)+XC (I+1) )

```



```

      YP(I)=0.5*( YC(I)+YC(I+1) )
450 CONTINUE

!
!   3- THE UNIT NORMALS
DO 460 I=1,NN
  X1=XC(I)
  Y1=YC(I)
  X3=XC(I+1)
  Y3=YC(I+1)
  CALL UNIT_NORMAL_QUAD(X1,Y1,X3,Y3,ETAX,ETAY,XJACOB)
  VETAX(I)=ETAX
  VETAY(I)=ETAY
460 CONTINUE
!
  RETURN
  END
!-----
--
      SUBROUTINE UNIT_NORMAL_QUAD(X1,Y1,X3,Y3,ETAX,ETAY,XJACOB)
!
      IMPLICIT NONE
!
!   THIS SUBROUTINE EVALUATES THE COMPONENTS, ETAX AND ETAY, OF THE
!   UNIT NORMAL N
!
      DOUBLE PRECISION X1,Y1,X3,Y3,ETAX,ETAY,XJACOB
      DOUBLE PRECISION DXDPSI,DYDPSI
!
      DXDPSI=0.5*(X3-X1)
      DYDPSI=0.5*(Y3-Y1)
      XJACOB=DSQRT(DXDPSI**2+DYDPSI**2)
      ETAX=DYDPSI/XJACOB
      ETAY=-DXDPSI/XJACOB
!
      RETURN
      END
!-----
--
      SUBROUTINE AMATMFS(XP,YP,XC,YC,A,B,NX,NE)
!
      IMPLICIT NONE
!
      PROGRAM 18
!
!   THIS SUBROUTINE COMPUTES THE A MATRIX AND FORMS THE SYSTEM OF
!   EQUATIONS A X = F .           [A IS A SQUARE MATRIX (NE,NE)].
!
      INTEGER NX,NE
      INTEGER I,J,JJ
      DOUBLE PRECISION XP(NX),YP(NX),XC(NX+1),YC(NX+1)
      DOUBLE COMPLEX A(NX,NX),B(NX,NX),UII(NX),QII(NX)
      DOUBLE PRECISION PX,PY,XC1,YC1,XC3,YC3,AIJ
      DOUBLE PRECISION QX,QY,XQC1,YQC1,XQC3,YQC3,SUM
      DOUBLE PRECISION XPA,XPB,YPA,YPB,LI,LJJ
      DOUBLE COMPLEX AI
      DOUBLE PRECISION PI,GG
!

```

```

      AI=DCMPLX(0.0,1.0)
      PI=4.0*DATAN(DBLE(1.0))
      GG=9.81
!
      DO I=1,NE
        DO J=1,NE
          A(I,J)=0.0
          B(I,J)=0.0
        ENDDO
      ENDDO
!
      DO I=1,NE
        UII(I)=0.0
        QUII(I)=0.0
      ENDDO
!
! COMPUTE ALL ELEMENTS OF THE MATRIX A(I,J) and B(I,J).
! EACH COLLOCATION POINT IS ASSOCIATED WITH ALL SOURCE POINTS.
! -----
! 1- Values of [A] associated with Neumann boundary (dPhi(xi)/dn) are
evaluated.
! 2- Values of [B] associated with Dirichlet boundary (Phi(xi)) are
evaluated.
!
! 1- Origin intensity factors of A(i,j) on Neumann boundary
(dPhi(xi)/dn)
!
      DO I=1,NE
        PX=XP(I)
        PY=YP(I)
        XC1=XC(I)
        YC1=YC(I)
        XC3=XC(I+1)
        YC3=YC(I+1)
      IF (I.EQ.1) THEN
        XPB=XP(NE)
        YPB=YP(NE)
        XPA=XP(I+1)
        YPA=YP(I+1)
      ELSEIF (I.EQ.NE) THEN
        XPB=XP(I-1)
        YPB=YP(I-1)
        XPA=XP(1)
        YPA=YP(1)
      ELSE
        XPB=XP(I-1)
        YPB=YP(I-1)
        XPA=XP(I+1)
        YPA=YP(I+1)
      ENDIF
      LI= DSQRT( (XC1-XPB)**2+(YC1-YPB)**2 )
      $   +DSQRT( (XC3-XC1)**2+(YC3-YC1)**2 )
      $   +DSQRT( (XPA-XC3)**2+(YPA-YC3)**2 )
      LI=LI/2
!!      LI=DSQRT( (XC1-XC3)**2+(YC1-YC3)**2)
      DO J=1,NE
        IF (I.EQ.J) THEN

```

```

!!!!!!!!!!!!!!-COMPUTE DIAGONAL TERMS qii OF THE MATRIX ASSOCIATED WITH
q(xi)
      SUM=0.0
      DO JJ=1,NE
      IF (I.NE.JJ) THEN
        QX=XP(JJ)
        QY=YP(JJ)
        XQC1=XC(JJ)
        YQC1=YC(JJ)
        XQC3=XC(JJ+1)
        YQC3=YC(JJ+1)
        IF (JJ.EQ.1) THEN
          XPB=XP(NE)
          YPB=YP(NE)
          XPA=XP(JJ+1)
          YPA=YP(JJ+1)
          ELSEIF (JJ.EQ.NE) THEN
            XPB=XP(JJ-1)
            YPB=YP(JJ-1)
            XPA=XP(1)
            YPA=YP(1)
          ELSE
            XPB=XP(JJ-1)
            YPB=YP(JJ-1)
            XPA=XP(JJ+1)
            YPA=YP(JJ+1)
          ENDIF
        LJJ= DSQRT( (XQC1-XPB)**2+(YQC1-YPB)**2 )
        $          +DSQRT( (XQC3-XQC1)**2+(YQC3-YQC1)**2 )
        $          +DSQRT( (XPA-XQC3)**2+(YPA-YQC3)**2 )
        LJJ=LJJ/2
      !!          LJJ=DSQRT( (XQC1-XQC3)**2+(YQC1-YQC3)**2)
      CALL DNFUNDAMENTAL(QX,QY,PX,PY,XQC1,YQC1,XQC3,YQC3,AIJ)
      !
      SUM=SUM+AIJ*LJJ
      ENDIF
    ENDDO
  !
  A(I,J)=-SUM/LI
  QII(I)=A(I,J)
  UII(I)=1.0/(2*PI)*(DLOG(2/LI)+1)

  ELSE
  !!!!!!!!!!!!!!!-COMPUTE OFF-DIAGONAL TERMS OF THE MATRIX ASSOCIATED WITH
  q(xi)
    QX=XP(J)
    QY=YP(J)
    CALL DNFUNDAMENTAL(PX,PY,QX,QY,XC1,YC1,XC3,YC3,AIJ)
    A(I,J)=AIJ
  !!!   WRITE(IPR,*)'I J A =', I,J,AIJ
  !
    ENDIF
  ENDDO
ENDDO
!
!
! 1- Origin intensity factors of B(i,j) on Neumann boundary (Phi(xi))
!
```

```

DO I=1,NE
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!-POTENTIAL GIVEN ----> COMPUTE THE FUNDAMENTAL
SOLUTION
  PX=XP(I)
  PY=YP(I)
  B(I,I)=UII(I)
  DO J=1,NE
    IF (I.NE.J) THEN
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!-COMPUTE DIAGONAL TERMS uii OF THE MATRIX
ASSOCIATED WITH u(xi)
      QX=XP(J)
      QY=YP(J)
      CALL FUNDAMENTAL(PX,PY,QX,QY,AIJ)
      B(I,J)=AIJ
!!!      WRITE(IPR,*) 'I J A =', I,J,AIJ
    ENDIF
  ENDDO
ENDDO
!
  RETURN
END

```

```

-----
-
  SUBROUTINE FUNDAMENTAL(PX,PY,QX,QY,AIJ)
!
  IMPLICIT NONE
!
  DOUBLE PRECISION PX,PY,QX,QY,AIJ,PI,RA
!
  PROGRAM 19
!
  THIS SUBROUTINE COMPUTES THE FUNDAMENTAL SOLUTION G(Pi,Qj)
!
  RA = DISTANCE BETWEEN COLLOCATION Pi AND SOURCE Q
!
  PI=3.1415926536
  RA=DSQRT((QX-PX)**2+(QY-PY)**2)
  AIJ=(1.0/2.0/PI)*(DLOG(1.0/RA))
!
  RETURN
  END

```

```

-----
-
  SUBROUTINE DNFUNDAMENTAL(PX,PY,QX,QY,XC1,YC1,XC3,YC3,AIJ)
!
  IMPLICIT NONE
!
  DOUBLE PRECISION PX,PY,QX,QY,XC1,YC1,XC3,YC3,AIJ
  DOUBLE PRECISION PI,RA,RDX,RDY,DGDY,DGDY
  DOUBLE PRECISION ETAX,ETAY,XJACOB
!
  PROGRAM 19
!
  THIS SUBROUTINE COMPUTES THE DERIVATIVES OF THE FUNDAMENTAL
! SOLUTION DG(Pi,Qj)/DX and DG(Pi,Qj)/DY
!
  RA = DISTANCE BETWEEN COLLOCATION P AND SOURCE Q

```

```

! RDX,RDY,RDN = RADIUS DERIVATIVES
! ETAX,ETAY = COMPONENTS OF THE UNIT NORMAL TO THE ELEMENT
! XJACOB = JACOBIAN
!
      PI=4.0*DATAN(DBLE(1.0))
      RA=DSQRT((QX-PX)**2+(QY-PY)**2)
      RDX=-(QX-PX)/RA
      RDY=-(QY-PY)/RA
      DGDY=-RDY/2.0/PI/RA
      DGDY=-RDY/2.0/PI/RA
!
      CALL UNIT_NORMAL_QUAD(XC1,YC1,XC3,YC3,ETAX,ETAY,XJACOB)
      AIJ=ETAX*DGDY+ETAY*DGDY
!
      RETURN
      END

```

```

SUBROUTINE SETBC(NE,NX,AMP,ALAM,TW,D,KODE,A,B,C,XP,YP,
$ XC,YC,DFI,G11,G12,G21,G22)
!
      IMPLICIT NONE
!
      INTEGER NE,NX,I,J,KODE(NX)
      DOUBLE PRECISION PX,PY,XC1,YC1,XC3,YC3,AMP,ALAM,TW,D,K
      DOUBLE COMPLEX G11,G12,G21,G22
      DOUBLE PRECISION XP(NX),YP(NX),XC(NX),YC(NX)
      DOUBLE COMPLEX A(NX,NX),B(NX,NX),C(NX,NX)
      DOUBLE PRECISION PI,GG,SIG
      DOUBLE COMPLEX AI,PHI,DPHI,DFI(NX)
!
      THIS SUBROUTINE COMPUTES THE POTENTIAL AND ITS DERIVATIVE
      ON THE LEFT BOUNDARY T-x
!
      AI=DCMPLX(0.0,1.0)
      PI=4.0*DATAN(DBLE(1.0))
      GG=9.81
!
      K=2.0*PI/ALAM
      SIG=2.0*PI/TW
!
      DO I=1,NE
      DFI(I)=0.0
      ENDDO
!
      Using BC's SET UP FINAL SYSTEM [C]
!
      DO I=1,NE
      IF (KODE(I).EQ.11) THEN
          DO J=1,NE
          C(I,J)=A(I,J)
          ENDDO
      ELSEIF (KODE(I).EQ.12) THEN
          DO J=1,NE
          C(I,J)=A(I,J)-(AI*K*G11)*B(I,J)
          ENDDO
      ELSEIF (KODE(I).EQ.13) THEN

```

```

        DO J=1,NE
          C(I,J)=A(I,J)
!!          C(I,J)=A(I,J) - (AI*K*G11)*B(I,J)      ! BC Top Breakwater
changed porous
        ENDDO
        ELSEIF (KODE(I).EQ.14) THEN
          DO J=1,NE
            C(I,J)=A(I,J) - (AI*K*G12)*B(I,J)      ! dPhi/dn=ikG.Phi
!            C(I,J)=A(I,J) + (AI*K*G12)*B(I,J)      ! dPhi/dn=-ikG.Phi
          ENDDO
        ELSEIF (KODE(I).EQ.15) THEN
          DO J=1,NE
            C(I,J)=A(I,J)
          ENDDO
        ELSEIF (KODE(I).EQ.16) THEN
          DO J=1,NE
            C(I,J)=A(I,J) - (AI*K*G21)*B(I,J)
          ENDDO
        ELSEIF (KODE(I).EQ.17) THEN
          DO J=1,NE
            C(I,J)=A(I,J)
!!          C(I,J)=A(I,J) - (AI*K*G22)*B(I,J)      ! BC Top Breakwater
changed porous
          ENDDO
        ELSEIF (KODE(I).EQ.18) THEN
          DO J=1,NE
            C(I,J)=A(I,J) - (AI*K*G22)*B(I,J)      ! dPhi/dn=ikG.Phi
!            C(I,J)=A(I,J) + (AI*K*G22)*B(I,J)      ! dPhi/dn=-ikG.Phi
          ENDDO
        ELSEIF (KODE(I).EQ.19) THEN
          DO J=1,NE
            C(I,J)=A(I,J)
          ENDDO
        ELSEIF (KODE(I).EQ.2) THEN
          DO J=1,NE
!
! for rigid right wall comment-uncomment the following 2 lines
!
            C(I,J)=A(I,J) - (AI*K)*B(I,J)
!!            C(I,J)=A(I,J)
          ENDDO
        ELSEIF (KODE(I).EQ.3) THEN
          DO J=1,NE
            C(I,J)=A(I,J) - (SIG**2/GG)*B(I,J)
          ENDDO
        ELSEIF (KODE(I).EQ.4) THEN
          DO J=1,NE
            C(I,J)=A(I,J) - (AI*K)*B(I,J)
          ENDDO
        ELSE
          PRINT*, 'KODE(I) OUT OF RANGE IN AMATMFS', KODE(I)
          ENDDO
        ENDDO
!
! SAVE B.C. VALUES OF FI INTO DFI
!
        DO I=1,NE
          IF (KODE(I).EQ.4) THEN

```

```

        PX=XP(I)
        PY=YP(I)
XC1=XC(I)
YC1=YC(I)
XC3=XC(I+1)
YC3=YC(I+1)
        CALL INCPOT(PY,XC1,YC1,XC3,YC3,AMP,ALAM,TW,D,PHI,DPHI)
        DFI(I)=DPHI-AI*K*PHI
    ENDIF
ENDDO
!
!!    DO I=1,NE
!!        PRINT*, 'I DFI(I) = ', I, DFI(I)
!!    ENDDO
!
    RETURN
    END
!-----
--
    SUBROUTINE INCPOT(PY,XC1,YC1,XC3,YC3,AMP,ALAM,TW,D,PHI,DPHI)
!
    IMPLICIT NONE
!
    DOUBLE PRECISION PY,XC1,YC1,XC3,YC3,AMP,ALAM,TW,D,K
    DOUBLE PRECISION PI,ETAX,ETAY,XJACOB
    DOUBLE COMPLEX AI,U,V,PHI,DPHI
!
! THIS SUBROUTINE COMPUTES THE POTENTIAL AND ITS DERIVATIVE
! ON THE LEFT BOUNDARY T-x
!
    AI=DCMPLX(0.0,1.0)
    PI=4.0*DATAN(DBLE(1.0))
!
    K=2.0*PI/ALAM
    PHI=(-AMP*ALAM/TW)*DCOSH(K*PY)/DSINH(K*D)
    U=(-AMP*ALAM/TW)*DCOSH(K*PY)*AI*K/DSINH(K*D)
    V=(-AMP*ALAM/TW)*K*DSINH(K*PY)/DSINH(K*D)
    CALL UNIT_NORMAL_QUAD(XC1,YC1,XC3,YC3,ETAX,ETAY,XJACOB)
    DPHI=U*ETAX+V*ETAY
!
    RETURN
    END
!-----
--
    SUBROUTINE GAUSS(B,C,N,NX)
    IMPLICIT NONE
    INTEGER N,NX,M,I,J,K,II,JJ,KK
    DOUBLE COMPLEX B(NX,NX),C(NX),PIVOT,TT,TTT,DISC
!!    DOUBLE COMPLEX B(N,N),C(N),PIVOT,TT,TTT,DISC
!
! DO 900 I=1,N
! PRINT*,B(I,I)
! 900 WRITE(IOUT,92)B(I,I)
    M=N+1
    DO 601 I=1,N
601 B(I,M)=C(I)
    DO 602 I=1,N
    PIVOT=B(I,I)
    JJ=I+1

```

```

DO 603 J=JJ,N
TTT=B(J,I)
IF(CDABS(PIVOT).LT.CDABS(TTT)) THEN
PIVOT=B(J,I)
DO 604 K=1,M
TT=B(I,K)
B(I,K)=B(J,K)
B(J,K)=TT
604 CONTINUE
ELSE
ENDIF
603 CONTINUE
DO 605 K=M,I,-1
B(I,K)=B(I,K)/B(I,I)
605 CONTINUE
JJ=I+1
DO 606 J=JJ,N
DO 607 K=M,I,-1
B(J,K)=B(J,K)-B(I,K)*B(J,I)
607 CONTINUE
606 CONTINUE
602 CONTINUE
C(N)=B(N,M)
II=N-1
DO 608 I=II,1,-1
C(I)=B(I,M)
KK=I+1
DO 609 K=N,KK,-1
C(I)=C(I)-B(I,K)*C(K)
609 CONTINUE
608 CONTINUE
DISC=DCMPLX(1.0,1.0)
! DISC=1.0
DO 250 I=1,N
250 DISC=DISC*B(I,I)
! PRINT*, 'DISCRIMINANT=', DISC
92 FORMAT(4X,2E15.8)
300 RETURN
END
!-----
--
SUBROUTINE COMPUTEFIDFI(A,B,FI,DFI,NX,NE)
!
IMPLICIT NONE
!
PROGRAM 21
!
INTEGER NX,NE,I,J
DOUBLE COMPLEX A(NX,NX),B(NX,NX),FI(NX),DFI(NX),ALF(NX),SUMQ,SUMU
!
! CALCULATE DFI(i) = [B(i,j)]*{alf(i)} or or FI(i) =
[A(i,j)]*{alf(i)}
!
DO I=1,NE
ALF(I)=DFI(I)
DFI(I)=0.0
FI(I)=0.0
ENDDO

```



```

!
DO I=1,NE
  SUMQ=0.0
  SUMU=0.0
  DO J=1,NE
    SUMQ=SUMQ+ALF(J)*A(I,J)
    SUMU=SUMU+ALF(J)*B(I,J)
  ENDDO
!
  DFI(I)=SUMQ
  FI(I)=SUMU
ENDDO
!
RETURN
END
!-----
--
SUBROUTINE REFLECTION(XP,YP,XC,YC,FI,NX,D,AMP,ALAM,TW,
$ N11,N12,N13,N14,N15,N16,N17,N18,N19,N2,N3,N4,RF,TR,RT2,EC)
!
  IMPLICIT NONE
!
  INTEGER NX,N11,N12,N13,N14,N15,N16,N17,N18,N19,N2,N3,N4,
$ NSTART,NEND,N1
  INTEGER I
  DOUBLE PRECISION XP(NX),YP(NX),XC(NX+1),YC(NX+1)
  DOUBLE PRECISION PX,PY,XC1,YC1,XC3,YC3
  DOUBLE COMPLEX AI,FI(NX),SUMR,SUMT,RR,TT
  DOUBLE PRECISION D,PI,AMP,ALAM,TW,K,DY,RF,TR,RT2,EC,N0
!
  AI=DCMLX(0.0,1.0)
  PI=4.0*DATAN(DBLE(1.0))
!
  K = 2.0*PI/ALAM
  RF=0.0
  TR=0.0
!
! Calculate the integral in reflection coefficient.
!
  N1=N11+N12+N13+N14+N15+N16+N17+N18+N19
  NSTART=N1+N2+N3+1
  NEND=NSTART+N4-1
  SUMR=0.0
  DO I=NSTART,NEND
    PX=XP(I)
    PY=YP(I)
    XC1=XC(I)
    YC1=YC(I)
    XC3=XC(I+1)
    YC3=YC(I+1)
    DY=DSQRT((XC3-XC1)**2+(YC3-YC1)**2)
    SUMR=SUMR + FI(I)*DCOSH(K*PY)*DY
  ENDDO
!
! Calculate the integral in transmission coefficient.
!
  NSTART=N1+1
  NEND=NSTART+N2-1

```

```

SUMT=0.0
DO I=NSTART,NEND
  PX=XP(I)
  PY=YP(I)
  XC1=XC(I)
  YC1=YC(I)
  XC3=XC(I+1)
  YC3=YC(I+1)
  DY=DSQRT((XC3-XC1)**2+(YC3-YC1)**2)
  SUMT=SUMT + FI(I)* DCOSH(K*PY) *DY
ENDDO
!
! Calculate coefficients of Reflection RF and Transmission TR
!
N0=( 1.0/2.0) * ( (2.0*K*D)/DSINH(2.0*K*D) + 1)
RR=-1.0 + SUMR*( K/( N0*DCOSH(K*D) ) ) * ( -TW/(AMP*ALAM) )
TT=SUMT*( K/( N0*DCOSH(K*D) ) ) * ( -TW/(AMP*ALAM) )
!
RF=DSQRT(DREAL(RR)**2+DIMAG(RR)**2)
PRINT*,'Reflection Coef RF      = ',RF
!
! for rigid right wall uncomment-comment the following 2 lines
!
TR=0.0
TR=DSQRT(DREAL(TT)**2+DIMAG(TT)**2)
PRINT*,'Transmission Coef TR   = ',TR
!
RT2=DABS(RF**2+TR**2)
PRINT*,'SUM (R2+T2) = ',RT2
!
EC=DABS(RF**2+TR**2 - 1)
PRINT*,'Energy Conservation EC = ',EC
!
RETURN
END
!-----

```

Appendice B : Publication Internationale

Performance Evaluation of Bottom-Standing Submerged Breakwaters in Regular Waves Using the Meshless Singular Boundary Method

SENOUCI Fawzi^{1), 3)}, CHIOUKH Nadji^{1), 2), *}, and DRIS Mohammed El-Amine^{1), 3)}

1) Department of Hydraulics, University Djillali Liabes of Sidi Bel-Abbes, Sidi Bel-Abbes 22000, Algeria

2) Laboratory of Naval Aero-Hydrodynamics, USTO MB, Oran 31000, Algeria

3) Laboratory of Civil Engineering and Environment, University Djillali Liabes of Sidi Bel-Abbes, Sidi Bel-Abbes 22000, Algeria

(Received March 29, 2018; revised August 19, 2018; accepted October 23, 2018)

© Ocean University of China, Science Press and Springer-Verlag GmbH Germany 2019

Abstract In this paper, the improved version of the meshless singular boundary method (ISBM) is developed for analyzing the hydrodynamic performance of bottom-standing submerged breakwaters in regular normally incident waves. Both the single and dual prismatic breakwaters of rectangular and trapezoidal forms are examined. Only the impermeable breakwaters are considered in this study. The physical problem is cast in terms of the Laplace equation governing an irrotational flow and incompressible fluid motion with the appropriate mixed-type boundary conditions, and it is solved numerically using the ISBM. The numerical results are presented in terms of the hydrodynamic quantities of reflection and transmission coefficients. The values are first validated against the data of previous studies, computed, and discussed for a variety of structural conditions, including the height, width, and spacing of breakwater submergence. An excellent agreement is observed between the ISBM results and those of other methods. The breakwater width is found to feature marginal effects compared with the height. The present method is shown to accurately predict the resonant conditions at which the maximum reflection and transmission occur. The trapezoidal breakwaters are found to generally present a wide spectrum of reflections, suggesting that they would function better than the rectangular breakwaters. The dual breakwater systems are confirmed to perform much better than single structures.

Key words meshless improved singular boundary method; regular normal waves; rectangular and trapezoidal breakwaters; reflection; transmission

1 Introduction

The submerged breakwaters are popular structures used to safeguard coastal areas in situations where complete protection from waves is unnecessary. These structures reduce the wave energy by reflecting most of the incident waves, hence reducing the wave transmission. The submerged breakwaters can effectively create calmer areas in their leeward side similar to those in harbor entrances and marinas and possess the capability to decrease the sediment transport capacity. At the same time, the fish passage and exchange of waters between the sea and shore sides of submerged breakwaters is incompletely inhibited. If well-designed, the submerged breakwaters can offer potentially cost-effective solutions.

To identify the resonant conditions at which maximum reflections, which are widely known as Bragg resonant reflections, would occur, the wave interactions with submerged breakwaters have been studied both experimen-

tally and theoretically.

Dattatri *et al.* (1978) conducted a comprehensive laboratory investigation to evaluate the performance characteristics of the submerged breakwaters of various types and shapes. They observed that the breakwater crest width and depth of submergence are important parameters that influence the performance of the submerged breakwaters. Abul-Azm (1994) developed an analytical solution based on the eigenfunction expansion method (EFEM) and potential flow linear theory to study the interaction of monochromatic oblique waves and impermeable submerged wide breakwater. The theoretical results were presented to show the effect of different wave and structural parameters on the transmitted and reflected waves and the hydrodynamic loadings on the breakwater. The results of the solution showed good agreement with the corresponding experimental findings and approximate analytical expressions obtained by other investigators. Hsu *et al.* (2002) carried out a series of laboratory experiments to compare the wave reflections from sandbars of rectangular, cosine, and triangular shapes. They showed that the rectangular sandbars generate the highest reflec-

* Corresponding author. E-mail: chioukh.nadji@hotmail.com

tions. Cho *et al.* (2004) carried out a series of experimental tests in a laboratory and separately developed an analytical solution based on the EFEM to investigate the wave reflection from rectangular and trapezoidal impermeable submerged breakwaters. The analytical and experimental results exhibited a good agreement and the trapezoidal shape breakwater was recommended for an overall desirable performance. Twu and Liu (2004) investigated the wave damping characteristics of a periodic array of porous bars using the EFEM. The effect of the porosity was found to further reduce both the reflection and transmission and increase the wave dissipation. Liu *et al.* (2016) recently conducted experimental laboratory tests and independently developed complete analytical linear potential solutions using the multipole expansion method for Bragg reflections of obliquely and normally incident water waves by a series of submerged semi-circular bars lying on the bed. An overall reasonable agreement was observed between the analytical results and the experimental data. Similarly, Zhao *et al.* (2017) developed an analytical solution based on the EFEM for oblique wave scattering by a submerged porous breakwater with a leeside partially reflecting vertical wall.

Numerical methods have also been applied successfully in the study of submerged breakwaters. The most popular domain type methods comprise the finite element method and finite volume method. These methods involve meshing over the domain and special integration over the elements. On the other hand, boundary-type methods employ singular kernels to circumvent the physical domain and therefore only require solution on the domain boundary. These methods include the boundary element method (BEM), and meshless methods, such as the method of fundamental solutions (MFS), regularized meshless method (RMM), and singular boundary method (SBM). The MFS, RMM, and SBM are advantageous as only source nodes are distributed on the domain boundary, contrary to the BEM, which requires meshing using boundary elements. Moreover, in meshless methods (MFS, RMM, and SBM) discretization of the equations governing the physical problem involves only the singular kernels to find simple relations between the boundary nodes, whereas the BEM discretization requires intricate mathematics and difficult numerical integration of the singular kernels over the mesh elements. The MFS is a classical method that has been around for several decades. Fairweather and Karageorghis (1998) provide a comprehensive review of the method. The MFS uses single-layer potentials as its kernel (basis) functions. To avoid the singularity of the kernels when the source and collocation points coincide, the sources are placed on a nonphysical (fictitious) boundary other than the physical one. This condition is a major drawback of the method. To remedy the MFS, Young *et al.* (2005) proposed the RMM. This method uses double-layer potentials as kernel functions and the same physical boundary for both collocation and source points. To remove the hyper-singularities of the kernels upon the coincidence of the collocation and source points, a desingularization process is introduced by using the regulariza-

tion technique of the subtracting and adding-back methods. However, the regularization of the singularities in the double-layer potentials can affect the method accuracy. The SBM is another recent meshless method proposed by Chen and Wang (2010) and Chen and Fu (2010). This method uses single-layer potentials as its kernel functions and the same physical boundary for both collocation and source points. The desingularization of the kernel functions is carried out by introducing the concept of the origin intensity factors. In the traditional SBM, the origin intensity factors are evaluated by an inverse interpolation technique. However, to carry out this technique, the SBM requires a cluster of sample nodes within the physical domain. The solution accuracy may be sensitive to the location of the sample nodes. To overcome the shortcoming of the sample nodes Chen and Gu (2012), Gu *et al.* (2012) and Gu and Chen (2013, 2014) proposed an improved version of the original SBM (ISBM). In this method the desingularization is carried out by the regularization technique of subtracting and adding-back and an improved inverse interpolation technique that requires no sample nodes.

Koley *et al.* (2015b) studied by a suitable combination of the EFEM and BEM oblique-wave scattering and trapping by bottom-standing porous breakwaters on a sloping bed. In another investigation, Koley *et al.* (2015a) studied oblique-wave trapping by bottom-standing and surface-piercing porous structures in front of a vertical rigid wall using the EFEM and separately, the multi-domain BEM. Chen *et al.* (2011) successfully applied the RMM to solve the problem of obliquely incident water waves past a single submerged breakwater with rigid and absorbing boundary conditions. Ouyang *et al.* (2016) developed a numerical solution based on the RMM to study the Bragg reflections for a train of surface water waves from a series of impermeable submerged bottom breakwaters. Chen *et al.* (2014) made the first attempt to test the feasibility of the ISBM to a two-dimensional (2D) problem of obliquely incident water waves past a submerged breakwater. Fu *et al.* (2015) applied the ISBM to various exterior wave problems. The efficiency of the method was confirmed by several numerical tests. Li *et al.* (2016) applied the ISBM to investigate the interaction of obliquely incident water waves past single and dual submerged breakwaters with rigid and absorbing boundary conditions. A dual breakwater system was found to trap more water wave energy than a single breakwater one.

The present paper aims to develop a numerical model based on the ISBM and non-viscous flow theory to analyze numerically the performance of bottom-standing single or dual submerged impermeable breakwaters in regular normally incident waves. The breakwaters are of rectangular and trapezoidal forms. The effects of several parameters relating to the geometry of the breakwaters (submergence height and width) are examined.

2 Formulation of the Problem

In this study, we consider single and dual bottom-

standing submerged impermeable breakwaters of rectangular and trapezoidal shapes as shown in Fig.1. For the sake of generality, the method is developed for a system of dual trapezoidal breakwaters.

Fig.2 shows the idealized geometry of a 2D problem in a Cartesian system (x - y). The regular normal waves of small amplitude a , period T , and wavelength L impinge from the left in water of depth d . Assuming an irrotational flow and incompressible fluid motion, the problem is formulated using a velocity potential $\Phi(x, y, t) = \text{Re}[\phi(x, y)\exp(-i\sigma t)]$, where Re denotes the real part, $\phi(x, y)$ refers to the time-independent spatial velocity potential, $i = \sqrt{-1}$, $\sigma = 2\pi/T$ is the wave angular frequency, and t is the time. The wave number $k = 2\pi/L$ corresponds to the solution of the dispersion relation $gk \tanh(kd) = \sigma^2$, where g is the gravitational acceleration. The wave field is completely specified if the 2D velocity potential ϕ is known.

The breakwaters feature a height h , bottom width w_b , and top width w_t . For rectangular breakwaters, $w_b = w_t = w$. The dual breakwaters are separated by a distance X_s measured from the centers of the breakwaters. The total fluid domain is divided in three regions, as shown in Fig.2. Region I at $(-\infty)$ denotes the region with incoming (inflow) waves, and region III at $(+\infty)$ is where the waves are transmitted (outflow). Region II lies between regions I and III and is delimited by the rigid (impermeable) walls

of the breakwaters (Γ_{b1} , Γ_{b2} , and Γ_{b3} for the front breakwater 1 and Γ_{b4} , Γ_{b5} , and Γ_{b6} for the back breakwater 2), the free surface boundary Γ_f , the seabed boundary Γ_s , and the radiation boundaries Γ^- and Γ^+ of the inflow and outflow regions, respectively. The spatial velocity potential ϕ satisfies the following conditions:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0, \text{ in the fluid region II,} \tag{1}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} - \frac{\sigma^2}{g} \phi = 0, y = d \text{ (free surface boundary } \Gamma_f), \tag{2}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0, y = 0 \text{ (seabed boundary } \Gamma_s), \tag{3}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0, (x, y) \in \Gamma_{b1} + \Gamma_{b2} + \Gamma_{b3} + \Gamma_{b4} + \Gamma_{b5} + \Gamma_{b6}, \tag{4}$$

(breakwaters boundaries Γ_b),

where n is the normal to the boundary pointing out of the flow region and $\Gamma_b = \Gamma_{b1} + \Gamma_{b2} + \Gamma_{b3} + \Gamma_{b4} + \Gamma_{b5} + \Gamma_{b6}$ denotes the total rigid (impermeable) boundaries of the breakwaters.

The radiation conditions at the inflow and outflow regions are respectively expressed as follows:

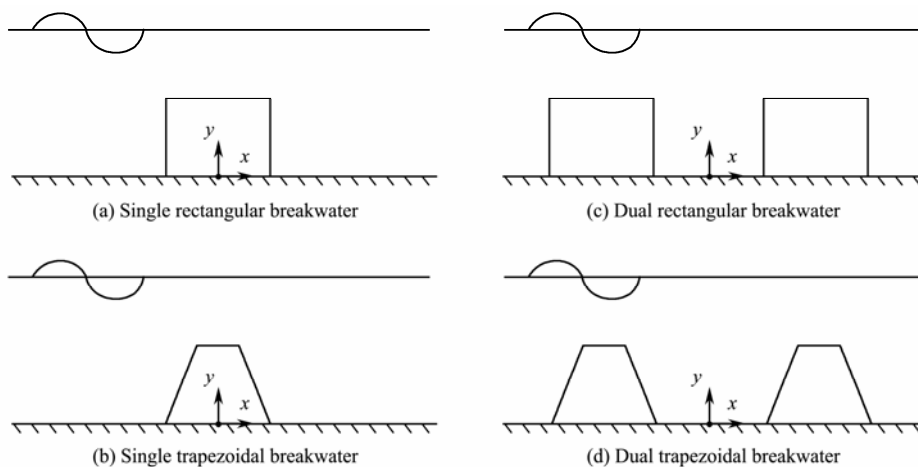


Fig.1 Breakwater systems considered in this study.

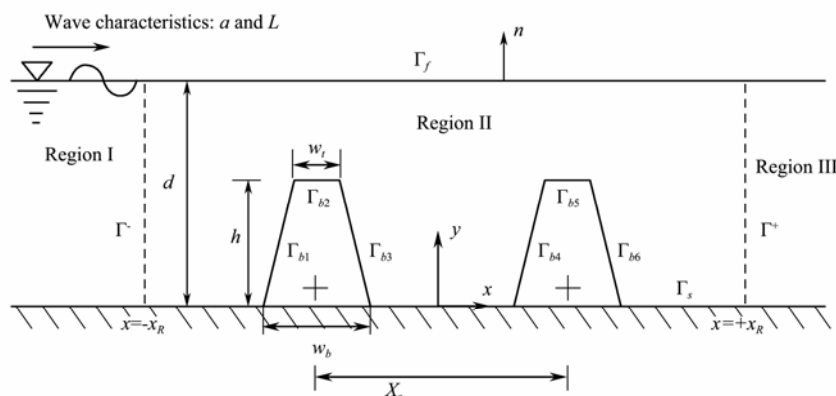


Fig.2 Problem definitions for the breakwater system.

$$\frac{\partial(\phi - \phi_I)}{\partial n} - ik(\phi - \phi_I) = 0 \text{ radiation condition at } x \rightarrow -\infty$$

$$\text{(boundary } \Gamma^-), \quad (5)$$

$$\frac{\partial(\phi)}{\partial n} - ik(\phi) = 0 \text{ radiation condition at } x \rightarrow +\infty,$$

$$\text{(boundary } \Gamma^+), \quad (6)$$

where ϕ_I is the incident velocity potential.

The radiation conditions in the infinite strip problem are treated by transferring the far-field potentials at two fictitious vertical boundaries at finite distances $x = -x_R$ and $x = +x_R$, which represent the left (Γ^-) and right (Γ^+) boundaries, respectively, of the fluid domain. The analytical series at these boundaries are given by the following:

$$\phi^- = \phi_I + A^- \frac{\cosh(ky)}{\sinh(kd)} e^{-ik(x+x_R)} \text{ and } \frac{\partial \phi^-}{\partial n} = -\frac{\partial \phi^-}{\partial x}$$

$$\text{for } x = -x_R \text{ (boundary } \Gamma^-), \quad (7a)$$

$$\phi^+ = A^+ \frac{\cosh(ky)}{\sinh(kd)} e^{ik(x-x_R)} \text{ and } \frac{\partial \phi^+}{\partial n} = \frac{\partial \phi^+}{\partial x}$$

$$\text{for } x = +x_R \text{ (boundary } \Gamma^+), \quad (7b)$$

where A^- and A^+ are unknown complex coefficients to be determined. The disturbances are guaranteed to be outgoing waves only (see for example Chioukh *et al.*, 2017; Bakhti *et al.*, 2017). The incident velocity potential is defined as follows:

$$\phi_I = -\frac{aL \cosh(ky)}{T \sinh(kd)} e^{ik(x+x_R)}. \quad (8)$$

The unique matching conditions at the interfaces Γ^- and Γ^+ of the flow regions ensure the smooth transfer of the mass flow from one region to the next. Once the potentials ϕ^- and ϕ^+ are calculated by satisfying the radiation boundary conditions of Eqs. (5) and (6), they are matched to those of Eqs. (7a) and (7b), respectively; then, the unknown coefficients A^- and A^+ are evaluated following the method of Yueh and Chuang (2012):

$$A^- = -\left(-\frac{aL}{T}\right) + \frac{k}{N_0 \cosh(kd)} \int_0^d \phi^-(-x_R, y) dy, \quad (9a)$$

$$A^+ = \frac{k}{N_0 \cosh(kd)} \int_0^d \phi^+(+x_R, y) dy, \quad (9b)$$

where

$$N_0 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kd}{\sinh(2kd)} \right).$$

The reflection and transmission coefficients (Cr and Ct) are respectively determined from the following expressions (see for example Chioukh *et al.*, 2017; Bakhti *et al.*,

2017):

$$Cr = |A_0^-| \frac{T}{aL} \text{ and } Ct = |A_0^+| \frac{T}{aL}. \quad (10)$$

3 Numerical Solution by the ISBM

For the numerical solution, the total boundary of the whole computational domain is discretized for single and double breakwaters (Fig.3).

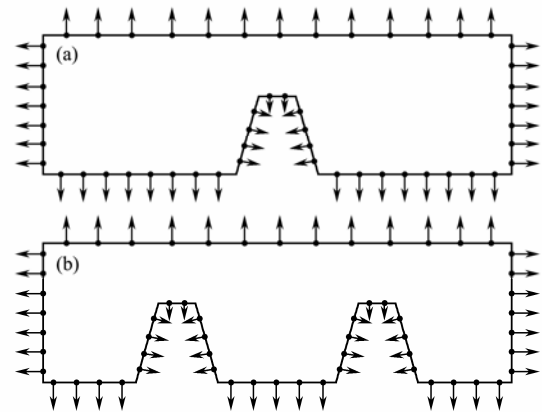


Fig.3 Domain discretization for (a) single and (b) double breakwaters.

In the ISBM, the nodal values of the potentials and their fluxes are expressed as linear combinations of the fundamental solutions and their derivatives (Chen and Gu, 2012; Gu *et al.*, 2012; Gu and Chen, 2013):

$$\phi(x^i) = \sum_{j=1, j \neq i}^N \alpha^j Q(x^i, s^j) + \alpha^i \phi_{ii}, \quad (11)$$

$$q(x^i) = \frac{\partial \phi(x^i)}{\partial n_{x^i}} = \sum_{j=1, j \neq i}^N \alpha^j \frac{\partial Q(x^i, s^j)}{\partial n_{x^i}} + \alpha^i q_{ii}, \quad (12)$$

where α^j is an unknown coefficient to be determined, x^i and s^j are the collocation points (x_i, y_i) and source points (x'_j, y'_j) , respectively, and N is the total number of points. $\phi(x^i)$ refers to the essential boundary condition (Dirichlet), $q(x^i)$ denotes the natural boundary condition (Neumann), and n_{x^i} is the normal at the collocation point x^i . The coefficients ϕ_{ii} and q_{ii} are source intensity factors corresponding to the fundamental solution and its derivative, respectively. $Q(x^i, s^j)$ is the fundamental solution of the 2D Laplace equation. This variable depends only on the Euclidean distance $r_{ij} = |x^i - s^j|$ between the collocation point x^i and source point s^j , *i.e.*,

$$r_{ij} = \sqrt{(x_i - x'_j)^2 + (y_i - y'_j)^2},$$

and is given together with its normal derivative as follows:

$$Q(x^i, s^j) = \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{1}{r_{ij}} \right), \quad (13a)$$

$$\frac{\partial Q(x^i, s^j)}{\partial n_{x^i}} = -\frac{[(nx_{x^i})(x_i - x'_j) + (ny_{x^i})(y_i - y'_j)]}{2\pi(r_{ij})^2}, \quad (13b)$$

where nx_{x^i} and ny_{x^i} are the components of the normal at the collocation point x^i .

The coefficients ϕ_{ii} and q_{ii} are the diagonal elements of the ISBM interpolation matrices. These variables arise when the collocation and source points coincide ($x^i = s^i$). Direct evaluation of these coefficients is unfeasible given the singularities inherent in the fundamental solution and its derivative. In this study, the coefficient ϕ_{ii} is evaluated by the integration of the fundamental solution on the line segments, leading to simple analytical expression, as in the works of Brebbia and Dominguez (1992) and Gu and Chen (2014):

$$\phi_{ii} = \frac{1}{\ell_i} \int_{\Gamma_s} Q(x^i, s) d\Gamma_s = \frac{1}{2\pi} \left[\ln\left(\frac{2}{\ell_i}\right) + 1 \right]. \quad (14)$$

For the coefficient q_{ii} , a simple expression is derived by Gu *et al.* (2012) using the regularization process of subtracting and adding-back to remove singularities:

$$q_{ii} = -\frac{1}{\ell_i} \sum_{j=1, i \neq j}^N \ell_j \frac{\partial Q(x^i, s^j)}{\partial n_{s^j}}, \quad (15)$$

where ℓ_i and ℓ_j represent the half distances between the collocations points (x^{i-1} and x^{i+1}) and the source points (s^{j-1} and s^{j+1}), respectively. n_{s^j} is the normal at the source point s^j .

The boundary conditions given by Eqs. (2)–(6) are satisfied by a linear combination of Eqs. (11) and (12). The discretization process leads to the following system of equations.

For nodes $x^i \in \Gamma_f$ (the free surface boundary),

$$\sum_{j=1, i \neq j}^N \alpha^j \left(\frac{\partial Q(x^i, s^j)}{\partial n_{x^i}} - \frac{\sigma^2}{g} Q(x^i, s^j) \right) + \alpha^i \left(q_{ii} - \frac{\sigma^2}{g} \phi_{ii} \right) = 0. \quad (16)$$

For nodes $x^i \in \Gamma^-$ (the radiation boundary at $x = -x_R$),

$$\sum_{j=1, i \neq j}^N \alpha^j \left(\frac{\partial Q(x^i, s^j)}{\partial n_{x^i}} - i.k.Q(x^i, s^j) \right) + \alpha^i (q_{ii} - ik\phi_{ii}) = \frac{\partial \phi_I(x^i)}{\partial n_{x^i}} - ik\phi_I(x^i). \quad (17)$$

For nodes $x^i \in \Gamma^+$ (the radiation boundary at $x = +x_R$),

$$\sum_{j=1, i \neq j}^N \alpha^j \left(\frac{\partial Q(x^i, s^j)}{\partial n_{x^i}} - ikQ(x^i, s^j) \right) + \alpha^i (q_{ii} - ik\phi_{ii}) = 0. \quad (18)$$

For nodes $x^i \in \Gamma_s$ and Γ_b (seabed and the breakwater boundaries),

$$\sum_{j=1, i \neq j}^N \alpha^j \frac{\partial Q(x^i, s^j)}{\partial n_{x^i}} + \alpha^i q_{ii} = 0. \quad (19)$$

The resulting discretized Eqs. (16)–(19) are written in a more compact matrix form as follows:

$$[H_{ij}]_{N \times N} \{ \alpha^i \}_N = \{ B_i \}_N, \quad i, j = 1, 2, \dots, N, \quad (20)$$

where N specifies the total number of nodes on the whole domain boundaries, e.g., $N = N^f + N^- + N^+ + N^b + N^s$, where N^f , N^- , N^+ , N^b and N^s are the number of nodes on the boundaries Γ_f , Γ^- , Γ^+ , Γ_b , and Γ_s , respectively. The algebraic system of equations expressed by Eq. (20) is solved numerically using a Gaussian elimination algorithm to yield the vector of unknown $\{ \alpha^i \}$. The potential and its derivative at the nodes are then computed using Eqs. (11) and (12).

4 Validation of the Numerical Method

The sensitivity of the numerical results in terms of conservation of energy with respect to the total number of boundary nodes N and the position $x = \pm x_R$ of the vertical fictitious boundaries is tested for single and dual rectangular breakwaters for two values of the relative water depth: $kd=0.5$, and $kd=4$. This process ensures that tests are applicable for small and large values of kd . Energy conservation is expressed as $|1 - (Cr)^2 - (Ct)^2|$ and can be regarded as an error indicator of the numerical solutions. Fig.4(a) displays the results of errors against N for a single breakwater with relative breakwater height $h/d=0.75$ and relative breakwater width $w/d=1$. Fig.4(b) shows the results for the dual breakwaters separated by a distance X_S , with $h/d=0.75$, and $w/d=1$. To plot the results of the errors with respect to the location of the vertical fictitious boundaries, the criteria of Li *et al.* (2016) are followed. Fig.5(a) plots the errors against the quantity $2x_R/w$ for a single breakwater with $N=400$ nodes, whereas Fig.5(b) presents the plot against the quantity $[2x_R - (X_S - w)]/2w$ for dual breakwaters with $N=600$ nodes.

In all the numerical computations to follow and based on the results in Figs.4 and 5, the whole boundary of the computational domain is discretized with 400 source nodes for single breakwaters and 600 source nodes for dual breakwaters. This process would ensure that the computational errors remain small and below 10^{-2} , provided that the vertical boundaries are selected, such that $(2x_R/w_b) \geq 3$, and $[2x_R - (X_S - w_b)]/2w_b \geq 3$ for single and dual breakwaters, respectively. For rectangular breakwaters, w_b is adequately exchanged by w .

To demonstrate the validity of the present method, the numerical results of the ISBM for a number of limiting cases are compared against those of other investigators. The first case examined is a bottom-standing single impermeable rectangular breakwater for $h/d=0.75$, and $w/d=1$. This case was previously studied by Abul-Azm (1994) using the EFEM and Chen *et al.* (2011) using both the BEM and RMM. Fig.6 presents the variations in the coef-

ficients of reflection and transmission (Cr and Ct , respectively) with respect to kd , including those of the present investigation. A high agreement is observed among the

results of all methods. Noticeably, at large values of kd , the results of the ISBM still follow those of the EFEM and BEM, but those of the RMM exhibit fluctuations.

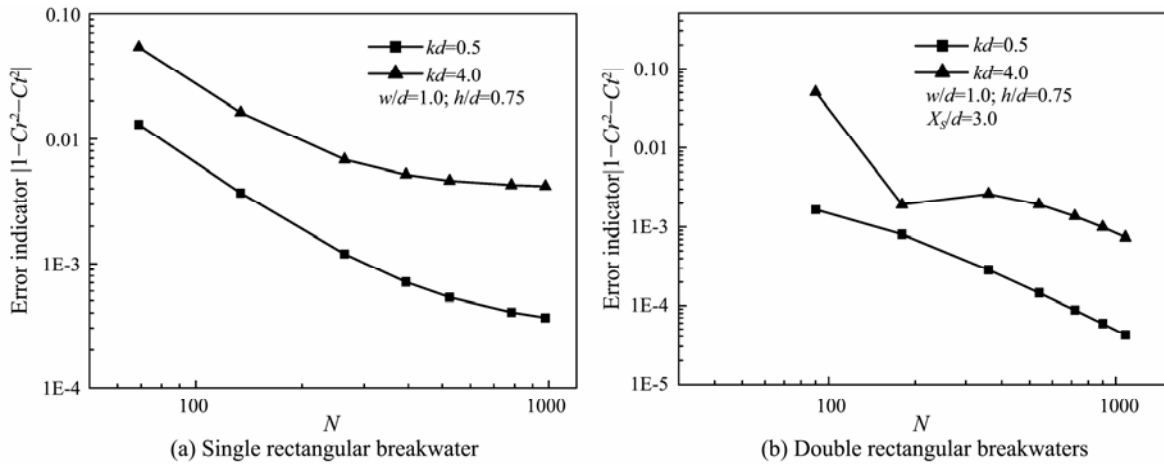


Fig.4 Error indicator versus the number of boundary nodes.

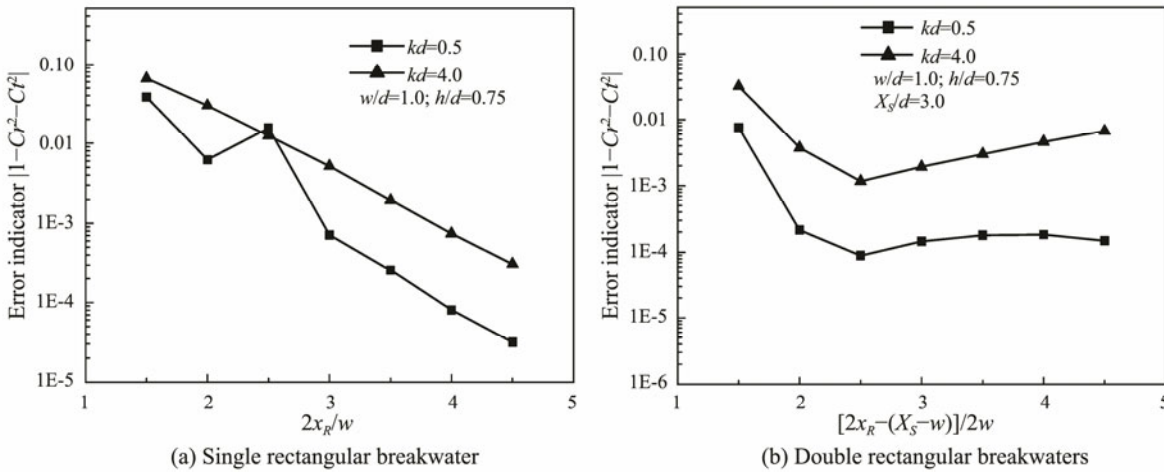


Fig.5 Error indicator versus the location of vertical fictitious boundaries.

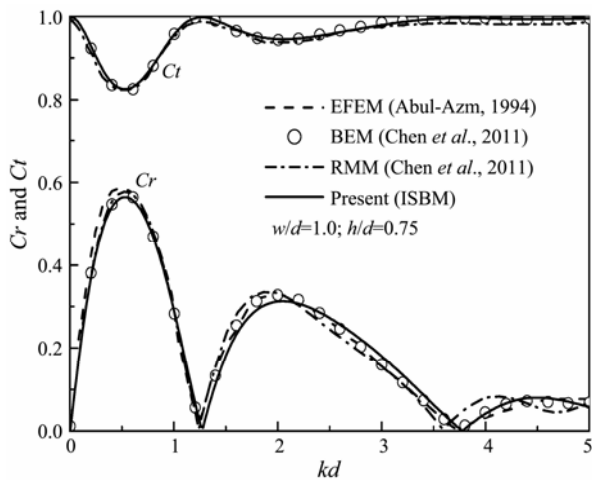


Fig.6 Variations in Cr and Ct versus kd for single rectangular breakwater under different methods.

The second case examined is a structure of bottom-standing dual impermeable rectangular breakwaters, such

that $h/d=0.5$, $w/d=0.5$, and $X_s/d=3$. For the same conditions, the trapezoidal impermeable breakwaters ($w_b/d=0.5$, and $w_t/w_b=0.5$) are also inspected. These cases were previously studied experimentally by Cho *et al.* (2004), who also provided analytical solutions using the EFEM. Similarly, Ouyang *et al.* (2016) carried out numerical tests on the same cases using the RMM. Fig.7 displays the results of the reflection coefficients (Cr), including those of the present study, for rectangular breakwaters; Fig.8 shows those for the trapezoidal breakwaters. In general, the results of all methods are in close agreement.

5 Results and Discussion

Given the large number of parameters on hand, a considerable number of cross-correlations must be investigated. For single breakwaters, the parameters of interest include kd , h/d , and w/d (w_b/d and w_t/w_b for trapezoidal breakwaters), whereas X_s/L is the parameter of interest for dual breakwaters. All these parameters must be cross-

correlated to reveal meaningful conclusions. In this work, only a subset of the data gathered from this study is shown.

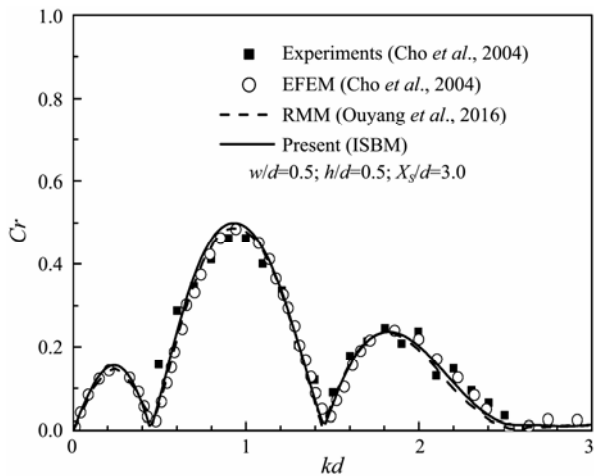


Fig.7 Variation in C_r versus kd for double rectangular breakwaters under different methods.

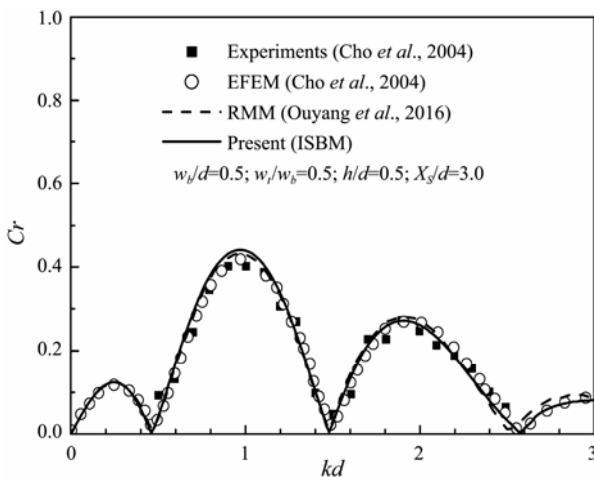
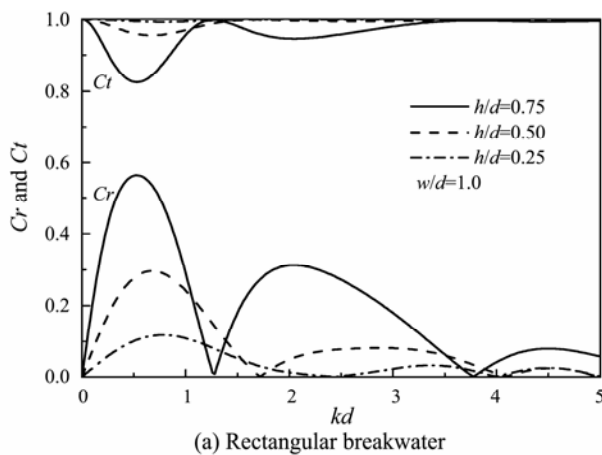


Fig.8 Variation in C_r versus kd for double trapezoidal breakwaters under different methods.

5.1 Single Breakwaters

Fig.9 shows the variations in the values of C_r and C_t



versus the kd for different values of h/d . The results in Fig.9(a) for rectangular breakwater with $w/d=1$ show the occurrence of several peaks for certain values of kd . The larger primary peaks occur at lower values of kd . Increasing the breakwater height increases the reflection and lowers the transmission, indicating that elevated breakwaters provide better shelter. For a trapezoidal breakwater with a base of the same width as the rectangular breakwater ($w_b/d=1$) and top width half of the width of the base ($w_t/w_b=0.5$), the results in Fig.9(b) also show that increasing the height of the breakwater increases the reflection and lowers the transmission. However, although the primary peaks have slightly decreased compared with those of the rectangular breakwater, the spectrum width around these primary peaks have broadened, suggesting that the trapezoidal breakwater is a better alternative than the rectangular breakwater in terms of shoreline protection.

Fig.10 shows the variations in the values of C_r and C_t versus kd for different values of the breakwater width. The results in Fig.10(a) for rectangular breakwater with $h/d=0.75$ show that increasing the breakwater width leads to the appearance of more peaks in C_r and C_t at different values of kd . For a particular width of the breakwater, the magnitudes of these peaks decrease with the increase in kd . By increasing the width, the reflection of the major peaks increases, whereas the transmission decreases. However, the change shows no significance as in the case for increasing breakwater heights. Fig.10(b) shows the same effect for a trapezoidal breakwater with a base of the same width as the rectangular breakwater and top width half of the base width ($w_t/w_b=0.5$). Furthermore, the primary peaks have slightly decreased compared with those of the rectangular breakwater, but the spectrum width has expanded especially for shallow and intermediate waters ($kd < 3.14$). These results indicate the superior wave energy reflected by the trapezoidal breakwater.

5.2 Double Breakwaters

The double breakwaters in this study are considered to be of the same height and width. Fig.11 shows the varia-

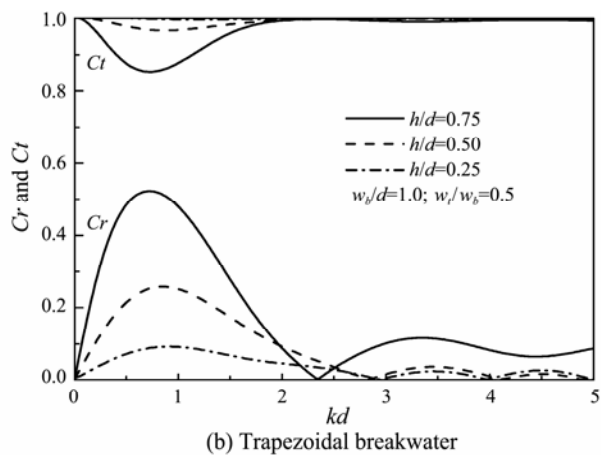


Fig.9 Variations in C_r and C_t versus kd for different values of h/d .

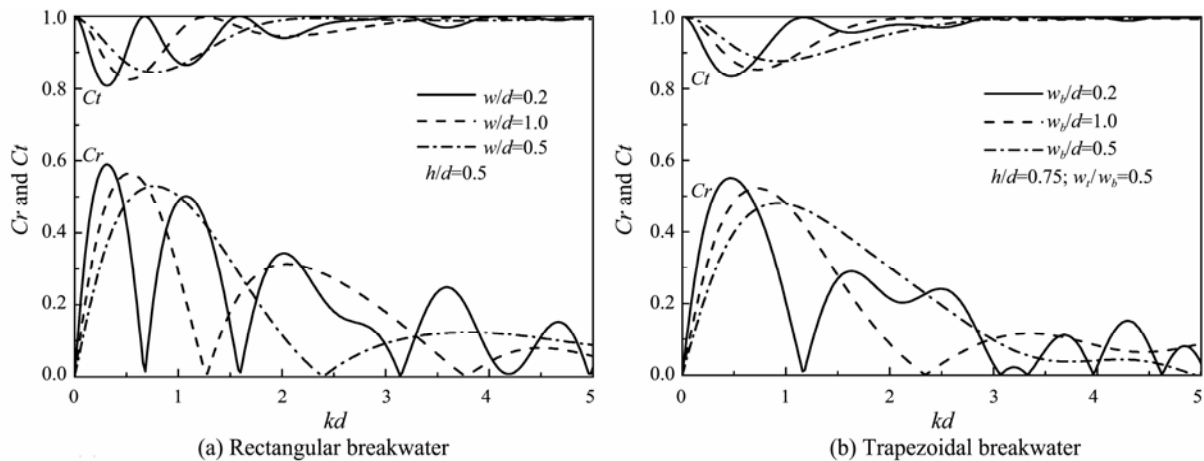


Fig.10 Variations in Cr and Ct versus kd for different values of the breakwater widths.

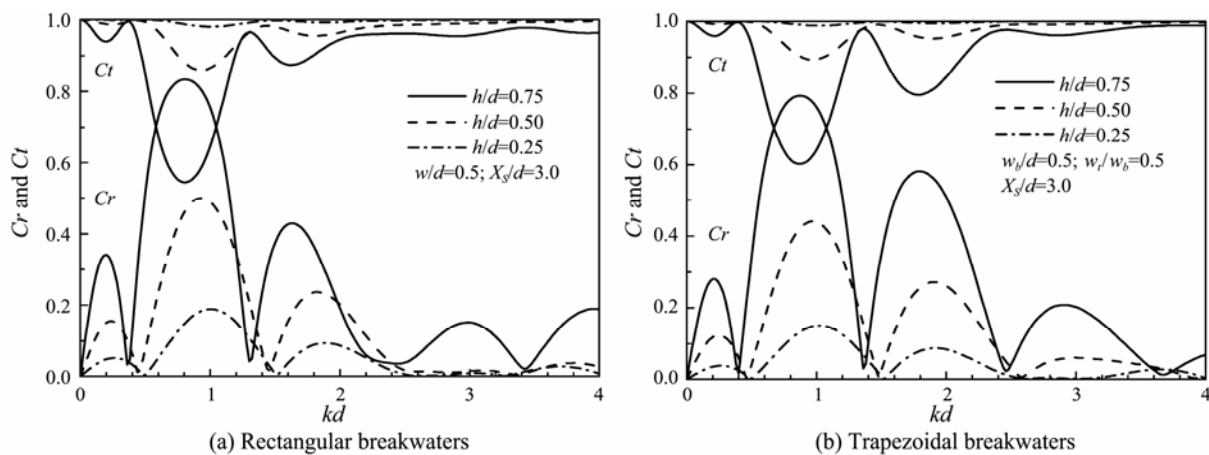


Fig.11 Variations in Cr and Ct versus kd for different values of h/d .

tions in Cr and Ct versus kd for different values of h/d . Fig.11(a) displays the occurrence of several peaks near the integer values of kd for rectangular breakwaters with $w/d=0.5$ and $X_s/d=3$. The larger primary peaks occur at kd around 1. The secondary peaks are a bit distant from a kd of 2. Increasing the breakwater height increases the reflection and lowers the transmission. For trapezoidal breakwaters with a base of the same width as the rectangular breakwaters ($w_b/d=0.5$) and top width half of the width of the base ($w_t/w_b=0.5$), the results in Fig.11(b) show similar trends. However, all peaks occur much closer to the integer values of kd . Although the primary peaks have slightly decreased compared with those of the rectangular breakwater, the secondary and tertiary peaks have increased, leading to the broader width of the spectrum and suggesting the better performance of the trapezoidal breakwater. The overall width of both breakwaters ($2w/d=1$ for rectangular and $2w_b/d=1$ for trapezoidal) is similar to the single breakwater presented in Fig.9. However, a much better performance is observed with using two breakwaters separated by a distance than when using a single breakwater. By using a system of dual breakwaters, the reflections increase, and the transmissions decrease. This result is demonstrated for the trapezoidal breakwaters.

Fig.12 shows the variations in Cr and Ct versus the kd

for different values of the breakwater widths. As shown in Fig.12(a), the results for rectangular breakwaters with $h/d=0.75$ and $X_s/d=3$ indicate that the primary peaks are of nearly similar magnitudes. Hence, they are unremarkably affected by the increase in w/d . The secondary and tertiary peaks are of different magnitudes, but those with a larger w/d are not necessarily the largest. This finding suggests that increasing the width of the breakwater causes no improvement in the performance of the system. Fig.12(b) shows the similar trends observed for trapezoidal breakwaters with a base of the same width as the rectangular breakwaters and $w_t/w_b=0.5$. The spectrum shows no remarkable difference from that of the rectangular breakwaters. Thus, adopting trapezoidal breakwaters is advised, bearing in mind the massive conservation in terms of construction time and costs. Comparing the results in Fig.12 for dual breakwaters and those in Fig.10 for single breakwaters, using two breakwaters separated by a distance performs much better than using a single breakwater due to increased reflections and decreased transmissions.

Fig.13 shows the effect of varying the distance between the breakwaters for different values of h/d . The distance between breakwaters is expressed in terms of twice the relative spacing $2X_s/L$. Fig.13(a) presents the results for the rectangular breakwaters with $w/d=1$ and $kd=1$,

whereas Fig.13(b) depict the findings for the trapezoidal breakwaters with $w_b/d=1$ and $w_t/w_b=0.5$. All the Cr and Ct curves vary periodically with the increasing values of $2X_s/L$. For low breakwaters ($h/d=0.25$), the zero values of Cr and Ct occur at $2X_s/L \approx 0.5+n$ ($n=1, 2, 3, \dots$). On the other hand, the maximum values of Cr (corresponding to the minimum values of Ct) occur at integer values of $2X_s/L$, i.e., $2X_s/L \approx n$ ($n=1, 2, 3, \dots$). This finding is in accordance with those of previous studies, for example, that of Ouyang *et al.* (2016), who observed that when the incident wave length is twice as long as the spacing between the crests of the breakwaters, Bragg resonance occurs, leading to amplification of reflection and subsequent reduction in the transmitted waves. When the height of the breakwaters is increased, reflection raises, and transmission decreases, but the values of $2X_s/L$ at which the optimum and zero values occur reduce. For the trapezoidal breakwaters, similar trends are shown, but the optimums are amplified as they are absent at the same kd values compared with those of the rectangular breakwaters.

Fig.14 shows the variations in Cr and Ct versus $2X_s/L$ for different breakwater widths. Fig.14(a) displays the results for the rectangular breakwaters with $h/d=0.5$ and $kd=1$, whereas Fig.14(b) illustrates the findings for the

trapezoidal breakwaters with a base of the same width as the rectangular breakwaters and $w_t/w_b=0.5$. Again, all the Cr and Ct curves vary in a periodic fashion. The results also confirm that the increase in the breakwater widths causes no remarkable effect on the variations in Cr and Ct .

6 Conclusions

The work carried out in this numerical study has employed the improved version of the original SBM (ISBM) to evaluate the hydrodynamic quantities of reflection and transmission of bottom-standing submerged impermeable breakwaters in regular normally incident waves. Both single and dual prismatic breakwaters of rectangular and trapezoidal forms were examined. The correctness and accuracy of the results of the present method were confirmed by comparison with previously published results of other methods, including the EFEM, BEM, RMM, and experimental data. The effects of major design parameters, including breakwater height, width, and spacing, were investigated for several wave conditions. The results demonstrate that in places where only partial protection from waves is required, submerged breakwaters can be used successfully, as they can substantially attenuate

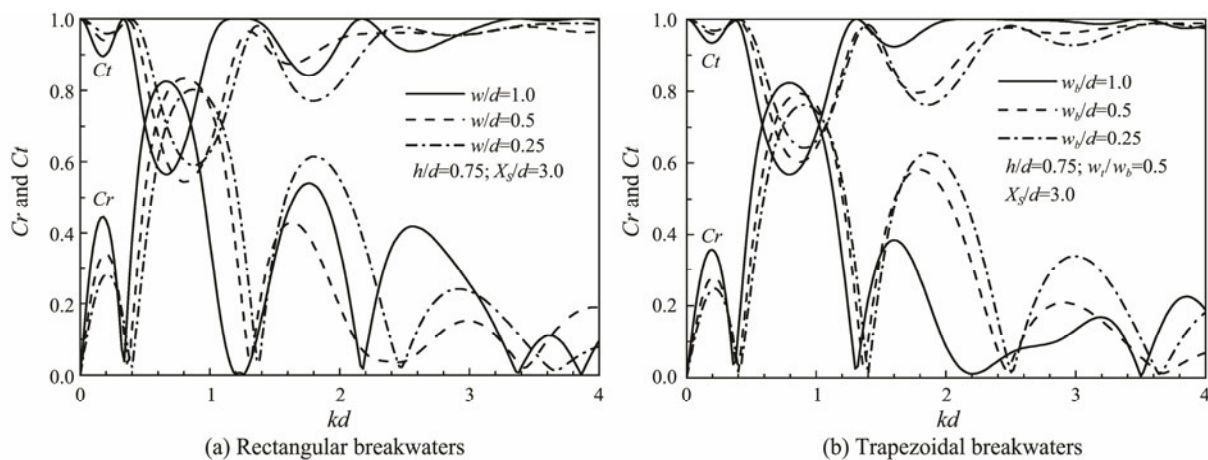


Fig.12 Variations in Cr and Ct versus kd for different values of breakwater widths.

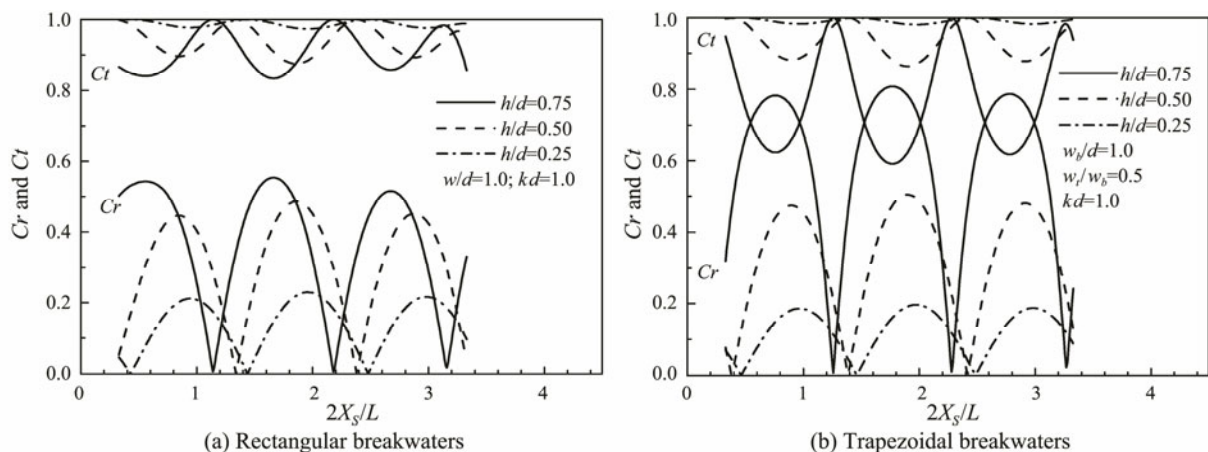


Fig.13 Variations in Cr and Ct versus $2X_s/L$ for different values of h/d .

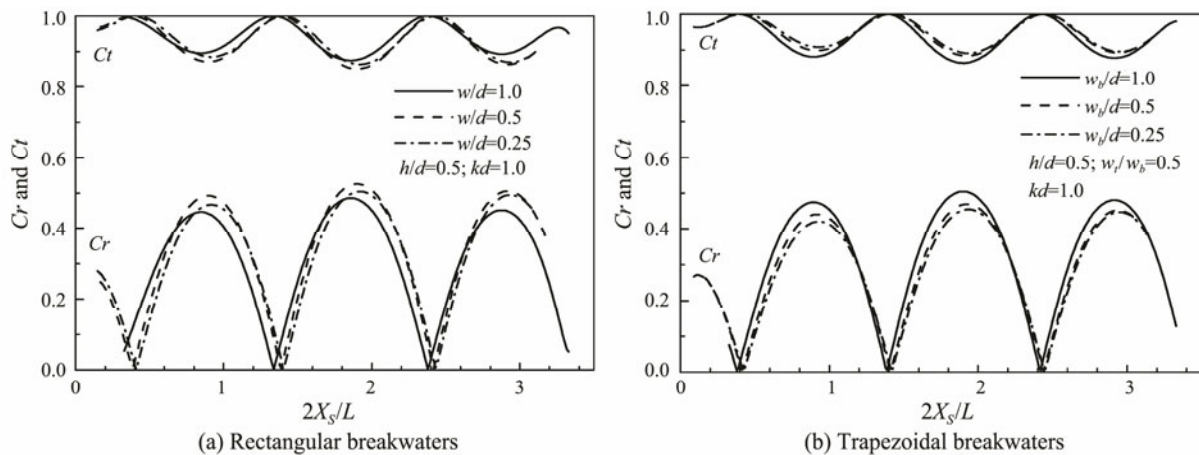


Fig. 14 Variations in C_r and C_t versus $2X_s/L$ for different breakwater widths.

waves. Dual breakwaters were found to perform better than single breakwaters. The resonant reflections and transmissions are amplified with the increase in both the height and width of the breakwaters. Nevertheless, the width was found to feature an extremely limited effect. The reflection and transmission coefficients vary periodically with the spacing relative to the wavelength. Optimum values occur at integer values twice the relative spacing to the wavelength. In the trapezoidal breakwaters, the hydrodynamic quantities exhibit broader spectra than those in the rectangular breakwaters, suggesting the better performance of trapezoidal breakwaters. Therefore, adopting trapezoidal breakwaters is recommended for shoreline protection, bearing in mind the considerable savings in terms of construction time and costs.

Acknowledgements

This study was supported by the Direction Général des Enseignements et de la Formation Supérieure of Algeria under Grant CNEPRU number G0301920140029.

References

- Abul-Azm, A. G., 1994. Diffraction through wide submerged breakwaters under oblique waves. *Ocean Engineering*, **21** (7): 683-706.
- Bakhti, Y., Chioukh, N., Hamoudi, B., and Boukhari, M., 2017. A multi-domain boundary element method to analyze the reflection and transmission of oblique waves from double porous thin walls. *Journal of Marine Science and Application*, **16** (3): 276-285.
- Brebbia, C. A., and Dominguez, J., 1992. *Boundary Elements: An Introductory Course*. 2nd edition. Computational Mechanics Publications, WIT Press, Southampton and Boston, 328pp.
- Chen, K. H., Lu, M. C., and Hsu, H. M., 2011. Regularized meshless method analysis of the problem of obliquely incident water wave. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, **35** (3): 355-362.
- Chen, W., and Fu, Z., 2010. A novel numerical method for infinite domain potential problems. *Chinese Science Bulletin*, **55** (16): 1598-1603.
- Chen, W., and Gu, Y., 2012. An improved formulation of singular boundary method. *Advances in Applied Mathematics and Mechanics*, **4** (5): 543-558.
- Chen, W., and Wang, F. Z., 2010. A method of fundamental solutions without fictitious boundary. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, **34** (5): 530-532.
- Chen, W., Zhang, J. Y., and Fu, Z. J., 2014. Singular boundary method for modified Helmholtz equations. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, **44**: 112-119.
- Chioukh, N., Çevik, E., and Yüksel, Y., 2017. Reflection and transmission of regular waves from/through single and double perforated thin walls. *China Ocean Engineering*, **31** (4): 466-475.
- Cho, Y. S., Lee, J. I., and Kim, Y. T., 2004. Experimental study of strong reflection of regular water waves over submerged breakwaters in tandem. *Ocean Engineering*, **31** (10): 1325-1335.
- Dattatri, J., Raman, H., and Shankar, N. J., 1978. Performance characteristics of submerged breakwaters. In: *Proceedings of the 16th International Conference on Coastal Engineering*. ASCE, Hamburg, Germany, **16**: 2153-2171.
- Fairweather, G., and Karageorghis, A., 1998. The method of fundamental solutions for elliptic boundary value problems. *Advances in Computational Mathematics*, **9**: 69-95.
- Fu, Z. J., Chen, W., Lin, J., and Cheng, A. H. D., 2015. Singular boundary method for various exterior wave applications. *International Journal of Computational Methods*, **12** (2): 1550011.
- Gu, Y., and Chen, W., 2013. Infinite domain potential problems by a new formulation of singular boundary method. *Applied Mathematical Modelling*, **37** (4): 1638-1651.
- Gu, Y., and Chen, W., 2014. Recent advances in singular boundary method for ultra-thin structural problems. *WIT Transactions on Modelling and Simulation, Boundary Elements and Other Mesh Reduction Methods XXXVI*, **56**: 233-243.
- Gu, Y., Chen, W., and Zhang, J. Y., 2012. Investigation on near-boundary solutions by singular boundary method. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, **36** (8): 1173-1182.
- Hsu, T. W., Chang, H. K., and Hsieh, C. M., 2002. Bragg reflection of waves by different shapes of artificial bars. *China Ocean Engineering*, **16** (3): 21-30.
- Koley, S., Behera, H., and Sahoo, T., 2015a. Oblique wave trapping by porous structures near a wall. *Journal of Engineering Mechanics, ASCE*, **141** (3): 04014122.
- Koley, S., Sarkar, A., and Sahoo, T., 2015b. Interaction of gravity waves with bottom-standing submerged structures having perforated outer-layer placed on a sloping bed. *Applied Ocean*

- Research*, **52**: 245-260.
- Li, J., Fu, Z., and Chen, W., 2016. Numerical investigation on the obliquely incident water wave passing through the submerged breakwater by singular boundary method. *Computers and Mathematics with Applications*, **71** (1): 381-390.
- Liu, Y., Li, H., and Zhu, L., 2016. Bragg reflection of water waves by multiple submerged semi-circular breakwaters. *Applied Ocean Research*, **56**: 67-78.
- Ouyang, H. T., Chen, K. H., and Tsai, C. M., 2016. Wave characteristics of Bragg reflections from a train of submerged bottom breakwaters. *Journal of Hydro-Environment Research*, **11**: 91-100.
- Twu, S. W., and Liu, C. C., 2004. Interaction of non-breaking regular waves with a periodic array of artificial porous bars. *Coastal Engineering*, **51** (3): 223-236.
- Young, D. L., Chen, K. H., and Lee, C. W., 2005. Novel meshless method for solving the potential problems with arbitrary domains. *Journal of Computational Physics*, **209** (1): 290-321.
- Yueh, C. Y., and Chuang, S. H., 2012. A boundary element model for a partially piston-type porous wave energy converter in gravity waves. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, **36** (5): 658-664.
- Zhao, Y., Li, H. J., and Liu, Y., 2017. Oblique wave scattering by a submerged porous breakwater with a partially reflecting sidewall. *Journal of Marine Science and Technology*, **25** (4): 383-392.

(Edited by Xie Jun)

