

UNIVERSITE DE TOULON ET DU VAR

**Institut des Sciences de l'Ingénieur
de Toulon et du Var**

Les brise-lames

par

Jean BOUGIS

Janvier 2018

Sommaire

1. Introduction	3
2. Notion de brise-lames	4
3. Critères d'efficacité des brise-lames	5
4. Efforts moyens subis par un brise-lames	8
4.1. Expression du théorème de la quantité de mouvement	
4.2. Expression générale du torseur des efforts moyens	
4.3. Brise-lames bidimensionnels en incidence quelconque	
5. Digos et brise-lames fixes	19
5.1. Concepts et classification	
5.2. Les digues et jetées	
5.2.1. Les digues et jetées non franchissables	
5.2.2. Les digues et jetées franchissables	
5.3. Les brise-lames discontinus	
5.4. Les caissons à murs perforés	
5.5. Les nouveaux concepts de digues partielles	
5.5.1. Le mur d'eau oscillant	
5.5.2. Le mur d'eau fixe	
5.5.3. La digue partielle Bouygues Offshore	
5.6. Conclusions	
6. Brise-lames flottants	36
6.1. Généralités sur les brise-lames flottants	
6.1.1. Un peu d'histoire	
6.1.2. Domaines d'utilisation	
6.1.3. Eléments caractéristiques des brise-lames flottants	
6.1.4. Classification des différents systèmes	
6.2. Les systèmes réflecteurs	
6.2.1. Les pontons	
6.2.2. Les autres systèmes réflecteurs	
6.3. Les systèmes dissipateurs d'énergie	
6.3.1. Les assemblages de pneus	
6.3.2. Les autres systèmes dissipateurs d'énergie	
6.4. Les systèmes dynamiques	
6.5. Conclusions	
7. Les brise-lames hydrauliques et pneumatiques	58
8. Références bibliographiques	60

1. Introduction

L'actuelle quasi-saturation du littoral français en ports de plaisance ainsi que les dispositions législatives et réglementaires pour la protection de l'environnement qui sont toujours plus restrictives, conduisent à interdire la construction de nouveaux ports protégés par des digues en enrochements irréversibles. Cela impose une modification des axes de développement des nouvelles installations nécessaires pour satisfaire la demande des plaisanciers (4000 demandes de place en liste d'attente en Méditerranée, 2000 en Bretagne ...).

Dans ces conditions, trois familles de solutions se présentent pour le développement du tourisme nautique :

- la réaffectation de bassins de commerce ou de pêche à la plaisance,
- l'agrandissement de ports existants vers l'extérieur,
- l'installation de zones d'accueil estivales à l'extérieur des ports dans des zones plus ou moins exposées du littoral.

Elles sont complétées par le développement concomitant du stockage hivernal à terre dans des ports à sec.

Ces nouveaux abris ont une tendance naturelle à être de plus en plus exposés aux houles et aux clapots. Leur protection doit donc être complétée ou assurée par des moyens légers et réversibles.

Pour protéger des zones exposées à des ondes très courtes, au batillage de petits navires ou à des clapots, la mise en œuvre de pontons brise-clapots ou pontons lourds présente une solution attractive. Elle permet, en effet, également d'assurer une fonction d'accostage et d'accueil.

Pour protéger des zones exposées à des ondes plus longues, la mise en œuvre de procédés brise-lames plus sophistiqués s'impose.

La conception des brise-lames pose de nombreux problèmes tels que :

- l'efficacité hydrodynamique du brise-lames et de son ancrage,
- la tenue des fondations, des ancrages ou des attaches sur pieux,
- la résistance mécanique de la structure du brise-lames,
- la résistance à la fatigue des différents organes (corps du brise-lames, liaisons entre éléments, colliers, attaches, ...).

2. Notion de brise-lames

L'objectif principal d'un brise-lames est de protéger une zone côtière (une portion de la côte, un port, un mouillage forain,...) de l'agitation excessive du plan d'eau sur lequel il est situé.

Les brise-lames peuvent être globalement classés en fonction de trois familles de critères.

D'abord en fonction de leur nature mécanique :

- les ouvrages fixes qui s'appuient sur le sol marin (digues et jetées à parois verticales ou à talus, digues discontinues, murs perforés, ...),
- les ouvrages mobiles flottants ou immergés.

Ensuite selon leur principal mode d'action :

- les systèmes réflecteurs,
- les systèmes dissipateurs d'énergie,
- les systèmes dynamiques.

Cette classification présente une part d'arbitraire puisque la plupart des dispositifs fonctionnent partiellement selon plusieurs principes d'action.

Enfin selon leur histoire industrielle :

- les procédés classiques, utilisés depuis de nombreuses années,
- les procédés issus de concepts innovants développés plus récemment et qui font, pour la majorité d'entre eux, l'objet d'une protection industrielle.

3. Critères d'efficacité des brise-lames

Pour pouvoir comparer les performances des différents concepts de brise-lames, il est nécessaire de quantifier leur capacité à s'opposer au passage de la houle. Pour cela, il est d'usage de définir deux coefficients de transmission et deux coefficients de réflexion issus de l'analyse bidimensionnelle.

A l'infini amont, du côté d'où vient la houle incidente, la perturbation de la surface libre résulte de la superposition de l'onde incidente et de l'onde réfléchie par le brise-lames. En désignant par h^- la profondeur d'eau à l'amont, la dénivelée de cette houle s'écrit au premier ordre :

$$(3.1) \quad \eta^-(M;t) = \frac{H_I}{2} \exp \left(i(k^-x - \omega t) \right) + \frac{H_R}{2} \exp \left(i(k^-x + \omega t + \psi_R) \right)$$

le nombre d'onde k^- vérifiant la relation de dispersion amont :

$$(3.2) \quad k^- \operatorname{th} k^- h^- = k_\infty$$

expression dans laquelle k_∞ est le nombre d'onde en profondeur illimitée :

$$(3.3) \quad k_\infty = \frac{\omega^2}{g}$$

A l'infini aval, du côté vers lequel se dirige la houle incidente, la houle résulte seulement de l'onde transmise. En désignant par h^+ la profondeur d'eau à l'aval, la dénivelée de cette houle s'écrit au premier ordre :

$$(3.4) \quad \eta^+(M;t) = \frac{H_T}{2} \exp \left(i(k^+x - \omega t + \psi_T) \right)$$

le nombre d'onde k^+ vérifiant la relation de dispersion aval :

$$(3.5) \quad k^+ \operatorname{th} k^+ h^+ = k_\infty$$

Dans ces conditions, et compte tenu que l'énergie totale véhiculée par la houle est proportionnelle au carré de sa hauteur, les coefficients de transmission et de réflexion sont les suivants :

➤ **Un coefficient de transmission d'amplitude** du système, noté C_T , qui est le quotient de la hauteur H_T de la houle transmise par la hauteur H_I de la houle incidente :

$$(3.6) \quad C_T = \frac{H_T}{H_I}$$

- **Un coefficient de réflexion d'amplitude** du système, noté C_R , qui est le quotient de la hauteur H_R de la houle réfléchie par la hauteur H_I de la houle incidente :

$$(3.7) \quad C_R = \frac{H_R}{H_I}$$

- **Un coefficient de transmission d'énergie** du système, noté C'_T , qui est le quotient du carré de la hauteur H_T de la houle transmise par le carré de la hauteur H_I de la houle incidente :

$$(3.8) \quad C'_T = \frac{H_T^2}{H_I^2}$$

- **Un coefficient de réflexion d'énergie** du système, noté C'_R , qui est le quotient du carré de la hauteur H_R de la houle réfléchie par le carré de la hauteur H_I de la houle incidente :

$$(3.9) \quad C'_R = \frac{H_R^2}{H_I^2}$$

Naturellement, en l'absence de dissipation visqueuse ou turbulente d'une partie de l'énergie, la conservation de l'énergie impose que la somme des coefficients C'_T et C'_R soit égale à l'unité ou encore :

$$(3.10) \quad H_I^2 = H_T^2 + H_R^2$$

Par contre, lorsqu'il y a dissipation visqueuse ou turbulente d'une partie de l'énergie, la conservation de l'énergie impose que la somme des coefficients C'_T et C'_R soit inférieure à l'unité ou encore :

$$(3.11) \quad H_I^2 = H_T^2 + H_R^2 + H_D^2$$

expression dans laquelle H_D désigne la hauteur de la houle de même période que l'onde incidente et qui véhiculerait une énergie égale à l'énergie dissipée.

Ces définitions appellent trois observations qui montrent que leur utilisation dans le cas d'effets tridimensionnels importants devient délicate :

- Lorsque la houle incidente attaque obliquement le brise-lames, ces différents coefficients dépendent de l'angle d'incidence β .
- Lorsque les effets du brise-lames induisent une houle dont les caractéristiques sont tridimensionnelles, ces différents coefficients dépendent de l'angle d'incidence β et du point M considéré.
- Lorsque de plus les brise-lames sont implantés sur un site dont la bathymétrie et le trait de côte engendrent un phénomène d'agitation confuse et/ou des résonances de bassin, ces coefficients qui gardent leur intérêt théorique, ne suffisent plus à définir la houle résiduelle, il est

alors nécessaire d'effectuer des analyses d'agitation comparatives avec et sans atténuateurs.

Sur houle irrégulière, en supposant l'absence d'interaction entre ses composantes fréquentielles de la houle incidente et en supposant que l'action du brise-lames n'en introduit pas non plus, les spectres d'énergie de la houle transmise, de la houle réfléchie et de la houle dissipée s'écrivent respectivement en fonction du spectre de la houle incidente :

$$(3.12.1) \quad \phi_{\eta_T \eta_T}(\omega) = C_T^2 \phi_{\eta_i \eta_i}(\omega)$$

$$(3.12.2) \quad \phi_{\eta_R \eta_R}(\omega) = C_R^2 \phi_{\eta_i \eta_i}(\omega)$$

$$(3.12.3) \quad \phi_{\eta_D \eta_D}(\omega) = C_D^2 \phi_{\eta_i \eta_i}(\omega)$$

4. Efforts moyens subis par un brise-lames

4.1. Expression du théorème de la quantité de mouvement

Soit D un domaine fluide isovolume de masse volumique ρ . Soit $\Sigma(t)$ une surface fermée, qui se déforme en fonction du temps à la vitesse $\mathbf{U}(M;t)$, de manière indépendante de l'écoulement fluide. La surface $\Sigma(t)$ est incluse dans D . Elle supposée être suffisamment régulière pour posséder presque partout et à chaque instant, une normale extérieure notée $\mathbf{n}(M;t)$.

La quantité de mouvement $\mathbf{Q}(t)$ du fluide contenu, à l'instant t , dans le domaine fluide $\Omega(t)$ inclus dans $\Sigma(t)$ s'écrit :

$$(4.1) \quad \mathbf{Q}(t) = \iiint_{\Omega(t)} \rho \mathbf{V}(M;t) d\Omega$$

En vertu du théorème de Leibniz concernant la dérivation sous le signe somme avec un domaine d'intégration dépendant de la variable de dérivation, la dérivée temporelle de cette quantité de mouvement s'écrit, en chaque instant :

$$(4.2) \quad \frac{d\mathbf{Q}(t)}{dt} = \rho \iiint_{\Omega(t)} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{V}(M;t) d\Omega + \rho \iint_{\Sigma(t)} \mathbf{U}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t) \mathbf{Y}(M;t) d\Sigma$$

Dans le cas où la surface $\Sigma(t)$ englobe un ensemble invariable de particules fluides, les vitesses normales $\mathbf{V}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t)$ et $\mathbf{U}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t)$ sont identiques et l'expression (4.2) s'identifie alors à l'intégrale sur $\Omega(t)$ du produit de la masse volumique par la dérivée particulaire de la vitesse.

La substitution dans l'intégrale de volume, de l'expression de l'intégrand issue de l'équation d'Euler :

$$(4.3) \quad \frac{d}{dt} \mathbf{V}(M;t) = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{V}(M;t) + \mathbf{U}(M;t) \cdot \nabla \mathbf{V}(M;t) = -\frac{1}{\rho} \nabla p(M;t) - g \mathbf{k}$$

conduit à la formulation (4.4) de la quantité de mouvement :

$$(4.4) \quad \begin{aligned} \frac{d\mathbf{Q}(t)}{dt} = & - \iiint_{\Omega(t)} \nabla p(M;t) d\Omega - \rho g \iiint_{\Omega(t)} \nabla z(M;t) d\Omega \\ & - \rho \iiint_{\Omega(t)} \mathbf{U}(M;t) \cdot \nabla \mathbf{V}(M;t) d\Omega + \rho \iint_{\Sigma(t)} \mathbf{U}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t) \mathbf{V}(M;t) d\Sigma \end{aligned}$$

L'application de la formule du gradient aux deux premières intégrales volumiques permet ensuite de les transformer en intégrales surfaciques :

$$(4.5) \quad \begin{aligned} - \iiint_{\Omega(t)} \nabla p(M;t) d\Omega &= - \iint_{\Sigma(t)} p(M;t) \mathbf{n}(M;t) d\Sigma \\ - \rho g \iiint_{\Omega(t)} \nabla z(M;t) d\Omega &= - \rho g \iint_{\Sigma(t)} z \mathbf{n}(M;t) d\Sigma \end{aligned}$$

De même, en utilisant l'équation de continuité, la troisième intégrale volumique se transforme en intégrale de surface d'une manière similaire à celle qui permet d'obtenir la formule de Durant :

$$(4.6) \quad \iiint_{\Omega(t)} \rho(M;t) \nabla \cdot \vec{Y}(M;t) d\Omega = \iiint_{\Omega(t)} \rho(M;t) \nabla \cdot \vec{Y}(M;t) + \mathbf{V}(M;t) \cdot \nabla \rho(M;t) d\Omega \\ = \iint_{\Sigma(t)} \rho(M;t) \mathbf{n}(M;t) \cdot \vec{Y}(M;t) d\Sigma$$

Ainsi, la variation, au cours du temps, de la quantité de mouvement d'un fluide isovolume s'écrit sous la forme générale suivante :

$$(4.7) \quad \frac{d\mathbf{Q}(t)}{dt} = - \iint_{\Sigma(t)} \rho(M;t) + \rho g z \vec{\mathbf{n}}(M;t) d\Sigma \\ + \rho \iint_{\Sigma(t)} \rho \mathbf{U}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t) - \mathbf{V}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t) \vec{Y}(M;t) d\Sigma$$

Elle est égale à la somme des forces extérieures $\mathbf{F}(M;t)$ qui sont appliquées, à chaque instant, au fluide situé à l'intérieur de la surface déformable $\Sigma(t)$. A noter que dans le cas où la surface $\Sigma(t)$ englobe un ensemble invariable de particules fluides, la seconde intégrale est nulle et les efforts extérieurs s'identifient à l'intégrale sur $\Sigma(t)$ des efforts surfaciques de pression et à celle sur $\Omega(t)$ des efforts volumiques de gravité.

Un raisonnement entièrement analogue conduit au résultat suivant pour le moment cinétique :

$$(4.8) \quad \frac{d\mathbf{W}(t)}{dt} = - \iint_{\Sigma(t)} \rho(M;t) + \rho g z \vec{\mathbf{OM}} \wedge \mathbf{n}(M;t) d\Sigma \\ + \rho \iint_{\Sigma(t)} \rho \mathbf{U}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t) - \mathbf{V}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t) \vec{\mathbf{OM}} \wedge \mathbf{V}(M;t) d\Sigma$$

4.2. Expression du tenseur des efforts instantanés

4.2.1. Expressions générale du tenseur

Considérons la surface $\Sigma(t)$ composée :

- De la carène $C(t)$ du brise-lames de volume W , sur laquelle la composante normale de la vitesse $\mathbf{V}(M;t)$ du fluide est égale à la composante normale de la vitesse $\mathbf{U}(M;t)$ de la surface $\Sigma(t)$.
- De la surface libre $SL(t)$, sur laquelle la composante normale de la vitesse $\mathbf{V}(M;t)$ du fluide est égale à la composante normale de la vitesse $\mathbf{U}(M;t)$ de la surface $\Sigma(t)$ et sur laquelle la pression est nulle par définition.
- Du fond F immobile sur lequel la vitesse normale du fluide est nulle.
- D'une surface cylindrique, notée $\Sigma_\infty(t)$, de courbe génératrice Γ_∞ indépendante du temps, incluse dans un plan horizontal et de directrices verticales.

L'effort qui s'exerce sur la carène est égal à l'intégrale sur $C(t)$ de la pression. Il s'écrit donc en vertu de la relation (4.7) :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{F}_C(t) &= + \iint_{C(t)} p(M;t) \mathbf{n}(M;t) d\Sigma \\
 &= - \frac{d\mathbf{Q}(t)}{dt} - \iint_{S_L(t)} \rho g z \mathbf{n}(M;t) d\Sigma - \iint_{C(t)} \rho g z \mathbf{n}(M;t) d\Sigma \\
 (4.9) \quad &- \iint_{\mathbb{F}} \mathbf{\Phi}(M;t) + \rho g z \mathbf{\tilde{n}}(M;t) d\Sigma - \iint_{\Sigma_\infty(t)} \mathbf{\Phi}(M;t) + \rho g z \mathbf{\tilde{n}}(M;t) d\Sigma \\
 &- \rho \iint_{\Sigma_\infty(t)} \mathbf{\Phi}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t) \mathbf{\tilde{Y}}(M;t) d\Sigma
 \end{aligned}$$

Et le moment s'écrit de même à partir de l'expression (4.8) :

$$\begin{aligned}
 \mathbf{M}_C(t) &= + \iint_{C(t)} p(M;t) \mathbf{OM} \wedge \mathbf{n}(M;t) \mathbf{\tilde{d}}\Sigma \\
 &= - \frac{d\mathbf{W}(t)}{dt} - \iint_{S_L(t)} \rho g z \mathbf{OM} \wedge \mathbf{n}(M;t) \mathbf{\tilde{d}}\Sigma - \iint_{C(t)} \rho g z \mathbf{OM} \wedge \mathbf{n}(M;t) \mathbf{\tilde{d}}\Sigma \\
 (4.10) \quad &- \iint_{\mathbb{F}} \mathbf{\Phi}(M;t) + \rho g z \mathbf{\tilde{OM}} \wedge \mathbf{n}(M;t) \mathbf{\tilde{d}}\Sigma \\
 &- \iint_{\Sigma_\infty(t)} \mathbf{\Phi}(M;t) + \rho g z \mathbf{\tilde{OM}} \wedge \mathbf{n}(M;t) \mathbf{\tilde{d}}\Sigma \\
 &- \rho \iint_{\Sigma_\infty(t)} \mathbf{\Phi}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t) \mathbf{\tilde{OM}} \wedge \mathbf{V}(M;t) \mathbf{\tilde{d}}\Sigma
 \end{aligned}$$

soit encore, en rassemblant les termes hydrostatiques, et en désignant par $A(t)$ le centre de gravité instantané du domaine fluide $\Omega(t)$:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{F}_C(t) &= - \frac{d\mathbf{Q}(t)}{dt} - \rho g \Omega(t) \mathbf{k} - \iint_{\mathbb{F}} p(M;t) \mathbf{n}(M;t) d\Sigma \\
 (4.11) \quad &- \iint_{\Sigma_\infty(t)} p(M;t) \mathbf{n}(M;t) d\Sigma - \rho \iint_{\Sigma_\infty(t)} \mathbf{\Phi}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t) \mathbf{\tilde{Y}}(M;t) d\Sigma
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \mathbf{M}_C(t) &= - \frac{d\mathbf{W}(t)}{dt} - \rho g \Omega(t) \mathbf{OA}(t) \wedge \mathbf{k} \\
 (4.12) \quad &- \iint_{\mathbb{F}} p(M;t) \mathbf{OM} \wedge \mathbf{n}(M;t) \mathbf{\tilde{d}}\Sigma - \iint_{\Sigma_\infty(t)} p(M;t) \mathbf{OM} \wedge \mathbf{n}(M;t) \mathbf{\tilde{d}}\Sigma \\
 &- \rho \iint_{\Sigma_\infty(t)} \mathbf{\Phi}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t) \mathbf{\tilde{OM}} \wedge \mathbf{V}(M;t) \mathbf{\tilde{d}}\Sigma
 \end{aligned}$$

Dans ces conditions, les composantes de la résultante de l'effort ont pour expressions générales :

$$(4.13) \quad F_{xC}(t) = - \frac{dQ_x(t)}{dt} - \iint_{\Sigma_\infty(t)} p(M;t) n_x(M;t) d\Sigma - \rho \iint_{\Sigma_\infty(t)} \mathbf{\Phi}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t) \tilde{Y}_x(M;t) d\Sigma$$

$$(4.14) \quad F_{yC}(t) = - \frac{dQ_y(t)}{dt} - \iint_{\Sigma_\infty(t)} p(M;t) n_y(M;t) d\Sigma - \rho \iint_{\Sigma_\infty(t)} \mathbf{\Phi}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t) \tilde{Y}_y(M;t) d\Sigma$$

$$(4.15) F_{zC}(t) = -\frac{dQ_z(t)}{dt} - \rho g \Omega(t) + \iint_F p(M;t) d\Sigma - \rho \iint_{\Sigma_\infty(t)} \mathbf{v}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t) \bar{y}_z(M;t) d\Sigma$$

Et les composantes du moment s'écrivent :

$$(4.16) M_{xC}(t) = -\frac{dW_x(t)}{dt} - \rho g \Omega(t) y_A(t) + \iint_F p(M;t) y d\Sigma + \iint_{\Sigma_\infty(t)} p(M;t) z n_y(M;t) d\Sigma - \rho \iint_{\Sigma_\infty(t)} \mathbf{v}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t) \mathcal{M}(V_z(M;t) - zV_y(M;t)) d\Sigma$$

$$(4.17) M_{yC}(t) = -\frac{dW_y(t)}{dt} + \rho g \Omega(t) x_A(t) - \iint_F p(M;t) x d\Sigma - \iint_{\Sigma_\infty(t)} p(M;t) z n_x(M;t) d\Sigma - \rho \iint_{\Sigma_\infty(t)} \mathbf{v}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t) \mathcal{M}(V_x(M;t) - xV_z(M;t)) d\Sigma$$

$$(4.18) M_{zC}(t) = -\frac{dW_z(t)}{dt} - \iint_{\Sigma_\infty(t)} p(M;t) (n_y(M;t) - y n_x(M;t)) d\Sigma - \rho \iint_{\Sigma_\infty(t)} \mathbf{v}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t) \mathcal{M}(V_y(M;t) - yV_x(M;t)) d\Sigma$$

Il apparaît donc que la forme générale des composantes horizontales de la résultante et de la composante verticale du moment (efforts dans le plan horizontal) ne font intervenir que des intégrales dont le support est la surface de contrôle $\Sigma_\infty(t)$. Par contre, la composante verticale de l'effort et les composantes horizontales du moment conservent une intégrale dont le support est le fond F.

4.2.2. Expressions du torseur pour un écoulement à potentiel des vitesses

Dans le cas d'un fluide isovolume siège d'écoulements irrotationnels, la pression peut être exprimée au moyen de la formule de Bernoulli-Lagrange :

$$(4.19) \rho \frac{\partial}{\partial t} \phi(M;t) + \frac{1}{2} \rho \mathbf{V}^2(M;t) + p(M;t) + \rho g z = F(t)$$

En choisissant comme référence la pression atmosphérique (pression à la surface libre quand le fluide est au repos), la constante de Lagrange est égale à zéro.

Compte tenu que le support de l'intégrale est indépendant du temps, il en résulte que l'intégrale de la pression sur le fond peut se transformer pour donner :

$$(4.20) \iint_F p(M;t) d\Sigma = -\rho g \iint_F z(M;t) d\Sigma - \rho \frac{\partial}{\partial t} \iint_F \phi(M;t) d\Sigma - \frac{1}{2} \rho \iint_F V^2(M;t) d\Sigma$$

Ce qui peut encore s'écrire :

$$(4.21) \quad \iint_{\mathbb{F}} p(M;t) d\Sigma = +\rho g h_F - \rho \frac{\partial}{\partial t} \iint_{\mathbb{F}} \phi(M;t) d\Sigma - \frac{1}{2} \rho \iint_{\mathbb{F}} \nabla \phi(M;t) \cdot \nabla \phi(M;t) d\Sigma$$

Comme, sur le fond, la composante verticale de la vitesse est nulle, les opérateurs gradient et laplacien sont réduits à leurs deux premières composantes dans le plan du fond F. Il est donc possible de transformer les deux intégrales de surface en intégrales de contour sur Γ_{∞} .

Comme la fonction bidimensionnelle ϕ est harmonique, pour transformer la première intégrale, il convient de rechercher un facteur intégrant sous la forme d'une fonction ψ dont le laplacien est égal à l'unité :

$$(4.22) \quad \psi(M;t) = \frac{x^2 + y^2}{4} = \frac{\mathbf{OM}^2}{4}$$

L'application de la seconde formule de Green permet alors d'écrire :

$$(4.23) \quad \begin{aligned} \iint_{\mathbb{F}} \phi(M;t) d\Sigma &= \iint_{\mathbb{F}} \left(\phi(M;t) \nabla^2 \psi(M;t) - \psi(M;t) \nabla^2 \phi(M;t) \right) \overrightarrow{d\Sigma} \\ &= \oint_{\Gamma_{\infty}} \left(\phi(M;t) \nabla \psi(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) - \psi(M;t) \nabla \phi(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) \right) \overrightarrow{dl} \\ &= \frac{1}{4} \oint_{\Gamma_{\infty}} \left(\phi(M;t) \mathbf{OM} \cdot \mathbf{n}(M) - \mathbf{OM}^2 \nabla \phi(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) \right) \overrightarrow{dl} \end{aligned}$$

La seconde intégrale de l'expression (4.21) se transforme simplement par application de la première formule de Green :

$$(4.24) \quad \iint_{\mathbb{F}} \nabla \phi(M;t) \cdot \nabla \phi(M;t) d\Sigma + \iint_{\mathbb{F}} \phi(M;t) \cdot \nabla^2 \phi(M;t) d\Sigma = \oint_{\Gamma_{\infty}} \phi(M;t) \nabla \phi(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) \overrightarrow{dl}$$

D'où l'expression de l'intégrale de la pression sur le fond :

$$(4.25) \quad \begin{aligned} \iint_{\mathbb{F}} p(M;t) d\Sigma &= +\rho g h_F - \frac{1}{4} \rho \frac{\partial}{\partial t} \oint_{\Gamma_{\infty}} \left(\phi(M;t) \mathbf{OM} \cdot \mathbf{n}(M) - \mathbf{OM}^2 (\nabla \phi(M;t) \cdot \mathbf{n}(M)) \right) \overrightarrow{dl} \\ &\quad - \frac{1}{2} \rho \oint_{\Gamma_{\infty}} \phi(M;t) \nabla \phi(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) \overrightarrow{dl} \end{aligned}$$

La composante verticale de la force s'écrit alors :

$$(4.26) \quad \begin{aligned} F_{zC}(t) &= -\frac{dQ_z(t)}{dt} - \rho g \left(Q(t) - h_F \right) \\ &\quad - \frac{1}{4} \rho \frac{\partial}{\partial t} \oint_{\Gamma_{\infty}} \left(\phi(M;t) \mathbf{OM} \cdot \mathbf{n}(M) - \mathbf{OM}^2 (\nabla \phi(M;t) \cdot \mathbf{n}(M)) \right) \overrightarrow{dl} \\ &\quad - \frac{1}{2} \rho \oint_{\Gamma_{\infty}} \phi(M;t) \nabla \phi(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) \overrightarrow{dl} - \rho \iint_{\Sigma_z(t)} \nabla \phi(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t) \overrightarrow{Y}_z(M;t) d\Sigma \end{aligned}$$

Le même raisonnement appliqué aux deux composantes des moments conduit à écrire respectivement en désignant par x_F et y_F les coordonnées du centre de gravité de la surface F :

$$(4.27) \quad \iint_{\mathbb{F}} xp(M;t)d\Sigma = +\rho ghFx_{\mathbb{F}} - \rho \frac{\partial}{\partial t} \iint_{\mathbb{F}} x\phi(M;t)d\Sigma - \frac{1}{2} \rho \iint_{\mathbb{F}} xV^2(M;t)d\Sigma$$

$$(4.28) \quad \iint_{\mathbb{F}} yp(M;t)d\Sigma = +\rho ghFy_{\mathbb{F}} - \rho \frac{\partial}{\partial t} \iint_{\mathbb{F}} y\phi(M;t)d\Sigma - \frac{1}{2} \rho \iint_{\mathbb{F}} yV^2(M;t)d\Sigma$$

La première intégrale de chacune de ces deux expressions peut être transformée au moyen d'un facteur intégrant se présentant sous la forme d'une fonction ψ_x ou ψ_y dont le laplacien est égal x ou à y :

$$(4.29) \quad \psi_x(M;t) = \frac{x^3 + xy^2}{8} = x \frac{\mathbf{OM}^2}{8} \quad \text{et} \quad \psi_y(M;t) = \frac{yx^2 + y^3}{8} = y \frac{\mathbf{OM}^2}{8}$$

De même, la seconde intégrale de chacune des deux expressions peut être transformée après avoir réalisé une première intégration par parties, puis simplement par application de la première formule de Green et de la formule du gradient :

$$(4.30) \quad \begin{aligned} \iint_{\mathbb{F}} x\nabla\phi(M;t)\cdot\nabla\phi(M;t)d\Sigma &= \iint_{\mathbb{F}} \nabla\left(x\phi(M;t)\right)\cdot\nabla\phi(M;t)d\Sigma - \iint_{\mathbb{F}} \phi(M;t)\cdot\nabla\left(x\phi(M;t)\right)d\Sigma \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} x\phi(M;t)\nabla\phi(M;t)\cdot\mathbf{n}(M)\underline{dl} - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \phi^2(M;t)\mathbf{n}(M)d\mathbf{i} \end{aligned}$$

$$(4.31) \quad \begin{aligned} \iint_{\mathbb{F}} y\nabla\phi(M;t)\cdot\nabla\phi(M;t)d\Sigma &= \iint_{\mathbb{F}} \nabla\left(y\phi(M;t)\right)\cdot\nabla\phi(M;t)d\Sigma - \iint_{\mathbb{F}} \phi(M;t)\cdot\nabla\left(y\phi(M;t)\right)d\Sigma \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} y\phi(M;t)\nabla\phi(M;t)\cdot\mathbf{n}(M)\underline{dl} - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \phi^2(M;t)\mathbf{n}(M)d\mathbf{j} \end{aligned}$$

Les composantes horizontales du moment s'écrivent alors respectivement :

$$(4.32) \quad \begin{aligned} M_{xC}(t) &= -\frac{dW_x(t)}{dt} - \rho g \left(Q(t)y_A(t) - hFy_{\mathbb{F}} \right) \\ &\quad - \frac{1}{8} \rho \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\phi(M;t) \left(\mathbf{OM}^2 n_y(M) + 2y\mathbf{OM}\cdot\mathbf{n}(M) \right) - y\mathbf{OM}^2 \nabla\phi(M;t)\cdot\mathbf{n}(M) \right) \underline{dl} \\ &\quad - \frac{1}{2} \rho \int_{-\infty}^{\infty} \left(\phi(M;t) \nabla\phi(M;t)\cdot\mathbf{n}(M) \right) \underline{dl} + \frac{1}{4} \rho \int_{-\infty}^{\infty} \phi^2(M;t)n_y(M) dl \\ &\quad + \iint_{\Sigma_{\infty}(t)} p(M;t)zn_y(M;t)d\Sigma - \rho \iint_{\Sigma_{\infty}(t)} \left(\nabla\phi(M;t)\cdot\mathbf{n}(M;t) \right) \left(zV_z(M;t) - zV_y(M;t) \right) \underline{d\Sigma} \end{aligned}$$

$$(4.33) \quad \begin{aligned} M_{yC}(t) &= -\frac{dW_y(t)}{dt} + \rho g \left(Q(t)x_A(t) - hFx_{\mathbb{F}} \right) \\ &\quad + \frac{1}{8} \rho \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\phi(M;t) \left(\mathbf{OM}^2 n_x(M) + 2x\mathbf{OM}\cdot\mathbf{n}(M) \right) - x\mathbf{OM}^2 \nabla\phi(M;t)\cdot\mathbf{n}(M) \right) \underline{dl} \\ &\quad + \frac{1}{2} \rho \int_{-\infty}^{\infty} \left(\phi(M;t) \nabla\phi(M;t)\cdot\mathbf{n}(M) \right) \underline{dl} - \frac{1}{4} \rho \int_{-\infty}^{\infty} \phi^2(M;t)n_x(M) dl \\ &\quad - \iint_{\Sigma_{\infty}(t)} p(M;t)zn_x(M;t)d\Sigma - \rho \iint_{\Sigma_{\infty}(t)} \left(\nabla\phi(M;t)\cdot\mathbf{n}(M;t) \right) \left(xV_x(M;t) - xV_z(M;t) \right) \underline{d\Sigma} \end{aligned}$$

Ainsi, toutes les composantes du torseur s'expriment, mais sous des hypothèses plus strictes pour les composantes verticales, à partir de la variation de la quantité de mouvement du fluide, du volume fluide et d'intégrales dont le support ne dépend que de la surface de contrôle.

A noter que dans le cas où le fond n'est pas plan et horizontal, toutes les composantes peuvent se mettre sous le même type de forme, mais sous l'hypothèse la plus restrictive.

4.2. Expression générale du torseur des efforts moyens

Il résulte de ces équations que les moyennes temporelles des composantes du torseur des efforts extérieurs appliqués à l'ensemble du domaine fluide $\Omega(t)$ et du dispositif brise-lames ne dépendent que de ce qui se passe sur la frontière $\Sigma_\infty(t)$. Dans ces conditions les moyennes temporelles des composantes du torseur appliqué au dispositif hydromécanique complet ne dépendent que de la houle incidente, de la houle réfléchie et de la houle transmise. En d'autres termes, elles dépendent de l'atténuation mais pas de la manière dont elle est obtenue. Elles sont indépendantes du dispositif brise-lames.

La valeur moyenne au cours du temps des composantes horizontales de cet effort est égale à :

$$(4.34) \quad \bar{F}_{x_C} = - \overline{\iint_{\Sigma_\infty(t)} [p(M;t)n_x(M) + \rho \mathbf{v}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M)] \bar{y}_x(M;t) d\Sigma}$$

$$(4.35) \quad \bar{F}_{y_C} = - \overline{\iint_{\Sigma_\infty(t)} [p(M;t)n_y(M) + \rho \mathbf{v}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M)] \bar{y}_y(M;t) d\Sigma}$$

$$(4.36) \quad \bar{F}_{z_C} = - \overline{\rho g W - \frac{1}{4} \rho \int_{-\infty}^{\infty} \phi(M;t) \mathbf{v}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) dl} - \overline{\iint_{\Sigma_\infty(t)} \rho \mathbf{v}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) \bar{y}_z(M;t) d\Sigma}$$

$$(4.37) \quad \bar{M}_{x_C} = - \overline{\rho g \mathcal{Q}(t) y_A(t) - h F y_F} - \overline{\frac{1}{2} \rho \int_{-\infty}^{\infty} \phi(M;t) \mathbf{v}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) dl} + \overline{\frac{1}{4} \rho \int_{-\infty}^{\infty} \phi^2(M;t) n_y(M) dl} + \overline{\iint_{\Sigma_\infty(t)} [p(M;t) z n_y(M;t) - \rho \mathbf{v}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t)] \bar{y}_x(M;t) d\Sigma}$$

$$(4.38) \quad \bar{M}_{y_C} = + \overline{\rho g \mathcal{Q}(t) x_A(t) - h F x_F} + \overline{\frac{1}{2} \rho \int_{-\infty}^{\infty} \phi(M;t) \mathbf{v}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) dl} - \overline{\frac{1}{4} \rho \int_{-\infty}^{\infty} \phi^2(M;t) n_x(M) dl} - \overline{\iint_{\Sigma_\infty(t)} [p(M;t) z n_x(M;t) + \rho \mathbf{v}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t)] \bar{y}_y(M;t) d\Sigma}$$

$$(4.39) \quad \bar{M}_{zC} = - \iint_{\Sigma_{\infty}(t)} \left[p(M;t) \left(n_y(M;t) - y n_x(M;t) \right) + \rho \left(V(M;t) \cdot \mathbf{n}(M;t) \right) \left(V_y(M;t) - y V_x(M;t) \right) \right] d\Sigma$$

Comme $\Sigma_{\infty}(t)$ est une surface cylindrique de génératrices verticales et de directrice Γ_{∞} a priori quelconque mais indépendante du temps, les expressions (4.12) peuvent s'écrire :

$$(4.13) \quad \begin{aligned} \bar{F}_{xC(t)} &= - \int_{\Gamma_{\infty}} \left\{ \int_{-h}^{\eta(t)} \left[p(M;t) n_x(M) + \rho \left(\mathbf{V}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) \right) \bar{Y}_x(M;t) \right] d\bar{z} \right\} dl \\ \bar{F}_{yC(t)} &= - \int_{\Gamma_{\infty}} \left\{ \int_{-h}^{\eta(t)} \left[p(M;t) n_y(M) + \rho \left(\mathbf{V}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) \right) \bar{Y}_y(M;t) \right] d\bar{z} \right\} dl \end{aligned}$$

La surface $\Sigma_{\infty}(t)$ peut donc être séparée en deux parties, l'une allant du fond ($z=-h$) à la position moyenne de la surface libre ($z=0$), et l'autre de la position moyenne de la surface libre ($z=0$) à la position instantanée de la surface libre ($z=\eta(t)$). Il en résulte :

$$(4.14) \quad \begin{aligned} \bar{F}_{xC} &= - \int_{\Gamma_{\infty}} \left\{ \int_{-h}^0 \left[p(M;t) n_x(M) + \rho \left(\mathbf{V}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) \right) \bar{Y}_x(M;t) \right] d\bar{z} \right\} dl \\ &\quad - \int_{\Gamma_{\infty}} \left\{ \int_0^{\eta(t)} \left[p(M;t) n_x(M) + \rho \left(\mathbf{V}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) \right) \bar{Y}_x(M;t) \right] d\bar{z} \right\} dl \end{aligned}$$

$$(4.14) \quad \begin{aligned} \bar{F}_{yC} &= - \int_{\Gamma_{\infty}} \left\{ \int_{-h}^0 \left[p(M;t) n_y(M) + \rho \left(\mathbf{V}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) \right) \bar{Y}_y(M;t) \right] d\bar{z} \right\} dl \\ &\quad - \int_{\Gamma_{\infty}} \left\{ \int_0^{\eta(t)} \left[p(M;t) n_y(M) + \rho \left(\mathbf{V}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) \right) \bar{Y}_y(M;t) \right] d\bar{z} \right\} dl \end{aligned}$$

Il vient de même pour le moment vertical :

$$(4.15) \quad \begin{aligned} \bar{M}_{zC} &= - \int_{\Gamma_{\infty}} \left\{ \int_{-h}^0 \left[p(M;t) \left(\mathbf{OM} \wedge \mathbf{n}(M) \right)_{\bar{z}} + \rho \left(\mathbf{V}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) \right) \left(\mathbf{OM} \wedge \mathbf{V}(M;t) \right)_{\bar{z}} \right] d\bar{z} \right\} dl \\ &\quad - \int_{\Gamma_{\infty}} \left\{ \int_0^{\eta(t)} \left[p(M;t) \left(\mathbf{OM} \wedge \mathbf{n}(M) \right)_{\bar{z}} + \rho \left(\mathbf{V}(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) \right) \left(\mathbf{OM} \wedge \mathbf{V}(M;t) \right)_{\bar{z}} \right] d\bar{z} \right\} dl \end{aligned}$$

Le support de la première intégrale de chaque composante de l'effort est d'ordre 0, tandis que celui de la seconde est d'ordre 1. Il en résulte que pour obtenir une formulation homogène à l'ordre 2, il faut retenir tous les termes jusqu'à l'ordre 2 pour la première et seulement les termes jusqu'à l'ordre 1 pour la seconde.

Ainsi, dans le volume fluide, la pression s'écrira avec tous ses termes, mais le premier ne donnera pas de contribution non nulle à la moyenne temporelle :

$$(4.17) \quad p(M;t) = -\rho \frac{\partial}{\partial t} \phi(M;t) - \frac{1}{2} \rho \mathbf{V}^2(M;t) - \rho g z$$

tandis que dans les crêtes de la houle, au premier ordre, la pression est hydrostatique :

$$(4.18) \quad p(M;t) \approx -\rho \frac{\partial}{\partial t} \phi(M;t) - \rho g z = \rho g (\eta - z)$$

Il vient alors en substituant (4.17) et (4.18) dans les expressions (4.14) :

$$(4.19) \quad \begin{aligned} \bar{F}_{xC(t)} &= +\rho g \int_{\Gamma_{\infty}(t)} \left\{ \int_{-h}^0 \left[\frac{1}{2} \mathbf{V}^2(M;t) n_x - \nabla \phi(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) \right] \bar{y}_x(M;t) dz \right\} dl \\ &\quad - \rho g \int_{\Gamma_{\infty}(t)} \left\{ \int_0^{\eta(t)} \nabla \phi(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) dz \right\} n_x(M) dl \\ \bar{F}_{yC(t)} &= +\rho g \int_{\Gamma_{\infty}(t)} \left\{ \int_{-h}^0 \left[\frac{1}{2} \mathbf{V}^2(M;t) n_y - \nabla \phi(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) \right] \bar{y}_y(M;t) dz \right\} dl \\ &\quad - \rho g \int_{\Gamma_{\infty}(t)} \left\{ \int_0^{\eta(t)} \nabla \phi(M;t) \cdot \mathbf{n}(M) dz \right\} n_y(M) dl \end{aligned}$$

En dehors de l'emprise horizontale Γ_{∞} de la surface $\Sigma_{\infty}(t)$, les vagues proches engendrées par la structure se sont évanouies et, sous réserve que la profondeur soit constante, le potentiel des vitesses peut toujours s'écrire sous la forme suivante :

$$(4.20) \quad \phi(M;t) = -\frac{g}{2\omega} \frac{\text{ch } k(z+h)}{\text{ch } kh} \Re \left\{ i \frac{1}{k} H(kx, ky) e^{-i\omega t} \right\}$$

D'où les expressions des composantes de la vitesse :

$$(4.21) \quad \begin{aligned} V_x(M;t) &= -\frac{1}{2} \omega \frac{\text{ch } k(z+h)}{\text{sh } kh} \Re \left\{ i \frac{\partial}{\partial kx} H(kx, ky) e^{-i\omega t} \right\} \\ V_y(M;t) &= -\frac{1}{2} \omega \frac{\text{ch } k(z+h)}{\text{sh } kh} \Re \left\{ i \frac{\partial}{\partial ky} H(kx, ky) e^{-i\omega t} \right\} \\ V_z(M;t) &= -\frac{1}{2} \omega \frac{\text{sh } k(z+h)}{\text{sh } kh} \Re \left\{ i \frac{1}{k} H(kx, ky) e^{-i\omega t} \right\} \end{aligned}$$

et celle de la dénivelée :

$$(4.22) \quad \eta(M;t) = \frac{1}{2} \Re \left\{ \frac{1}{k} H(kx, ky) e^{-i\omega t} \right\}$$

Ainsi, en substituant ces expressions dans (4.19), il vient :

$$\begin{aligned}
 \bar{F}_{xC(t)} = & + \frac{1}{16} \rho g \left[1 + \frac{2kh}{\text{sh } 2kh} \right] \overline{\int_{-\infty(t)} \left[-n_x \Re^2 \left\{ i \frac{\partial}{\partial x} H e^{-i\omega t} \right\} + n_x \Re^2 \left\{ i \frac{\partial}{\partial y} H e^{-i\omega t} \right\} \right.} \\
 & \left. - 2n_y \Re \left\{ i \frac{\partial}{\partial x} H e^{-i\omega t} \right\} \Re \left\{ i \frac{\partial}{\partial y} H e^{-i\omega t} \right\} \right] dl \\
 & + \frac{1}{16} \rho g \left[1 - \frac{2kh}{\text{sh } 2kh} \right] \overline{\int_{-\infty(t)} n_x \Re^2 \left\{ i \frac{\partial}{\partial x} H e^{-i\omega t} \right\} dl} - \frac{1}{8} \rho g \overline{\int_{-\infty(t)} n_x \Re^2 \left\{ i \frac{\partial}{\partial x} H e^{-i\omega t} \right\} dl} \\
 \bar{F}_{yC(t)} = & + \frac{1}{16} \rho g \left[1 + \frac{2kh}{\text{sh } 2kh} \right] \overline{\int_{-\infty(t)} \left[n_x \Re^2 \left\{ i \frac{\partial}{\partial x} H e^{-i\omega t} \right\} - n_y \Re^2 \left\{ i \frac{\partial}{\partial y} H e^{-i\omega t} \right\} \right.} \\
 & \left. - 2n_x \Re \left\{ i \frac{\partial}{\partial x} H e^{-i\omega t} \right\} \Re \left\{ i \frac{\partial}{\partial y} H e^{-i\omega t} \right\} \right] dl \\
 & + \frac{1}{16} \rho g \left[1 - \frac{2kh}{\text{sh } 2kh} \right] \overline{\int_{-\infty(t)} n_y \Re^2 \left\{ i \frac{\partial}{\partial y} H e^{-i\omega t} \right\} dl} - \frac{1}{8} \rho g \overline{\int_{-\infty(t)} n_y \Re^2 \left\{ i \frac{\partial}{\partial y} H e^{-i\omega t} \right\} dl}
 \end{aligned}
 \tag{4.23}$$

Soit en évaluant les valeurs moyennes temporelles :

$$\begin{aligned}
 \bar{F}_{xC(t)} = & + \frac{1}{32} \rho g \left[1 + \frac{2kh}{\text{sh } 2kh} \right] \\
 & \overline{\int_{-\infty(t)} \left[-n_x \left| \frac{\partial}{\partial x} H \right|^2 + n_x \left| \frac{\partial}{\partial y} H \right|^2 - n_x |H|^2 - 2n_y \frac{\partial}{\partial x} H \overline{\frac{\partial}{\partial y} H} \right] dl} \\
 \bar{F}_{yC(t)} = & + \frac{1}{32} \rho g \left[1 + \frac{2kh}{\text{sh } 2kh} \right] \\
 & \overline{\int_{-\infty(t)} \left[+n_y \left| \frac{\partial}{\partial x} H \right|^2 - n_y \left| \frac{\partial}{\partial y} H \right|^2 - n_y |H|^2 - 2n_x \frac{\partial}{\partial x} H \overline{\frac{\partial}{\partial y} H} \right] dl}
 \end{aligned}
 \tag{4.24}$$

4.3. Brise-lames bidimensionnels en incidence quelconque

Le domaine fluide est soumis à une houle d'incidence β ($\beta \in [0, +\pi]$) par rapport à l'axe Ox . Pour une incidence nulle, la houle se propage des x négatifs vers les x positifs. La fonction dénivelée de cette houle s'écrit :

$$H_I(kx, ky) = H_I \exp \left(i k (+x \cos \beta + y \sin \beta) \right)
 \tag{4.25}$$

Un dispositif bidimensionnel atténuateur de houles est situé, dans le plan Oxz , à l'origine des ordonnées $y=0$. Il en résulte une houle réfléchie qui se propage vers les ordonnées négatives, dont la fonction dénivelée s'écrit :

$$H_R(kx, ky) = H_R \exp \left(i k (+x \cos \beta - y \sin \beta) + i \psi_R \right)
 \tag{4.26}$$

et une houle transmise qui se propage vers les ordonnées positive, dont la fonction dénivelée s'écrit :

$$H_T(kx, ky) = H_T \exp \left(i k (+x \cos \beta + y \sin \beta) + i \psi_T \right)
 \tag{4.27}$$

La directrice Γ_∞ est définie comme un rectangle infiniment long selon l'axe Ox , et suffisamment large pour être en dehors de la zone d'influence des vagues proches engendrées par le dispositif.

En substituant dans les expressions (4.24) les fonctions dénivelées (4.25), (4.26) et (4.27), il vient simplement par unité de longueur :

$$(4.28) \quad \bar{F}_y = \frac{1}{16} \rho g \left[H_I^2 + H_R^2 - H_T^2 \right] \left[1 + \frac{2kh}{\text{sh } 2kh} \right] \sin^2 \beta$$

Cette formule a été établie par H. Maruo /1960/ en profondeur illimitée pour une incidence normale et complétée par M.S. Longuet-Higgins /1977/ pour la profondeur finie toujours en incidence normale.

Jusque là, aucune hypothèse n'a été formulée concernant la conservation de l'énergie. Cette formule est donc générale.

En introduisant la relation (3.11), ce qui suppose qu'il puisse y avoir dissipation d'énergie mais pas fourniture d'énergie (système passif) il vient :

$$(4.29) \quad \bar{F}_y = \frac{1}{8} \rho g \left[H_R^2 + \frac{1}{2} H_D^2 \right] \left[1 + \frac{2kh}{\text{sh } 2kh} \right] \sin^2 \beta$$

Et, en supposant qu'il n'y ait pas de perte d'énergie :

$$(4.30) \quad \bar{F}_y = \frac{1}{8} \rho g H_R^2 \left[1 + \frac{2kh}{\text{sh } 2kh} \right] \sin^2 \beta$$

C'est la formule de dérive sur houle connue, dans le cas d'une profondeur illimitée et pour une incidence normale ($\beta = +\pi/2$), sous le nom de formule de Maruo.

Ce résultat montre que, pour un coefficient de transmission donné, les efforts d'ancrage sont plus faibles pour dispositif qui dissipe l'énergie de la houle que pour un dispositif qui la réfléchit.

Par ailleurs, il convient de noter que, si les efforts du second ordre constants sont complètement pris en compte par la théorie linéaire, il n'en va pas de même des efforts harmoniques qui sont partiellement engendrés par le potentiel du second ordre.

5. Digues et brise-lames fixes

5.1. Concepts et classification

La méthode la plus ancienne utilisée par les hommes pour protéger un plan d'eau contre les agressions de la houle et des lames consiste à ériger une digue ou une jetée qui s'oppose complètement au passage de l'eau. Le seul chemin qui reste alors possible pour le fluide, réside dans le contournement du musoir de l'ouvrage.

Au cours des âges, les concepts de brise-lames fixes ont évolué ouvrant un choix entre plusieurs gammes d'ouvrages. Ils peuvent globalement être classés en plusieurs catégories en fonction de leurs caractéristiques géométriques et hydrodynamiques :

- Les digues et jetées non franchissables qui représentent pour l'eau un obstacle infranchissable autrement que par contournement du musoir.
- Les digues et jetées franchissables qui sont arasées à des cotes suffisamment basses pour qu'elles puissent être franchies par l'eau dans certaines conditions de marées et de houles.
- Les brise-lames discontinus offrant un passage libre à l'eau en dessous d'une certaine cote.
- Les nouveaux concepts de digues partielles.
- Les murs perforés permettant de laisser passer l'eau avec des pertes de charges plus ou moins importantes.

5.2. Les digues et jetées

Les digues et les jetées sont les ouvrages les plus classiques utilisés pour protéger les ports extérieurs. En général, ces ouvrages sont infranchissables ou peu franchissables par la houle. Ils peuvent comporter une partie discontinue (claire-voie) à leur partie supérieure.

Des ouvrages analogues, plus ou moins submersibles, sont utilisés pour aménager les accès des ports intérieurs ou protéger des sites côtiers contre l'érosion et le transport des sédiments.

Ces ouvrages présentent toutefois des inconvénients :

- Le volume des matériaux à mettre en œuvre est très important.
- Par son emprise au sol considérable, une digue détruit définitivement le milieu marin sur une zone importante (de 50 à 100 mètres de large sur toute la longueur).
- Lors de la construction de la digue, de fines poussières sont mises en suspension dans l'eau. Elles opacifient le milieu marin et font disparaître pour longtemps la vie végétale et animale sur des surfaces importantes des fonds marins de part et d'autre de la digue.
- En s'opposant complètement au passage de l'eau, l'ouvrage perturbe la courantologie locale et induit la création de plans d'eau confinés.
- En s'opposant complètement au passage de l'eau, l'ouvrage modifie les conditions de transports sédimentaires et l'équilibre bathymétrique.

5.2.1. Les digues et jetées non franchissables

Les digues et jetées non franchissables sont destinées à s'opposer à tout passage du fluide autrement que par contournement du musoir.

Leur coefficient de transmission est nul. Une part importante de l'énergie de la houle est réfléchi, tandis que le reste est dissipé dans des enrochements naturels ou artificiels.

Leurs profils dépendent des conditions de houle et de courant auxquelles elles sont exposées. Ce sont soit des digues à talus en enrochements naturels ou artificiels avec des pentes de l'ordre de 2/1 à 1/1, éventuellement raidies par des perrés en maçonnerie, soit des digues verticales, soit des ouvrages mixtes.

Les tableaux 3.1.1 et 3.1.2 donnent, d'après EDF Chatou [11], le coefficient de réflexion pour une digue à talus lisse ou en enrochement en fonction de la cambrure de la houle incidente.

Faibles cambrures de la houle 0.5 à 1%									
Pente de l'ouvrage	1/∞	1/2	1/1	3/2	2/1	5/2	3/1	5/1	10/1
Ciment, Maçonnerie, Sable	1.00	0.95	0.95	0.94	0.93	0.90	0.80	0.35	0.07
Cailloux			0.80	0.75		0.60	<0.80	<0.35	<0.05
Enrochements 0.1-0.5t			0.75	0.60		0.40	<0.80	<0.35	<0.05
Enrochements 1-2 t			0.70	0.50		0.30	<0.80	<0.35	<0.05
Enrochements 2t			0.65	0.45		0.25	<0.80	<0.35	<0.05

Tableau 3.1.1 : Coefficients de réflexion partielle des digues à talus pour les faibles cambrures de houles d'après EDF.

Fortes cambrures de la houle 2 à 3%									
Pente de l'ouvrage	1/∞	1/2	1/1	3/2	2/1	5/2	3/1	5/1	10/1
Ciment, Maçonnerie, Sable	0.95	0.90	0.85	0.80	0.75	0.65	0.40	0.15	0.05
Cailloux			0.70	0.60		0.45	<0.40	<0.15	<0.05
Enrochements 0.1-0.5t			0.60	0.50		0.30	<0.40	<0.15	<0.05
Enrochements 1-2 t			0.50	0.50		0.25	<0.40	<0.15	<0.05
Enrochements 2t			0.45	0.35		0.20	<0.40	<0.15	<0.05

Tableau 3.1.2 : Coefficients de réflexion partielle des digues à talus pour les fortes cambrures de houles d'après EDF.

5.2.2. Les digues et jetées franchissables

Les crêtes des digues et jetées franchissables sont arasées à des niveaux inférieurs à celui des pleines mers. Elles sont donc temporairement ou en permanence recouvertes par l'eau.

Leurs profils dépendent des conditions de houle et de courant auxquelles elles sont exposées. En général, ce sont des digues à talus avec des pentes douces de l'ordre de 4/1 à 2/1.

Les digues franchissables ne réfléchissent sous forme ondulatoire qu'une très faible partie de l'énergie de la houle incidente. Elles s'opposent au passage de la houle essentiellement par dissipation en provoquant son déferlement.

Ce phénomène est mis en évidence par l'étude analytique des seuils en utilisant le modèle du fluide parfait (sans dissipation), dans le cadre de la théorie du potentiel des ondes longues (écoulement irrotationnel).

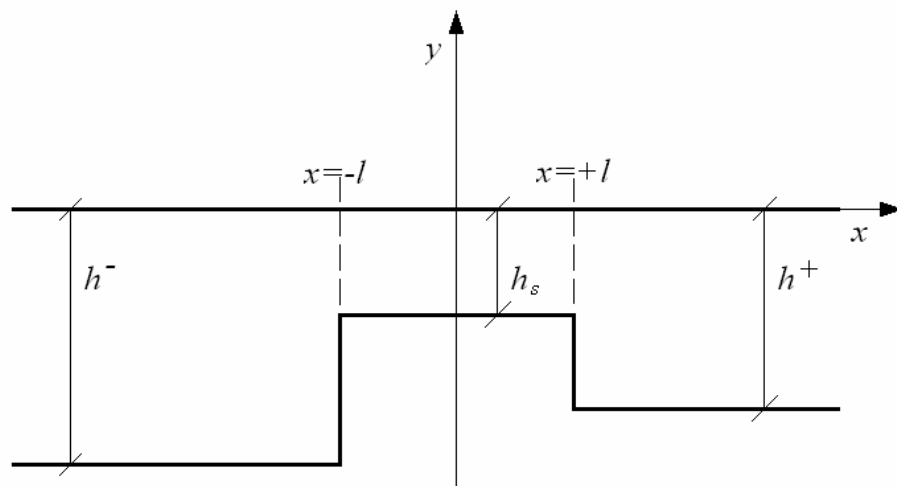


Figure 5.1 : Schéma du seuil

La solution analytique générale de la dénivelée des ondes progressives s'écrit dans chacune des régions :

$$(5.1.1) \quad \eta^-(M;t) = +\frac{H_l}{2} \Re \exp \left\{ k^- \left[(x+l) \cos \beta + y \sin \beta \right] - i\omega t \right\} \quad x < -l$$

$$+ \tilde{C}_R \exp \left\{ k^- \left[(x+l) \cos \beta + y \sin \beta \right] - i\omega t \right\}$$

$$(5.1.2) \quad \eta_s(M;t) = +\Re \left\{ \tilde{A} \exp \left\{ k_s \left[x \cos \beta + y \sin \beta \right] - i\omega t \right\} \right. \quad -l \leq x \leq +l$$

$$\left. + \tilde{B} \exp \left\{ k_s \left[x \cos \beta + y \sin \beta \right] - i\omega t \right\} \right\}$$

$$(5.1.3) \quad \eta^+(M;t) = +\frac{H_l}{2} \Re \left\{ \tilde{G} \cos \left\{ k^+ \left[(x-l) \cos \beta + y \sin \beta \right] - i\omega t \right\} \right\} \quad +l \leq x$$

Les coefficients complexes \tilde{A} , \tilde{B} , \tilde{C}_R et \tilde{C}_T (module et phase) peuvent être identifiés en écrivant la continuité de $\eta(M;t)$ et du débit $(\text{th } kh/k)(\partial\eta(M;t)/\partial x)$ en $x=\pm l$.

D'où, en $x=-l$:

$$(5.2.1) \quad \frac{H_I}{2}(1 + \tilde{C}_R) = \tilde{A} \exp(-ik_s l \cos \beta) + \tilde{B} \exp(+ik_s l \cos \beta)$$

$$(5.2.2) \quad \frac{H_I}{2}(1 - \tilde{C}_R) \text{th } h^- k^- = \tilde{A} \exp(-ik_s l \cos \beta) - \tilde{B} \exp(+ik_s l \cos \beta) \text{th } h_s k_s$$

Et, en $x=+l$:

$$(5.3.1) \quad \tilde{A} \exp(-ik_s l \cos \beta) + \tilde{B} \exp(+ik_s l \cos \beta) = \frac{H_I}{2} \tilde{C}_T$$

$$(5.3.2) \quad \tilde{A} \exp(-ik_s l \cos \beta) - \tilde{B} \exp(+ik_s l \cos \beta) \text{th } k^+ h^+ = \frac{H_I}{2} \tilde{C}_T \text{th } k_s h_s$$

Ce système de quatre équations linéaires à quatre inconnues qui peut se mettre sous la forme canonique :

$$(5.4) \quad \begin{aligned} \tilde{A} \exp(-ik_s l \cos \beta) + \tilde{B} \exp(+ik_s l \cos \beta) &= \frac{H_I}{2}(1 + \tilde{C}_R) \\ \tilde{A} \exp(-ik_s l \cos \beta) - \tilde{B} \exp(+ik_s l \cos \beta) &= \frac{H_I}{2}(1 - \tilde{C}_R) \frac{\text{th } k^- h^-}{\text{th } k_s h_s} \\ \tilde{A} \exp(+ik_s l \cos \beta) + \tilde{B} \exp(-ik_s l \cos \beta) &= \tilde{C}_T \frac{H_I}{2} \\ \tilde{A} \exp(+ik_s l \cos \beta) - \tilde{B} \exp(-ik_s l \cos \beta) &= \tilde{C}_T \frac{H_I}{2} \frac{\text{th } k^+ h^+}{\text{th } k_s h_s} \end{aligned}$$

Les deux dernières équations permettent d'exprimer \tilde{A} et \tilde{B} en fonction de \tilde{C}_T sous la forme :

$$(5.5) \quad \begin{aligned} \tilde{A} &= \tilde{C}_T \frac{H_I}{4} \left(1 + \frac{\text{th } k^+ h^+}{\text{th } k_s h_s} \right) \exp(-ik_s l \cos \beta) \\ \tilde{B} &= \tilde{C}_T \frac{H_I}{4} \left(1 - \frac{\text{th } k^+ h^+}{\text{th } k_s h_s} \right) \exp(+ik_s l \cos \beta) \end{aligned}$$

L'élimination de \tilde{A} et \tilde{B} entre les deux premières équations permet d'écrire ensuite :

$$(5.6) \quad \tilde{C}_R = - \frac{\left(\begin{smallmatrix} -S^- \\ +S^+ \end{smallmatrix} \right) \exp(-2ik_s l \cos \beta) - \left(\begin{smallmatrix} +S^- \\ -S^+ \end{smallmatrix} \right) \exp(+2ik_s l \cos \beta)}{\left(\begin{smallmatrix} +S^- \\ +S^+ \end{smallmatrix} \right) \exp(-2ik_s l \cos \beta) - \left(\begin{smallmatrix} -S^- \\ -S^+ \end{smallmatrix} \right) \exp(+2ik_s l \cos \beta)}$$

$$\tilde{C}_T = + \frac{4S^-}{\left(+S^- \right) \left(+S^+ \right) \exp(-2ik_s l \cos \beta) - \left(-S^- \right) \left(-S^+ \right) \exp(+2ik_s l \cos \beta)}$$

Expressions dans lesquelles :

$$(5.7) \quad S^- = \frac{\text{th } k^- h^-}{\text{th } k_s h_s} \quad \text{et} \quad S^+ = \frac{\text{th } k^+ h^+}{\text{th } k_s h_s}$$

Si h^- est inférieur à h_s alors S^- est supérieur à l'unité et inversement dans le cas contraire. Il est va de même pour S^+

Dans le cas particulier où la profondeur est la même de part et d'autre du seuil ($k^+ = h^- = h$), il vient plus simplement :

$$(5.8) \quad \tilde{C}_R = - \frac{\left(-S^2 \right) \left[\exp(-2ik_s l \cos \beta) - \exp(+2ik_s l \cos \beta) \right]}{\left(+S \right) \exp(-2ik_s l \cos \beta) - \left(-S \right) \exp(+2ik_s l \cos \beta)}$$

$$\tilde{C}_T = + \frac{4S}{\left(+S \right) \exp(-2ik_s l \cos \beta) - \left(-S \right) \exp(+2ik_s l \cos \beta)}$$

D'où les coefficients de réflexion et de transmission de l'énergie qui vérifient la conservation de l'énergie :

$$(5.9) \quad C'_R = + \frac{\left(-S^2 \right) \sin^2(+2k_s l \cos \beta)}{4S^2 + \left(-S^2 \right) \sin^2(+2k_s l \cos \beta)}$$

$$C'_T = + \frac{4S^2}{4S^2 + \left(-S^2 \right) \sin^2(+2k_s l \cos \beta)}$$

Il convient de noter que les coefficients de transmission et de réflexion sont périodiques de période $2k_s l \cos \beta$.

En particulier, le coefficient de réflexion s'annule lorsque la relation (5.10) est vérifiée. Aux dissipations d'énergie près, la totalité de l'énergie de la houle est alors transmise.

$$(5.10) \quad 2k_s l \cos \beta = n\pi \quad \forall n \in \mathbb{N}$$

Cette condition correspond à l'ensemble dénombrable de longueurs d'onde :

$$(5.11) \quad \lambda_s = \frac{4}{n} l \cos \beta \quad \forall n \in \mathbb{N}$$

La valeur minimale de la transmission est obtenue pour :

$$(5.12) \quad 2k_s l \cos \beta = \left(n - \frac{1}{2}\right) \pi \quad \forall n \in \mathbb{N}$$

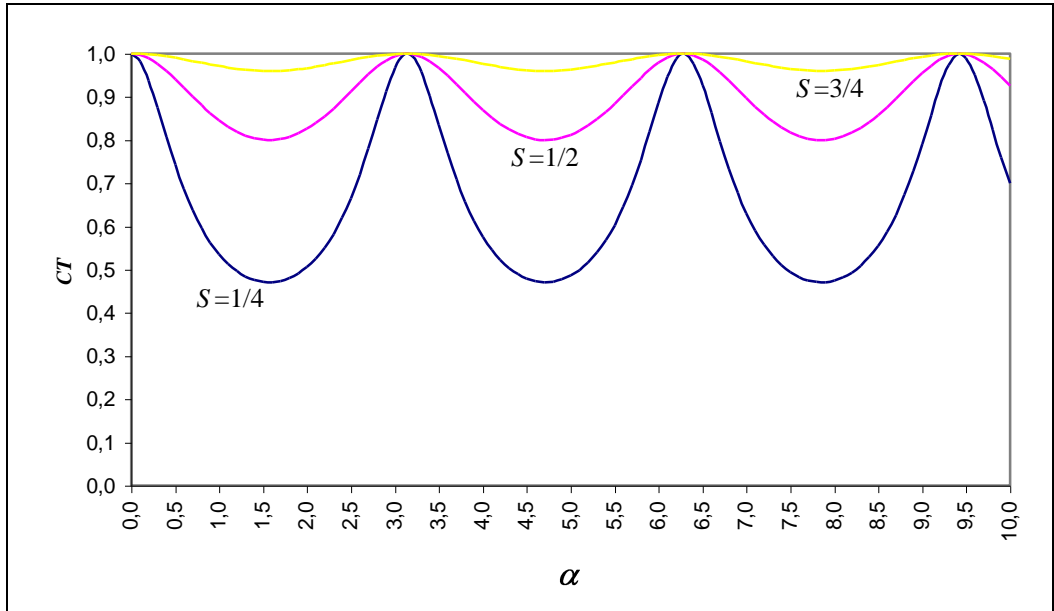


Figure 5.2 : Variations du coefficient de transmission en fonction de $\alpha=2k_s l \cos \beta$ pour différentes valeurs de S .

les valeurs des coefficients de transmission et de réflexion sont alors respectivement :

$$(5.13) \quad C_{T \min} = \frac{2S}{1+S^2} \quad \text{et} \quad C_{R \max} = \frac{1-S^2}{1+S^2}$$

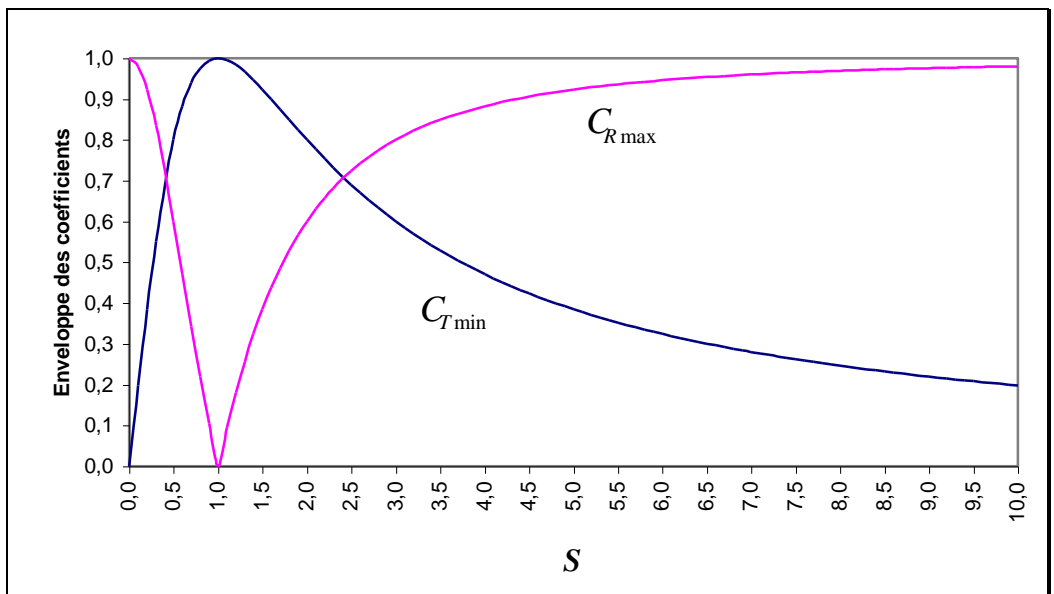


Figure 5.3 : Enveloppes des coefficients C_R et C_T en fonction de S .

Sur le seuil, la dénivelée de surface libre est la résultante de deux trains d'ondes se propageant en sens inverse. Il en résulte une superposition de deux systèmes d'ondes l'un stationnaire et l'autre progressif dont la proportion varie en fonction des valeurs de $\alpha=2k_s l \cos \beta$:

$$(5.14) \quad \tilde{\eta}_s(M) = \frac{H_I}{4} \tilde{C}_T \left\{ (1+S) \exp \left[i k_s \left[(x-l) \cos \beta + y \sin \beta \right] \right] \right. \\ \left. + (1-S) \exp \left[i k_s \left[(x-l) \cos \beta + y \sin \beta \right] \right] \right\}$$

Lorsque la largeur du seuil diminue et que l tend vers zéro, les formules (5.9) ont pour comportement asymptotique :

$$(5.15) \quad C_R = \frac{|1-S^2|}{S} \left[O(k_s l \cos \beta)^2 \right] + O(k_s l \cos \beta)^2 \\ C_T = 1 - \frac{|1-S^2|^2}{2S^2} \left[O(k_s l \cos \beta)^2 \right] + O(k_s l \cos \beta)^2$$

Ainsi, un seuil plus court que la longueur d'onde λ est pratiquement transparent à la houle incidente, bien que dans la réalité, les effets visqueux engendrent des pertes de charges qui peuvent être plus ou moins significatives.

Ce résultat est conforme à celui obtenu par W.R. Dean dans l'étude d'une plaque plane semi-infinie verticale immergée au dessous de la surface libre. Le coefficient de réflexion devient inférieur à 50% dès que la distance de la plaque sous la surface libre dépasse 3% de la longueur d'onde.

A noter que même si le niveau de la surface libre est inférieur à celui de la berme, il peut y avoir franchissement de la digue par les crêtes des lames et transmission périodique de volumes d'eau qui reforment la houle de l'autre côté.

5.3. Les brise-lames discontinus

L'idée du brise-lames discontinu est fondée sur le fait que la majeure partie de l'énergie de la houle est concentrée dans la partie supérieure de la masse fluide. En interrompant le mouvement du fluide à proximité de la surface libre, il est concevable d'espérer réduire l'agitation en aval de l'ouvrage.

Ces brise-lames sont constitués par une poutre caisson fixe posée sur des pieux ou sur des piles (cf. figure 5.4).

Ils ont été très utilisés en U.R.S.S., mais sont d'un emploi beaucoup moins fréquent dans les autres pays.

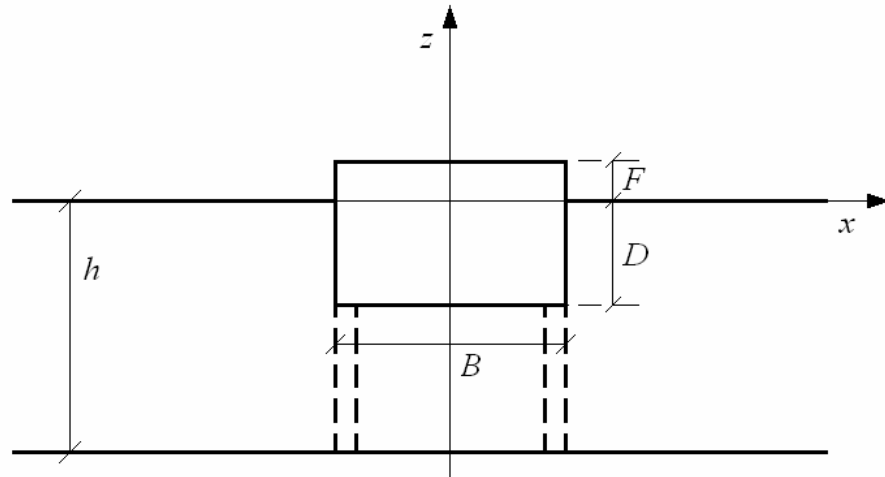


Figure 5.4 : Schéma de principe du brise-lames discontinu

La formule (5.16) donne la densité moyenne d'énergie de la houle véhiculée dans la tranche d'eau située au dessus de la cote z . La figure 5.5 donne une représentation graphique de cette énergie pour différents nombres d'onde de la houle.

$$(5.16) \quad e_h(z) = \frac{1}{8} \rho g H^2 \left[1 - \frac{\text{sh}k(z+h)}{\text{sh}kh} \frac{\text{sh}k(z+2h)}{\text{sh}2kh} \right]$$

Si il était possible d'arrêter toute l'énergie située au dessus d'une cote d donnée en laissant passer toute l'énergie véhiculée dans la tranche d'eau inférieure, le coefficient de transmission qui en résulterait serait égal à :

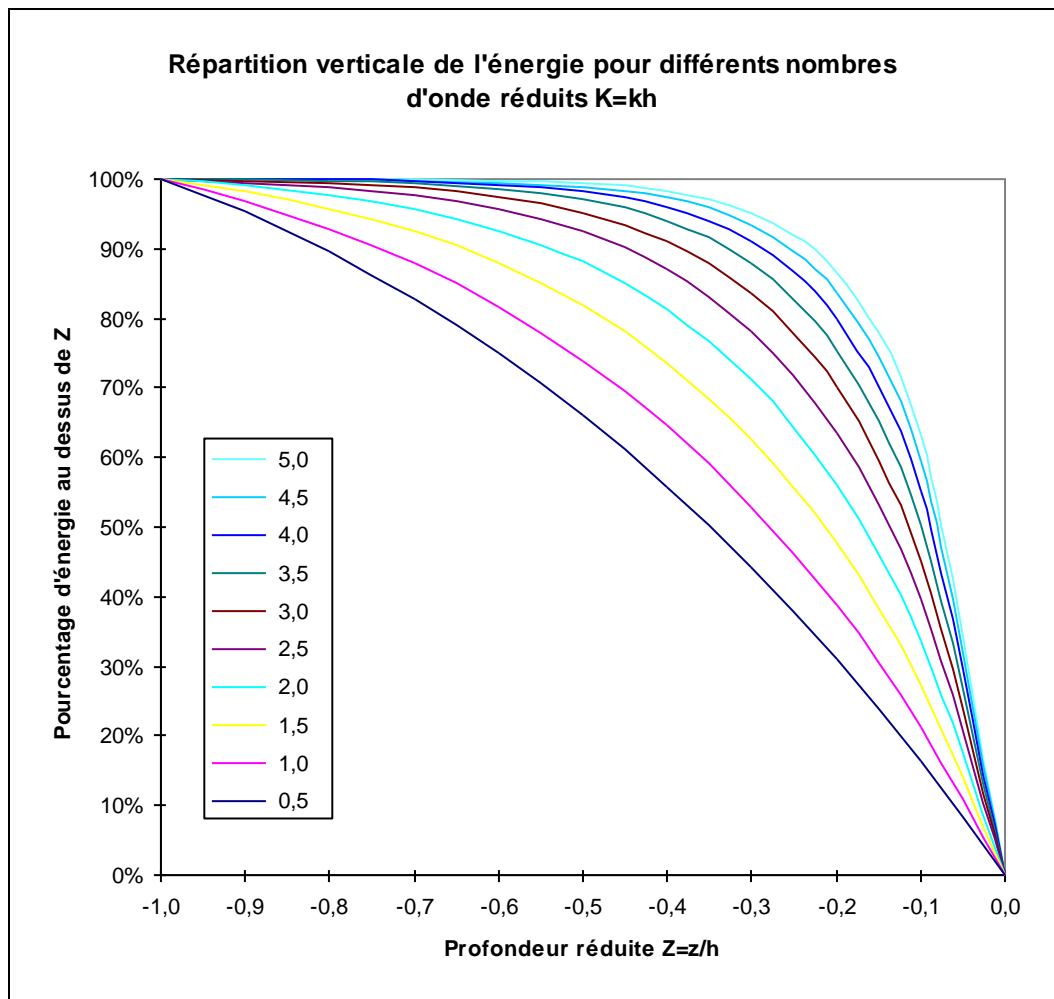
$$(5.17) \quad C_T(d) = \sqrt{\frac{\text{sh}k(d+h)}{\text{sh}kh} \frac{\text{sh}k(d+2h)}{\text{sh}2kh}}$$

Toutefois, la houle étant un phénomène ondulatoire, ce type de brise-lames n'est pas susceptible de réfléchir ou d'atténuer sensiblement les ondes longues et cette approche lapidaire reste très approximative. Cependant les travaux en laboratoire de N.N. Kondratiev ont montré qu'elle peut être utilisée pour estimer la protection obtenue au moyen d'une paroi verticale unique lorsque la profondeur d'eau est supérieure à 0.35 fois la longueur d'onde de la houle incidente.

Les travaux analytiques réalisés par E.O. Marcagno /1953/ l'ont conduit à l'expression du coefficient de transmission suivante :

$$(5.18) \quad C_T = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\pi B}{\lambda} \frac{\text{sh}kh}{\text{ch}k(h-D)}}}$$

Cette expression, qui ne s'annule pas lorsque le tirant d'eau tend vers la profondeur de l'eau, est manifestement inadaptée pour les grands tirants d'eau relatifs.



F. Ursell a traité analytiquement le cas d'un voile vertical traversant la surface libre et immergé jusqu'à une profondeur donnée D en grande profondeur. Il en résulte que les coefficients de transmission des houles dont la longueur d'onde est inférieure à 7.5 fois la profondeur d'immersion de la plaque, sont inférieurs à 0.5. Les expériences réalisées sur le même sujet par R.J.B. Cooper et M.S. Longuet-Higgins confirment ces résultats à 15% près.

D'après les expériences systématiques de V. Grigoriev, pour avoir une action significative sur la houle, une paroi mince verticale fixe doit avoir une hauteur émergée supérieure à la hauteur des vagues et une hauteur immergée de 2 à 3 fois la hauteur de la houle.

Ainsi, pour une hauteur de 1 m, un voile vertical fixe doit aller au minimum de -2m à -3m jusqu'à +1m. Par ailleurs, les travaux effectués sur des digues partielles fixes montrent que la houle passe très bien par dessous dès que la longueur d'onde augmente au delà de 10 fois la hauteur immergée du caisson. Pour un voile d'un mètre, cette limite correspond à une longueur d'onde de 10 mètres, soit une période de 2.5 secondes.

Les figures 5.6.1 à 5.6.3 montrent les résultats obtenus pour différentes longueurs d'onde relatives.

Il en résulte que pour des longueurs d'onde relatives assez grandes (de l'ordre de 5), et des tirants d'eau relatifs pas trop grands (de l'ordre de 0.2) le brise-lames arrête la moitié de la hauteur des houles dont la longueur d'onde est inférieure à 2 fois sa largeur. Ainsi, dans 5 mètres d'eau, pour arrêter la moitié de la hauteur d'une houle de 25 mètres de longueur d'onde (période de 4.3 secondes), un brise-lames discontinu de 1.5 mètres de tirant d'eau devra avoir une largeur de 12.5 mètres.

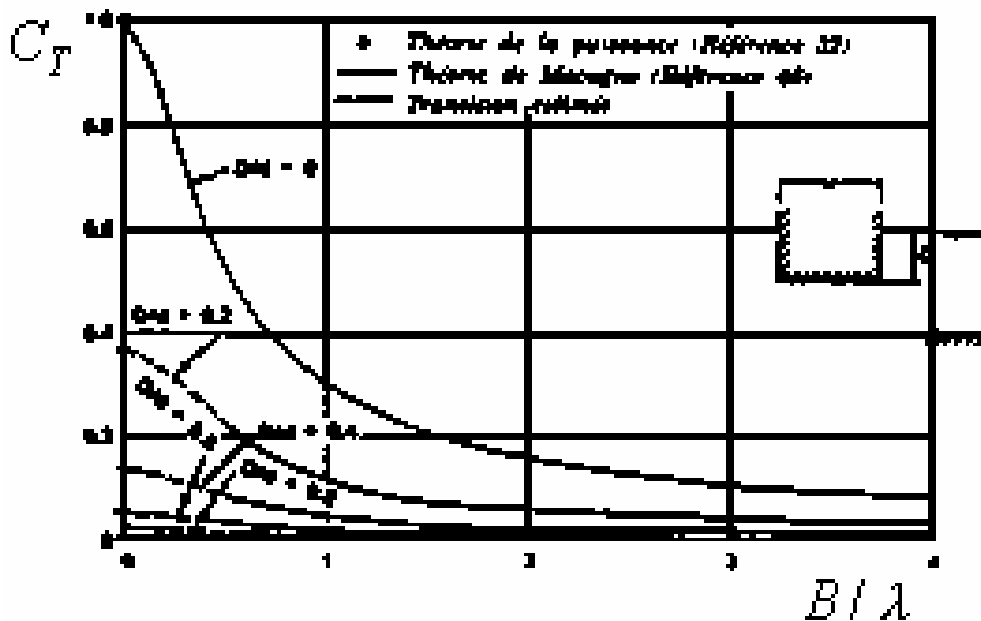


Figure 5.6.1 : Coefficient de transmission pour un brise-lames discontinu fixe ($\lambda h=1.25$).

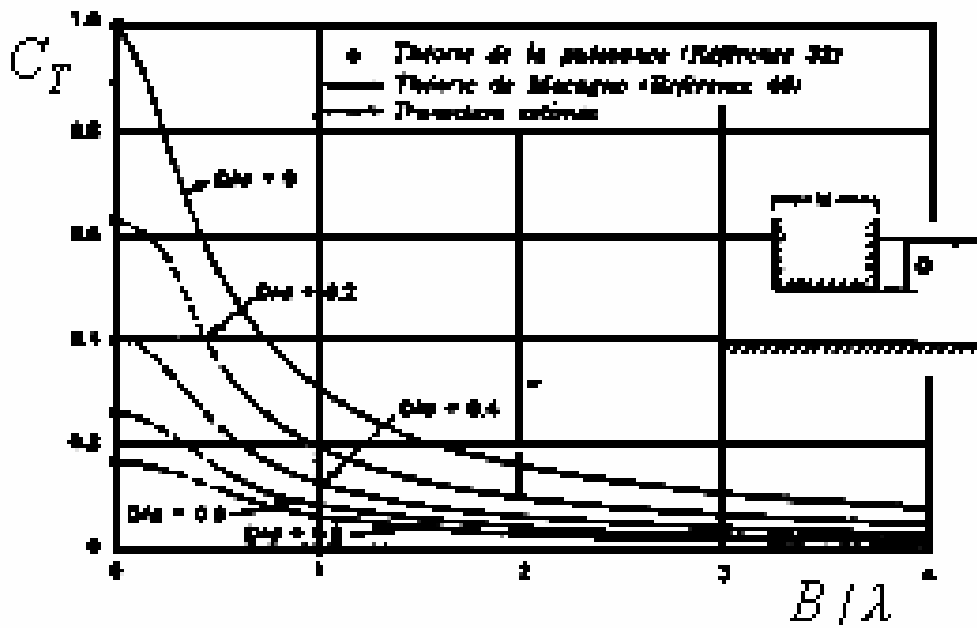


Figure 5.6.2 : Coefficient de transmission pour un brise-lames discontinu fixe ($\lambda h=2.5$).

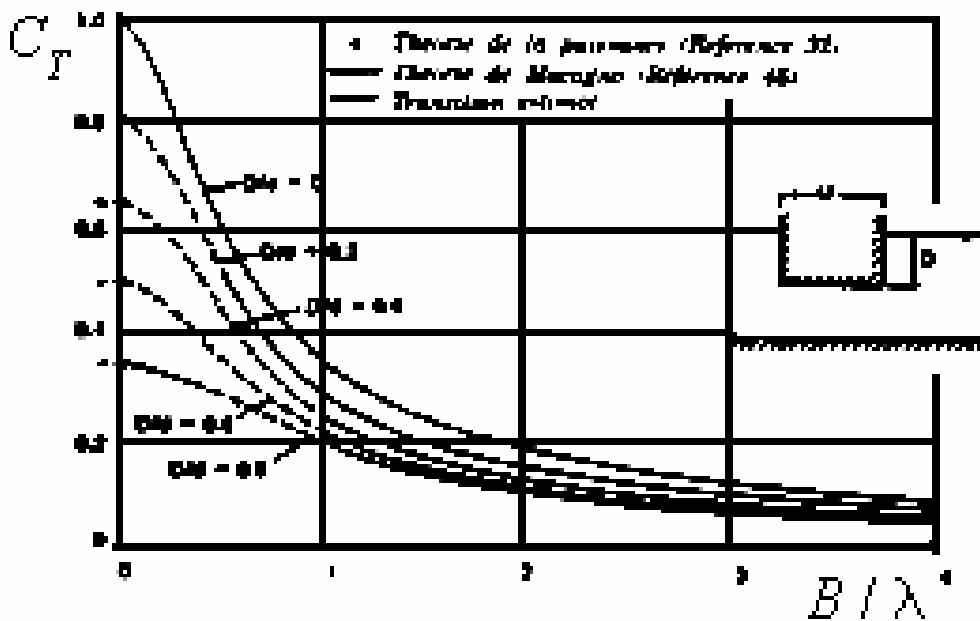


Figure 5.6.3 : Coefficient de transmission pour un brise-lames discontinu fixe ($\lambda h=5$).

5.4. Les caissons à murs perforés

La construction de caissons à murs perforés a été imaginée par G.E. Jarlan pour protéger des ouvrages offshore. Ces murs sont appelés murs Jarlan, du nom de leur inventeur.

Ces caissons sont formés de deux murs verticaux. Du côté à protéger, le mur est plein, étanche et infranchissable.

Du côté de la mer, le mur est traversé par des trous cylindriques d'un diamètre de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la paroi ; c'est à dire de l'ordre du mètre. Le taux de perforation μ , défini comme le quotient de la surface des trous s à la surface totale de la paroi S , est de l'ordre de 25% à 35%.

Ces deux parois forment ainsi, avec le fond et les côtés dont les parois sont pleines, une chambre d'expansion de la houle.

Lorsque la crête de la houle monte le long du mur perforé, la chambre se remplit partiellement, ce qui écrête l'onde. Lorsque ensuite le creux de la houle descend le long du mur perforé, la chambre se vide partiellement, ce qui remplit une partie du creux de l'onde.

Il en résulte, si le déphasage est suffisant, une atténuation de l'onde réfléchi. Il n'y a évidemment pas d'onde transmise.

Il apparaît que le déphasage est lié au rapport entre la largeur de la chambre B et la longueur d'onde λ . C'est donc un procédé "coupe bande" qui nécessite un accord entre la largeur du caisson et la gamme de longueur d'onde de houle, et donc de période, pour lesquelles une atténuation est recherchée.

Les perforations permettent également de dissiper une partie de l'énergie.

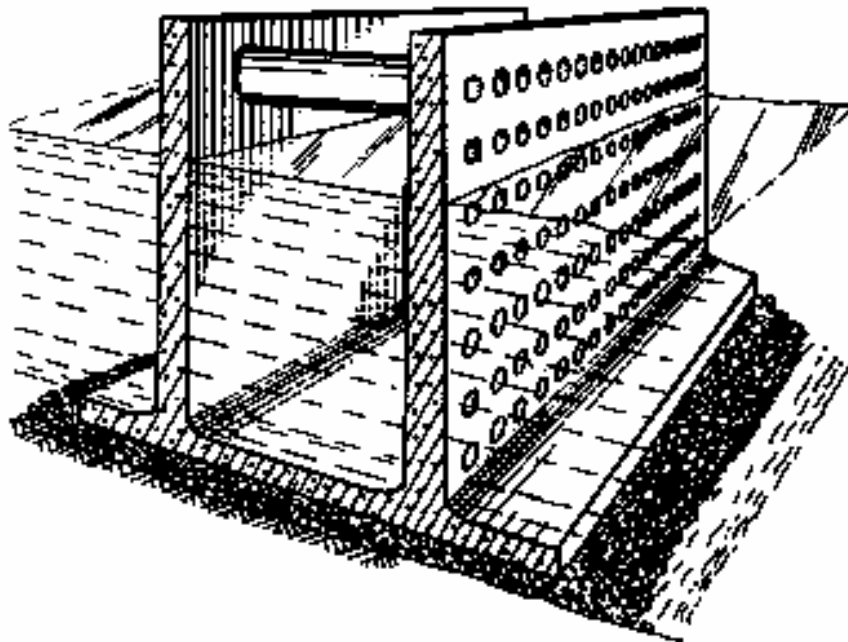


Figure 5.7 : Schéma du caisson à mur perforé de Jarlan.

La figure 5.8 montre les coefficients de réflexion obtenus en bassin en fonction du rapport B/λ par T. Tanimoto et al. [5]. Elle met en évidence que le rapport entre la largeur du caisson et la longueur d'onde qui permet d'obtenir un coefficient de réflexion inférieur à 0.5 est compris entre 0.10 et 0.35.

Ainsi, en profondeur assez grande, avec une largeur de 20 mètres, les houles réfléchies seront atténuées entre 6 et 11 secondes.

Ce type de caisson peut également être utilisé pour empêcher la réflexion de la houle sur les quais et calmer ainsi le plan d'eau à l'intérieur des ports.

Ce type de procédé a fait l'objet d'une protection industrielle en 1964.

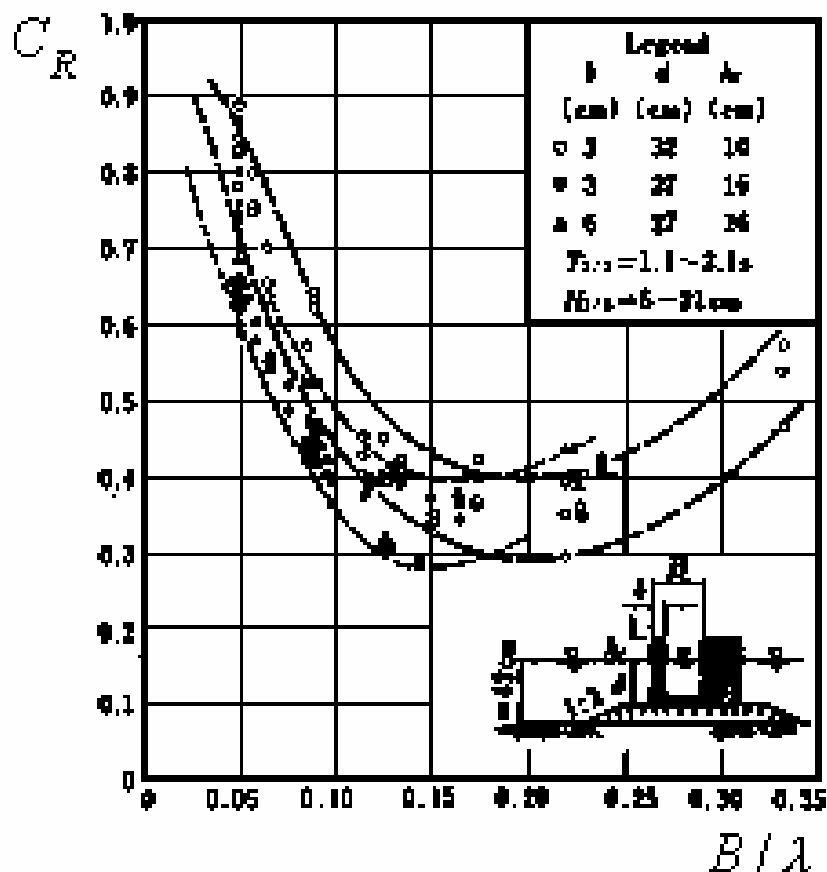


Figure 5.8 : Coefficient de réflexion en fonction de la largeur relative de la chambre, sur houle irrégulière.

5.5. Les nouveaux concepts de digue partielles

5.5.1. Le mur d'eau oscillant

Le principe de fonctionnement du "mur d'eau oscillant" engendré par une plaque horizontale immergée sous la surface libre a été mis en évidence en 1985 par P. Guével et al. L'utilisation des plaques horizontales pour générer un tel phénomène a été brevetée par la société Principia Recherche Développement et la Principauté de Monaco.

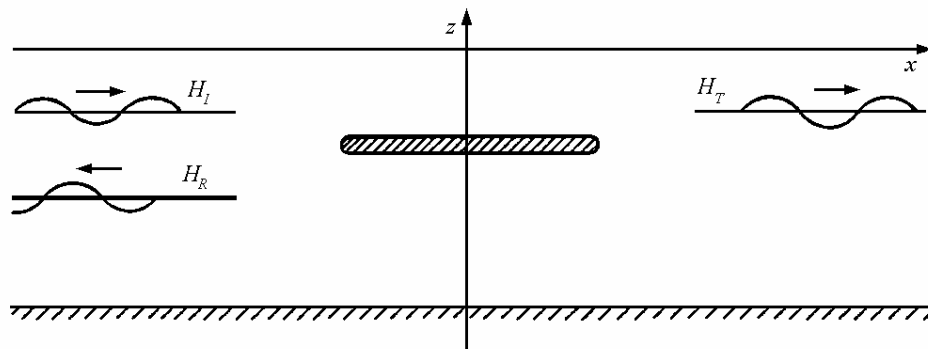


Figure 5.9 : Schéma de principe des plaques génératrices du mur d'eau oscillant.

Excitée par la houle incidente, la masse fluide située sous la plaque oscille horizontalement comme un bloc solide.

La pression ainsi transmise sous la plaque engendre une onde transmise déphasée par rapport à l'onde transmise par dessus la plaque. Sous certaines conditions concernant leurs hauteurs respectives et leur déphasage relatif, les deux ondes se compensent partiellement, voire complètement.

Ce procédé laisse évidemment passer :

- les ondes très courtes qui ne perturbent guère le fluide sous la plaque,
- les ondes très longues pour lesquelles le déphasage relatif tend à s'annuler.

Il s'agit donc d'un procédé coupe bande.

Les performances obtenues par ce système sont intéressantes dans une gamme de longueurs d'ondes assez large. Ainsi, pour une plaque de 12 mètres de large immergée à 2 mètres sous la surface libre dans une profondeur de 11 mètres, le coefficient de transmission est inférieur à $C_T=0.5$ pour les périodes comprises entre 4.75 secondes et 7.50 secondes (théorie confirmée par des expériences sur modèle). Cela correspond à un rapport λ/B compris entre 2.9 et 5.7.

Deux plaques de 16 mètres de large, de 24 mètres de long séparées par 24 mètres ont été installées en 1990 pour protéger les émissaires de la ville olympique de Barcelone (jeu de 1992).

Les performances de l'installation de Barcelone qui fonctionne depuis maintenant huit ans, correspondent aux attentes de leurs concepteurs.



Figure 5.10 : Plaques de Barcelone en construction (Eiffel).

Les efforts verticaux engendrés par la houle sont considérables (efforts à la fréquence de la houle et efforts harmoniques) Ils peuvent atteindre 400 kdaN par mètre d'amplitude de la houle pour la plaque de 24 mètres de large, soit 16.7 kdaN par mètre linéaire pour une houle de deux mètres crête à creux. Les efforts horizontaux sont d'un ordre de grandeur plus petits.

5.5.2. Le mur d'eau fixe

Le procédé du "mur d'eau fixe" a été développé R. Bouchet et J.M. Manzone du Ministère des Travaux Publics de la Principauté de Monaco.

Ce procédé met en œuvre une structure fixe qui intercepte la surface libre. Il en résulte que les petites ondes sont arrêtées jusqu'à une longueur d'onde critique. C'est un procédé passe basses fréquences qui coupe les hautes fréquences.

Comme le montre la figure 5.10, tirée du brevet déposé, la structure présente deux chambres. La chambre avant permet d'amortir les ondes qui déferlent par dessus la digue. La chambre arrière, qui communique avec la précédente et avec le plan d'eau protégé permet de tranquilliser la première tout en évacuant le surplus de fluide.

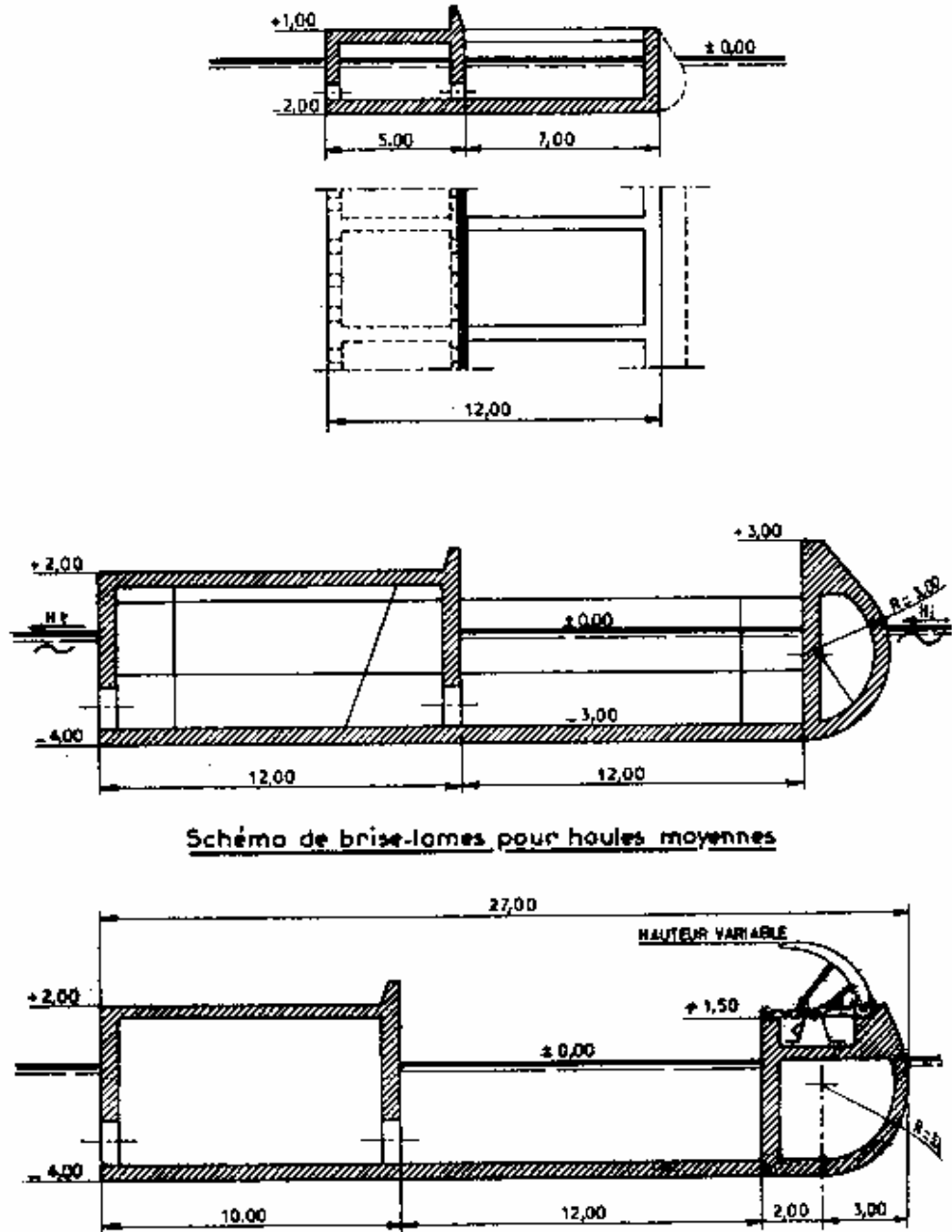


Figure 5.10 : Schéma de principe du procédé du mur d'eau fixe.

D'après les hauteurs, le coefficient de transmission C_T est inférieur à 0.5 pour un rapport λ/B inférieur à 5.

5.5.3. La digue partielle Bouygues Offshore

La société Bouygues Offshore a déposé en 1997 un brevet concernant une digue partielle novatrice. Les données disponibles au sujet de ce procédé sont encore insuffisantes pour pouvoir avoir une idée précise au sujet de ses caractéristiques et de ses performances.

5.6. Conclusions

Les digues et brise-lames fixes peuvent permettre d'obtenir des performances hydrodynamiques intéressantes (voire parfaites) en matière de défense des aménagements côtiers contre la houle et les lames, soit par réflexion des ondes incidentes soit par dissipation après déferlement de la houle.

Pour être réellement efficaces, les brise-lames discontinus doivent posséder des dimensions géométriques importantes ou fonctionner selon des procédés innovants.

Toutefois, ce type de procédés conduit à mettre en œuvre des quantités importantes de matériaux dans le cadre de travaux maritimes d'envergure, et engendre des coûts très importants.

Enfin, la mise en place de digues et brise-lames fixes peut entraîner des perturbations importantes du milieu marin et induire des risques non négligeables pour l'écologie.

6. Brise-lames flottants

6.1. Généralités sur les brise-lames flottants

6.1.1. Un peu d'histoire

L'idée d'utiliser des dispositifs flottants pour amortir les vagues et protéger ainsi des rades portuaires contre la houle n'est pas récente. En effet, les premiers essais connus de brise-lames flottants remontent au XIX^{ème} siècle. Toutefois, tous ces essais furent des échecs qui s'achevèrent par la ruine des ouvrages :

- A Brighton en Angleterre, un brise-lames flottant constitué de trois éléments en bois à claires-voies tenus par des ancrages caténaux à été détruit par une tempête en 1845 après que ses chaînes aient été brisées.
- A la Ciotat en France, un brise-lames analogue fut construit en 1843. Il ne dura que deux ans.
- A Yalta en Ukraine, un brise-lames constitué de flotteurs tenus par des ancrages caténaux fut installé en 1850. Il fut détruit par des tempêtes.
- En face de Kronstadt en Russie, au Cap des Renards (Lissii Noss) un brise-lames flottant constitué par des éléments à claires-voies recouverts de planches tenus par des ancrages caténaux fut installé en 1854-1855. Il fut détruit par les chocs des éléments les uns contre les autres.
- Plus tard, en 1905, un engin flottant destiné à amortir la houle fut conçu par Joly.
- En Suède, un brise-lames flottant, composé de deux pontons de béton, de 60 mètres de long, 4.5 mètres de large et 3.75 mètres de tirant d'eau a été installé en 1941 pour protéger le port de Lysekil contre le clapot levé sur un fetch de 5 à 6 kilomètres. Il était ancré sur 12 lignes caténaux avec des chaînes de 2" à 3.5" et des corps morts de 6 tonnes. Son comportement a été considéré comme satisfaisant pendant ses quarante années de service.
- En Norvège, plusieurs pontons en bétons ont été construits par les allemands pendant la seconde guerre mondiale. A Bergen, trois de ces pontons ont été utilisés pour protéger la marina d'Elsero contre le clapot levé sur un fetch de 5 kilomètres. Chaque ponton fait 60 mètres de long, 6 mètres de large, 2.15 mètres de tirant d'eau et 0.85 mètre de franc bord. L'ensemble était ancrés sur 8 lignes caténaux avec des chaînes de 1.5" à 2" et des corps morts en béton, des enrochements et des ancres. Leur fonctionnement a été jugé satisfaisant.
- Pendant la seconde guerre mondiale, un brise-lames flottant, appelé Bombardon, a été imaginé pour la protection des opérations de débarquement en Normandie en 1944. Ce dispositif en forme de croix de Malte a, somme toute, bien rempli son rôle avant d'être ruiné après deux semaines de fonctionnement.

Depuis les années 1970 de nombreux pontons brise-lames ont été installés en Norvège puis aux U.S.A. et au Japon.

Ces dispositifs sont efficaces contre les clapots levés sur des fetchs courts mais deviennent inefficaces dès que le fetch atteint 8 à 10 kilomètres. Ils laissent également passer les houles formées au large.

6.1.2. Domaines d'utilisation

Il est clair qu'en raison des problèmes posés par leurs dimensions et par leurs ancrages, l'utilisation de brise-lames flottants n'est réaliste que pour des sites déjà protégés de la houle du large et soumis seulement à un clapot résiduel local, ou soumis à un clapot levé sur des fetchs courts.

Depuis une quinzaine d'années, le développement de la flotte de plaisance est à l'origine d'un regain d'intérêt pour ce genre de protection, ce qui a conduit à de nombreuses études en laboratoire.

En effet, la construction d'ouvrages fixes coûte très cher, et il existe une multitude de petits sites, naturellement protégés des houles du large, qui ne demandent plus qu'une dernière atténuation de l'agitation pour en faire des abris acceptables.

Ce concept de brise-lames flottants présente trois avantages importants par rapport aux procédés fixes classiques :

- Le coût des brise-lames flottants est peu sensible à la profondeur d'eau du site et à la mauvaise qualité du sol de fondation.
- La mobilité des brise-lames flottants permet de les mettre en place l'été et de les rentrer à la mauvaise saison, lorsque leur utilité pour les navires de plaisance est diminuée, voire supprimée.
- Les brise-lames flottants ont un impact limité sur le milieu naturel : circulation des courants, échanges biologiques, transport des sédiments.

Ces systèmes présentent cependant deux inconvénients majeurs par rapport aux procédés fixes classiques :

- La protection contre la houle qu'ils permettent d'obtenir est nettement moins efficace.
- Les brise-lames flottants ne permettent d'atténuer assez convenablement que les houles de faibles longueurs d'onde et les clapots dont les périodes ne dépassent pas quelques secondes.

6.1.3. Eléments caractéristiques des brise-lames flottants

Les performances des brise-lames sont caractérisées en fonction de trois critères principaux :

- La capacité du brise-lames à atténuer la houle. Ce critère est quantifié par le coefficient de transmission du système. En général, les brise-lames sont dimensionnés pour obtenir un coefficient de 0.5 jusqu'à une période donnée appelée période de coupure.

- La hauteur maximale de la houle incidente que le brise-lames peut atténuer et celle qu'il peut supporter sans atténuation, mais sans ruine.
- Les efforts d'ancrage que les amarrages doivent supporter.

Si les efforts moyens que les ancrages doivent supporter sont directement et uniquement liés à l'efficacité du brise-lames, les efforts alternatifs dimensionnants (période de la houle et harmoniques) varient beaucoup d'un concept à l'autre et peuvent atteindre des valeurs très élevées. De manière générale, ils sont liés à l'efficacité du système.

D'autres critères sont également à considérer, comme :

- L'amplitude des oscillations des brise-lames dues aux excitations de la houle incidente.
- Des éléments technologiques tels que les liaisons entre les différents modules de la protection.
- La maintenabilité des ouvrages de protection (lutte contre la corrosion, nettoyage, vérification des ancrages et des liaisons, ...).

6.1.4. Classification des différents systèmes

Les recherches entreprises au sujet des brise-lames flottants ont engendré de nombreux systèmes. Bien que leurs concepts et leurs procédés de construction soient les plus divers, les modes d'action utilisés pour atténuer la houle sont en nombre restreints, ce qui permet de classer les procédés en trois catégories :

- Les brise-lames réflecteurs qui sont des systèmes rigides avec un tirant d'eau leur permettant d'intercepter une portion de l'énergie incidente qu'ils réfléchissent partiellement. Pour être efficaces, ces systèmes doivent, a priori, bouger le moins possible, ce qui est réalisé dans la pratique en augmentant le plus possible les périodes propres de roulis et de pilonnement. Par ailleurs, ce type de système doit supporter des efforts d'ancrage très importants.
- Les brise-lames dissipateurs d'énergie peuvent être rigides ou flexibles. Ils sont étudiés pour désorganiser, en surface, les mouvements orbitaux des particules fluides. Cette désorganisation augmente le niveau de turbulence génératrice de pertes d'énergie importantes. Ces systèmes qui nécessitent une grande largeur, sont sollicités par des efforts d'ancrages modérés, mais sont le siège d'efforts internes importants.
- Les brise-lames dynamiques sont étudiés pour que leurs mouvements génèrent une houle en opposition de phase avec la houle incidente. La somme des deux ondes donne une houle amortie.

6.2. Les systèmes réflecteurs

6.2.1. Les pontons

Les principaux systèmes de brise-lames réflecteurs sont constitué par des pontons ancrés soit par des lignes caténares ou tendues attachées à des corps morts, soit par des pieux (Ducs d'Albes).

6.2.1.1. Equation du comportement des pontons

Les performances hydrodynamiques d'un ponton lourd dépendent des paramètres suivants :

- sa masse linéique M/L ,
- ses dimensions géométriques (largeur B , tirant d'eau D , franc bord F), présence de jupes (difficiles lorsque le ponton doit se poser), par l'intermédiaire des coefficients hydrodynamiques (masses ajoutées M_a , amortissement de gravité A_g et visqueux A_v , efforts d'excitation F_{ex} , rappels hydrostatiques K_s),
- les raideurs d'ancrages K_a (chaînes, pieux ou lignes tendues),
- l'implantation de la ligne brise-lames, vis à vis des berges et des modes propres du bassin.

Soit un ponton parallélépipédique homogène dont le centre de gravité G est situé à l'intersection des plans de symétrie.

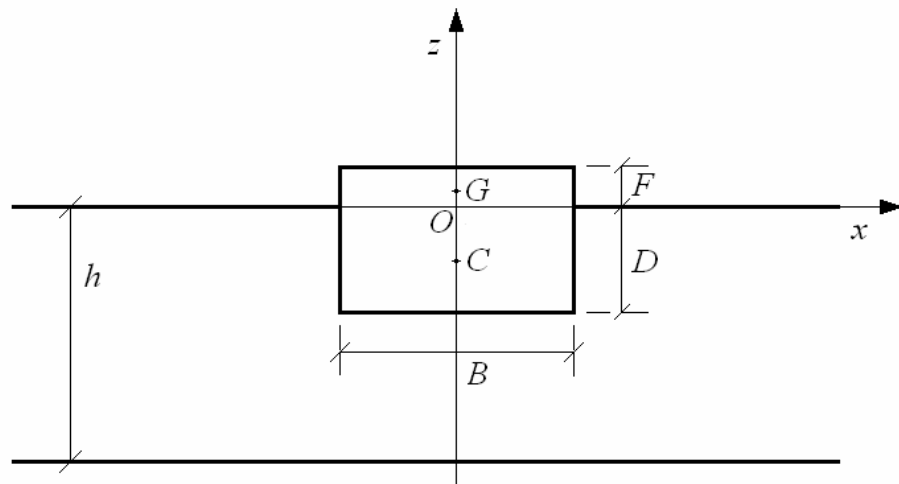


Figure 6.1 : Schéma du ponton brise-lames.

Le repère est orthonormé direct, son origine est située à l'intersection de la surface libre et de la verticale passant par le centre de gravité G . L'axe O_z est vertical ascendant, l'axe O_x est parallèle à la longueur et l'axe O_y est parallèle à la largeur du ponton. Les équations de la mécanique sont réduites au centre de gravité du ponton.

Il résulte de l'existence de deux plans de symétrie géométriques (Oxz et Oyz) que sur le plan mécanique comme sur le plan hydrodynamique :

- le pilonnement est découplé de tous les mouvements,
- le cavalemt et le tangage sont faiblement couplés entre eux,
- l'embarquée et le roulis sont faiblement couplés entre eux,
- le lacet est découplé de tous les mouvements.

Naturellement, les ancrages (pieux ou corps-morts) introduisent, des couplages entre différents mouvements.

L'équation de réponse du ponton à la houle s'écrit au premier ordre :

$$(6.1) \quad \mathbf{M} + Ma \ddot{\underline{X}} + \mathbf{A}g + Av \dot{\underline{V}} + \mathbf{K}s + Ka \underline{X} = \bar{F}ex$$

soit en régime harmonique à la période T et à la pulsation ω (houle mono fréquentielle) :

$$(6.2) \quad \left\{ \omega^2 \mathbf{M} + Ma \underline{\underline{1}} - i\omega \mathbf{A}g + Av \underline{\underline{1}} + \mathbf{K}s + Ka \underline{\underline{1}} \right\} \underline{X} = Fex$$

Il en résulte que

- Pour les grandes pulsations (petites périodes) le comportement du ponton est essentiellement inertiel : la petite houle n'arrive pas à bouger le gros ponton qui ne bouge pas et réfléchit donc la houle.
- Pour les petites pulsations (grandes périodes) le comportement du ponton est essentiellement gouverné par la raideur de l'ancrage : si le ponton est fermement ancré, la grande houle n'arrive pas à le bouger et est partiellement réfléchi, si le ponton est ancré mollement, il bouchonne et la houle passe en totalité (d'où la supériorité incontestable des pieux sur les ancrages caténaux en matière de protection contre la houle).
- Entre les deux, tout dépend des périodes propres du ponton et de ses termes hydrodynamiques.

Par ailleurs, si la houle est atténuée ou réfléchi, sa quantité de mouvement varie. La différence des quantités de mouvements (après moins avant) est égale aux efforts à reprendre. Il n'y a pas d'atténuation de la houle possible sans reprendre des efforts importants.

Les efforts de liaison, les déplacements autorisés, et donc les systèmes d'attache doivent être dimensionnés en conséquence.

6.2.1.2. Périodes propres du ponton

Les périodes propres du ponton sont fondamentales. Comme elles sont directement issues des rapports entre la masse et la raideur, elles séparent les domaines de périodes pour lesquelles le comportement est soit gouverné par les inerties, soit gouverné par les raideurs :

- $T < \inf(T_p, T_r, T_t)$ comportement gouverné par les inerties,
- $T > \sup(T_p, T_r, T_t)$ comportement gouverné par les raideurs.

La période propre de pilonnement s'écrit :

$$(6.3) \quad T_p = 2\pi \sqrt{\frac{M + Ma_{33}}{Ks_{33} + Ka_{33}}}$$

Avec :

- $M = \rho LBD$
- $Ma_{33} = M C m_{33}$ avec $C m_{33} \approx 2$
- $Ks_{33} = \rho g LB$
- $Ka_{33} \approx 0$ pour des chaînes ou des pieux à un seul anneau.

D'où :

$$(6.4) \quad T_p = 2\pi \sqrt{D \frac{(1 + C m_{33})}{g}} \approx 3.5 \sqrt{D}$$

En négligeant les termes de couplage avec l'embarquée, la période propre de roulis s'écrit :

$$(6.5) \quad T_r = 2\pi \sqrt{\frac{I_{xx} + Ma_{44}}{Ks_{44} + Ka_{44}}}$$

Avec :

- $I_{xx} = \rho LBD \frac{B^2 + D^2}{12}$
- $Ma_{44} = I_{xx} C m_{44}$ avec $C m_{44} \approx 1$
- $Ks_{44} = \rho g LBD(r_x - a) \approx \rho g LBD \left[\frac{B^2}{12D} - \frac{D}{2} \right] = \rho g LBD \frac{B^2 - 6D^2}{12D}$ en supposant que le centre de gravité est au voisinage de la surface libre, le centre de carène étant lui au milieu de la partie immergé du ponton.
- $Ka_{44} \approx 0$ pour des chaînes ou des pieux à un seul anneau.

D'où, en supposant que le tirant d'eau est assez petit devant la largeur du ponton $D < 0.4B$.

$$(5.6) \quad T_r = 2\pi \sqrt{D \frac{(1 + C m_{44})}{g} \frac{B^2 + D^2}{B^2 - 6D^2}} \approx 2.8 \sqrt{D} \left[1 + 3.5 \left(\frac{D}{B} \right)^2 + O \left(\frac{D}{B} \right)^4 \right]$$

De même, en négligeant les termes de couplage avec le cavalement, la période propre de tangages s'écrit :

$$(5.7) \quad T_t = 2\pi \sqrt{\frac{I_{yy} + Ma_{55}}{Ks_{55} + Ka_{55}}}$$

Avec :

- $I_{yy} = \rho LBD \frac{L^2 + D^2}{12}$
- $Ma_{55} = I_{yy} C m_{55}$ avec $C m_{55} \approx 1$
- $Ks_{55} = \rho g LBD(r_y - a) \approx \rho g LBD \left[\frac{L^2}{12D} - \frac{D}{2} \right] = \rho g LBD \frac{L^2 - 6D^2}{12D}$ en supposant que le centre de gravité est au voisinage de la surface libre, le centre de carène étant lui au milieu de la partie immergé du ponton.
- $Ka_{55} \approx 0$ pour des chaînes ou des pieux à un seul anneau.

D'où, en supposant que le tirant d'eau est assez petit devant la longueur du ponton $D < 0.1L$.

$$(5.8) \quad T_t = 2\pi \sqrt{D \frac{(1 + C m_{55})}{g} \frac{L^2 + D^2}{L^2 - 6D^2}} \approx 2.8\sqrt{D} \left[1 + O\left(\frac{D}{L}\right)^2 \right]$$

Les autres périodes propres ne dépendent que des ancrages. A noter que les périodes propres de pilonnement, roulis et tangage peuvent également dépendre des ancrages si il ne s'agit de pieux avec deux anneaux (blocage du roulis et du tangage) ou de lignes tendues (blocage du pilonnement).

Pour des pontons parallélépipédiques, au premier ordre, les périodes propres de pilonnement, tangage et roulis ne dépendent donc que du tirant d'eau. Elles sont de l'ordre de $3\sqrt{D}$:

- $T < 3\sqrt{D}$ comportement gouverné par les inerties,
- $T > 3\sqrt{D}$ comportement gouverné par les raideurs.

Pour un tirant d'eau de l'ordre de 0.8 à 1.2 mètre, la limite est donc de l'ordre de 2.5 à 3.5 secondes.

La seule manière de repousser les périodes propres d'un caisson parallélépipédique est d'augmenter son tirant d'eau.

Sinon, il faut modifier les formes : augmenter le masse d'eau ajoutée (jupes de confinement) et/ou diminuer la raideur (caissons semi-submersibles).

6.2.1.3. Efforts d'excitation

Les forces d'excitation engendrées par la houle dépendent de la période dans des proportions beaucoup plus importantes que les masses ajoutées ou les amortissements de gravité. Leurs effets dépendent de la pulsation adimensionnelle $\tilde{\omega}$ définie par :

$$(6.9) \quad \tilde{\omega} = \omega \sqrt{\frac{B}{2g}}$$

La pulsation, la période et la longueur d'onde (pour une profondeur suffisante) s'expriment alors en fonction de $\tilde{\omega}$:

$$(6.10) \quad \omega = \tilde{\omega} \sqrt{\frac{2g}{B}} \quad T = \frac{2\pi}{\tilde{\omega}} \sqrt{\frac{B}{2g}} \quad \lambda = \frac{\pi}{\tilde{\omega}^2} B$$

Lorsque la longueur d'onde est très inférieure à la largeur du caisson, les effets de la multitude des crêtes et des creux se compensent. Le caisson

ne subit pratiquement par d'efforts. D'après les expériences systématiques menées par Vugts, dans le cas d'un caisson parallélépipédique, les efforts ne sont significatifs lorsque $\tilde{\omega} < 1.40$ c'est à dire pour $T > \sqrt{B}$ et $\lambda > 1.5 B$

Lorsque la houle est longue, le caisson bouchonne et les efforts d'excitation deviennent maximaux et indépendants de la période. D'après le même auteur, c'est le cas lorsque $\tilde{\omega} < 0.75$ c'est à dire pour $T > 3.3\sqrt{B}$ et $\lambda > 5.6 B$

Entre les deux les efforts croissent régulièrement.

Il est donc assez facile d'avoir une action significative sur la houle avec un caisson jusqu'à des conditions intermédiaires, c'est à dire tant que la longueur d'onde est inférieure à $2B$ ou $3B$. En effet, dans ce domaine de périodes la résultante des efforts engendrés par la houle est très faible.

A noter que n'importe quel objet flottant ou non permet d'obtenir ce résultat.

6.2.1.4. Aspects énergétiques

La densité surfacique d'énergie totale (cinétique et potentielle) véhiculée par la houle s'écrit :

$$(6.11) \quad e = \frac{1}{8} \rho g H^2$$

Comme au delà d'une certaine cambrure ($H/\lambda > 0.142$) la houle déferle, la densité d'énergie maximale véhiculée par la houle s'écrit :

$$(6.12) \quad e \leq \frac{1}{400} \rho g \lambda^2 = \frac{1}{1600\pi^2} \rho g^3 T^4$$

La densité d'énergie croît donc comme la puissance quatrième de la période.

Elle est ensuite limitée par la hauteur maximale de la houle qui existe sur le site. Si la limite est de l'ordre du mètre ($H=1\text{m}$), l'énergie croît jusqu'à une longueur d'onde de l'ordre de 7 mètres ($\lambda=1/0.142\text{m}$) qui correspond à une période de l'ordre de 2.1 secondes.

6.2.1.5. Effets des jupes

Deux idées génératrices peuvent conduire à de mettre des jupes sur des pontons :

- faire obstacle à la houle,
- confiner l'eau pour augmenter la masse d'eau ajoutée.

La première idée est une fausse bonne idée qui se solde toujours par une déception. En effet, d'après les expériences systématiques de V. Grigorief, pour avoir une action significative sur la houle, une paroi mince verticale fixe doit avoir une hauteur émergée supérieure à la hauteur des vagues et une hauteur immergée de 2 à 3 fois la hauteur de la houle.

Ainsi, pour une hauteur de 1 m, la jupe verticale fixe doit aller au minimum de -2m à -3m jusqu'à +1m. Par ailleurs, les travaux effectués sur des digues partielles fixes montrent que la houle passe très bien par dessous dès que la longueur d'onde augmente au delà de 10 fois la hauteur immergée du caisson. Pour un voile d'un mètre, cette limite correspond à une longueur d'onde de 10 mètres, soit une période de 2.5 secondes.

Par ailleurs, il faut noter qu'agiter une plaque fixe verticale dans l'eau consiste à réaliser un batteur à houle. Certes pas forcément très bon (houle pas très sinusoïdale) mais tout de même efficace. Des essais effectués sur des pontons mobiles avec une et deux jupes (une de chaque coté) de l'ordre d'un mètre montrent que l'efficacité n'est pas évidente pour des houles dont la longueur d'onde est supérieure à deux fois le "brise-lames"

Les procédés flottant fondés sur un voile vertical (cadre en A, système Lapérière) fonctionnent assez bien jusqu'à des périodes de 2 secondes pour des hauteurs de l'ordre de 0.5 mètre.

La seconde idée ne peut être mise en application que dans une étude d'ensemble du procédé et nécessite des calculs pour dégrossir et des essais pour confirmer et affiner. Elle a peu de chance d'être efficace par hasard.

6.2.1.5. Performances

Il résulte de ce qui précède qu'un ponton "lourd" ancré sur corps morts ne peut avoir une action significative sur la houle que dans les conditions suivantes :

- $T < 3\sqrt{D}$
- $\lambda < 3B$ ou $T < 1.4\sqrt{B}$
- $H < 1\text{m}$

Il convient de remarque que les deux périodes limites sont voisines lorsque :

$$(6.13) \quad 4 < \frac{B}{D} < 5$$

Ces conditions correspondent à des pontons de dimensions dont les ordres de grandeur sont donnés dans le tableau 6.1.

période limite	Largeur B	Tirant d'eau D	Masse linéique
2.0 s	2.04 m	0.44 m	900 kg/m
2.5 s	3.19 m	0.69 m	2200 kg/m
3.0 s	4.59 m	1.00 m	4500 kg/m
3.5 s	6.25 m	1.36 m	8500 kg/m
4.0 s	8.16 m	1.78 m	14500 kg/m

Tableau 6.1 : Périodes de coupure de l'atténuation en fonction des dimensions du ponton brise-lames.

Rien d'étonnant que les pontons bétons standard aient une largeur de 3 à 4 mètres un tirant d'eau de 0.60 à 0.80 mètre une masse linéique de 2000 à 4000 kg/m et arrête la moitié d'une houle pour des hauteurs inférieures à 1 mètre et des périodes inférieures à 2.5 à 3 secondes.

Des études sur modèles physiques puis sur prototypes in situ qui ont été menée en Union Soviétique ont conduit à l'expression suivante du coefficient de transmission, expression d'où le tirant d'eau est absent :

$$(6.12) \quad C_T = \exp\left(-1.15 \left[\frac{B}{\lambda}\right]^{\frac{1}{2}}\right)$$

ce qui implique un coefficient de transmission supérieur à 0.5 dès que le rapport λ/B devient supérieur à 1.4 !

A noter que les performances satisfaisantes des pontons nordiques sont essentiellement dues à leurs dimensions (5 à 6 mètres de large et 2 à 3 mètres de tirant d'eau) et aux fetchs courts sur lesquels les périodes significatives levées sont, au plus de l'ordre de 2 à 3 secondes.

Il convient également de remarquer que la profondeur d'eau joue un rôle important dans l'efficacité des pontons. En effet, bien que la répartition d'énergie dans la tranche d'eau soit plus homogène, la diminution de la profondeur a pour conséquences :

- L'augmentation des masses d'eau ajoutée due à l'effet de confinement, ce qui tend à augmenter les périodes propres du brise-lames.
- La diminution de la longueur d'onde de la houle pour une période donnée due à la relation de dispersion, ce qui est favorable pour le rapport λ/B

Globalement, les performances obtenues par les pontons brise-lames sont assez moyennes et les efforts d'ancrage peuvent être importants : jusqu'à 2. tonnes par mètre linéaire pour une hauteur de la houle incidente de 1. mètre.

6.2.2. Les autres systèmes réflecteurs

Les performances des autres types de brise-lames réflecteurs sont souvent supérieures à celles des pontons, mais ce gain est obtenu au détriment de la simplicité des formes et du coût.

Les efforts d'ancrage peuvent également être importants : jusqu'à 2. tonnes par mètre linéaire pour une hauteur de la houle incidente de 1. mètre.

Le tableau 6.2 rassemble des résultats concernant les principaux systèmes réflecteurs en fonction de la profondeur d'eau h , de la largeur B , du tirant d'eau D , de la masse linéique, de la période T et de la hauteur de la houle incidente H_I . Il indique les périodes en deçà desquelles les coefficients de transmission sont inférieurs à C_T et le rapport entre la longueur d'onde et la largeur du ponton correspondante.

Système	h (m)	B (m)	D (m)	M (t/m)	T (s)	H_I (m)	C_T	F kdaN/m)	λ/B
Ponton Carver	7.60	3.70	1.05	4.00	3.00	0.75	0.47	-	3.80
(essais en bassin)	7.60	3.70	1.05	4.00	3.50	0.90	0.61	-	5.10
	3.00	3.70	1.05	4.00	3.50	0.90	0.51	-	4.29
Ponton Carver	7.60	4.90	1.05	5.30	3.00	0.75	0.40	-	2.87
Ponton DHI	4.00	3.00	0.55	1.50	2.90	0.60	0.50	-	4.22
Ponton Ofuya	6.40	7.10	0.95	6.60	3.50	0.75 à 1.30	0.50	-	2.62
	6.40	7.10	1.22	8.50	3.50	0.75 à 1.30	0.40	-	2.62
	6.40	7.10	1.93	13.40	3.50	0.75 à 1.30	0.40	-	2.62
Alaska (Carver)	7.60	6.40	1.40	4.70	3.50	0.90	0.50	-	2.95
Alaska (LCHF)	9.50 à 13.60	9.00	1.50	5.90	3.80	1.10	0.50	0.97	2.50
Ponton Davidson	3.00	3.00	1.50	-	3.00	0.90	0.33	0.80	4.23
(Catamaran)	9.00	3.00	1.50	-	3.50	1.20	0.54	1.60	6.34
Equiport	-	7.60	1.80	0.58	4.00	1.30	0.50	0.60	3.28
Cadre en A Ofuya	4.95	6.30	3.86	-	3.50	1.30	0.50	1.25	2.85
	8.25	6.30	3.86	-	3.50	1.30	0.50	-	3.01
Chen et Wiegel A	7.50	13.00	3.20	-	3.50	1.45	0.50	-	1.45
Chen et Wiegel B	7.50	7.00	4.20	-	3.80	1.20	0.50	-	2.27
Lasalle	20.00	6.60	2.50	-	4.00	1.50	0.50	-	3.78
BS 107 C	60.00	10.00	1.40	-	4.00	1.50	0.50	2.60	2.50

Tableau 6.2 : Systèmes brise-lames réflecteurs

6.3. Les systèmes dissipateurs d'énergie

6.3.1. Les assemblages de pneus

Ce type de système brise-lames s'est développé aux Etats Unis d'Amérique depuis le milieu des années 1960 en raison de son faible coût de construction.

Ce sont des nappes flottantes formées avec des pneus usagés, dont le montage artisanal est souvent assuré par les utilisateurs.

Il existe trois modes principaux de construction de ces brise-lames :

- Le système Wave-Maze construit avec des pneus de camions.
- Le système Goodyear construit avec des pneus de voitures de tourisme.
- Le système Wave-Guard ou Pipe-Tire construit avec des pneus de camions.

Ces brise-lames ont des performances assez moyennes, mais subissent des efforts d'ancrage faibles par rapport aux systèmes réflecteurs.

6.3.1.1. Le système Wave-Maze

6.3.1.1.1. Description du système

Le système Wave-Maze (labyrinthe à houle) a été imaginé et breveté en 1963 par Stitt et Noble.

Il est composé de pneus de camions dont 20% sont remplis de polystyrène expansé ou de mousse polyuréthane.

La structure de la nappe est formée de deux couches de pneus horizontaux entre lesquelles sont placés un assemblage de pneus verticaux disposés suivant une maille triangulaire (cf. figure 6.2).

Les pneus sont liés entre eux par des boulons munis de rondelles.

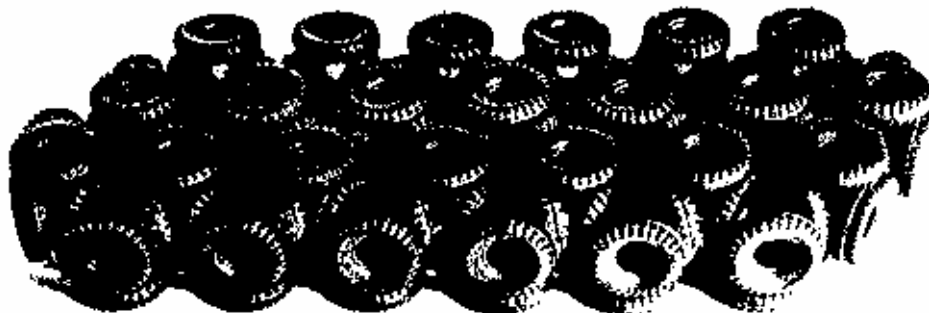


Figure 6.2 : Brise-lames Wave-Maze (Kamel et Davidson 1968)

La hauteur de ce brise-lames flottant ainsi obtenu est de l'ordre de 1.35 mètres. D'après Noble, la largeur B de la nappe doit être supérieure à 1.5 fois la longueur d'onde λ des houles à atténuer.

Si la hauteur de la houle incidente est supérieure à 1.20 mètres, une rangée de pneus supplémentaire doit être ajoutée pour que la nappe ait un tirant d'eau supérieur.

Coté exposé et coté protégé, les efforts d'ancrage sont restées respectivement inférieures à 29% et 22% des efforts engendrés par la réflexion totale sur un mur.

6.3.1.1.2. Performances du système

Kamel et Davidson /1968/ ont réalisé des essais sur modèle réduit bidimensionnel à l'échelle 1/7.

Ces essais ont mis en évidence la faible sensibilité de l'efficacité (transmission et réflexion) du Wave-Maze :

- au franc-bord de la structure,
 - au tirant d'eau,
- et, par contre une forte sensibilité positive à l'augmentation :
- de la cambrure de la houle incidente H_I/λ ,
 - de la largeur relative B/λ .

6.3.1.2. Le système Goodyear

6.3.1.2.1. Description du système

Le brise-lames Goodyear est composé par un assemblage de modules de base de 2.10mx1.95mx0.75m. Les modules, constitués de 18 pneus d'automobiles de tourisme assemblés entre eux par des chaînes ou des courroies de convoyeurs, sont liés entre eux par des pneus, ce qui porte à 20 le nombre total de pneus par module (cf. figure 6.3).

C'est des chaînes ou des courroies de convoyeur que dépend la durée de vie du brise-lames. Ils représentent 35% à 50% de coût de la structure.

Le brise-lames Goodyear est très résistant à la rupture (24.9 kdaN) dans la mesure où il absorbe une grande quantité d'énergie en se déformant sous l'effet de la houle. Candle et Fisher ont constaté des élongations de la nappe de l'ordre de 30% dans les deux sens.

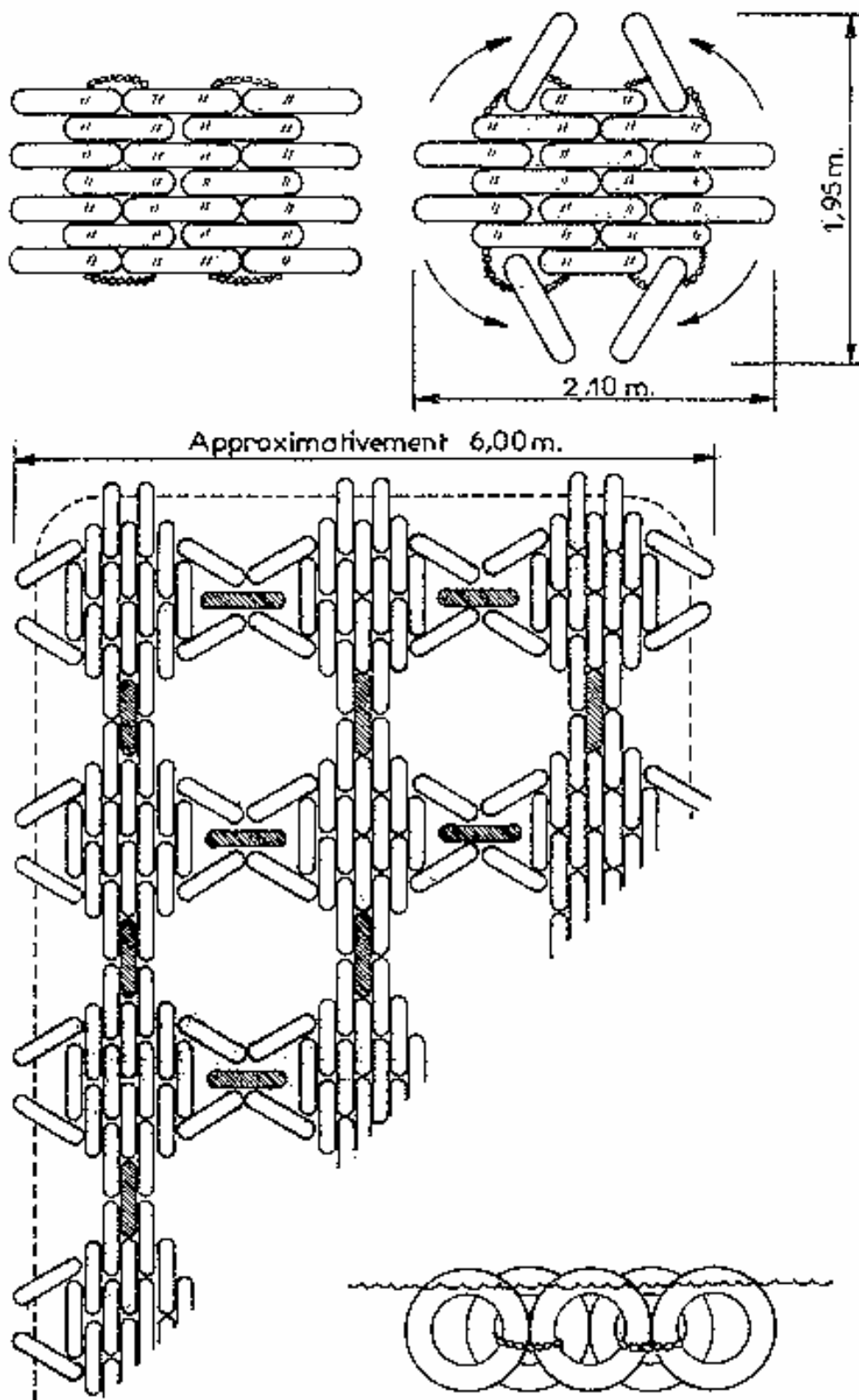


Figure 6.3 : Brise-lames Goodyear. La ligne en pointillés indique la brise périphérique destinée à éviter l'évasion d'un module en cas de rupture des liaisons.

6.3.1.2.2. Performances du système

Giles et Sorensen /1978/ ont effectué des essais sur deux prototypes comportant 8 et 12 modules ce qui correspond respectivement à des largeurs de 8.40 mètres et 12.60 mètres.

Les conditions d'essais étaient :

- profondeur 2 et 4 mètres,
- périodes de la houle de 2.6 à 8.2 secondes,
- hauteur crête à creux de 0.20 à 1.40 mètre.

Le coefficient de transmission diminue lorsque la largeur relative augmente et passe au dessous de 0.5 pour un rapport B/λ de l'ordre de 1.20. Il diminue légèrement avec la cambrure de la houle incidente.

Les efforts d'ancrage augmentent sensiblement avec la hauteur de la houle incidente et avec la largeur relative B/λ . Les efforts maximaux, de l'ordre de 0.18 kdaN/m ont été mesurés lorsque le brise-lames au repos est attaqué par le premier train d'onde.

Harms /1979/ a réalisé des essais sur modèle réduit à l'échelle 1/8. Les coefficients de transmission sont en bon accord avec ceux de Giles et Sorensen.

6.3.1.3. Le système Wave-Guard

6.3.1.3.1. Description du système

Le système Wave-Guard a été développé et testé sur modèle réduit par Harms et Bender /1978/.

Il est composé d'une armature de poteaux (poteaux téléphoniques, tubes d'aciers, poutre béton, ...) disposés parallèlement au sens de propagation de la houle. Ils sont reliés entre eux par des courroies. Des pneus sont enfilés sur les poteaux et sur les courroies (cf. figure 6.4).

6.3.1.3.2. Performances du système

Les essais ont été réalisés au 1/8.

Le coefficient de transmission diminue lorsque la largeur relative augmente et passe au dessous de 0.5 pour un rapport B/λ de l'ordre de 0.80. Il diminue légèrement avec la cambrure de la houle incidente

Les efforts d'ancrage augmentent avec la cambrure de la houle. Ils atteignent 0.18 kdaN/m.

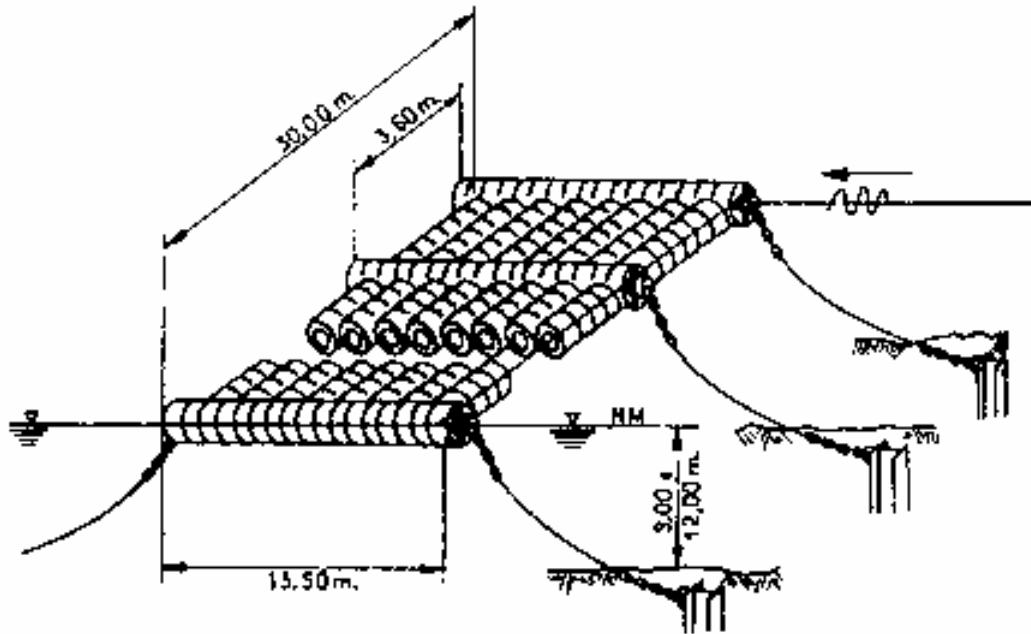


Figure 6.4 : Brise-lames Wave-Guard ou Pipe-Tire ou Pole-Tire.

6.3.2. Les autres systèmes dissipateurs d'énergie

Les autres types de brise-lames dissipateurs d'énergie sont disparates :

- Le système à flotteurs captifs est formé de flotteurs rangés en lignes et colonnes et attachés à une plaque immergée ne reposant pas sur le fond ;
- Le système Harris, qui a connu le plus de réalisations, est constitué de caissons à claire-voies ;
- Le système mis au point par les Chantiers et Ateliers de La Perrière est formé d'éléments en aluminium à claire-voies de 12 mètres de long et de 3 mètres de large.

Ces brise-lames ont des performances assez moyennes, mais subissent des efforts d'ancrage faibles par rapport aux systèmes réflecteurs (inférieurs à 1. tonnes par mètre linéaire pour une hauteur de la houle incidente de 1. mètre).

Le tableau 6.3 rassemble des résultats concernant les principaux systèmes dissipateurs d'énergie en fonction de la profondeur d'eau h , de la largeur B , de la période T et de la hauteur de la houle incidente H_1 . Il indique les périodes en deçà desquelles les coefficients de transmission sont inférieurs à C_T et le rapport entre la longueur d'onde et la largeur du ponton correspondante.

Système	h (m)	B (m)	T (s)	H _I (m)	C _T	F (kdaN/m)	λ/B
Goodyear	4.00	12.80	2.70	0.75	0.50	0.09	0.87
Pipe-Tire	4.60	12.20	3.60	0.75	0.50	0.33	1.52
	2.00	12.20	7.50	1.30	0.45	0.68	2.66
Wave-Maze	4.20	21.30	4.50	1.07	0.50	-	1.16
Flotteurs captifs	13.20	24.00	3.30	1.10	0.50	0.11	0.71
Harris (Harris)	14.00	10.00	3.00	1.00	0.50	0.90	1.41
(LCHF)	10.00	9.00	2.80	0.80	0.50	0.50	1.37
LCHF	7.00	4.00	3.30	1.04	0.50	0.05	-
La Perrière	5.00	9.00	2.60	1.00	0.50	0.03	1.35

Tableau 6.3 : Systèmes brise-lames amortisseurs

Les efforts écrits sur fond grisé sont inférieurs aux efforts de dérive sur houle correspondant à la houle incidente sans dissipation.

6.4. Les systèmes dynamiques

Il existe très peu de systèmes dynamiques utilisant les mouvements de l'ouvrage pour atténuer la houle (brise-lames de Bowley /1974/ et brise-lames de Sogreah /1978/). A titre indicatif, le système mis au point par Sogreah permet d'obtenir une atténuation de l'ordre de 50% pour des périodes inférieures à 4 secondes en profondeur infinie, et ce pour une largeur de l'engin de 7 mètres et un tirant d'eau de 2,40 mètres.

En fait, ce type de procédé a surtout été étudié dans le cadre de la recherche pour la récupération de l'énergie des vagues. Les principaux procédés sont les Canards de Salter, les Radeaux de Cockerell, le système Scarpi, le système Loupère, le cylindre d'Evans, et différents types de flotteurs à immersion variables ou de pontons oscillants.

Il convient de remarquer que tous ces procédés sont particulièrement sensibles aux intempéries, en particulier, en raison des efforts que subissent leurs ancrages.

6.4.1. Le système Bowley

Ce système a été développé et breveté par Bowley 1974.

Il s'agit d'un flotteur axisymétrique ancré sur des lignes caténaires et partiellement rempli d'eau afin d'augmenter sa période propre de roulis.

L'engin, est assujéti à osciller dans un mouvement complexe d'embarquée, de pilonnement et de roulis.

Excité par une houle incidente de période inférieure à sa période propre, il engendre une houle de diffraction-radiation en opposition de phase avec elle.

Des essais en bassin ont permis de mettre en évidence un coefficient de transmission C_T inférieur à 0.5 pour un rapport de λ/B allant jusqu'à 1.7 à 2.8.

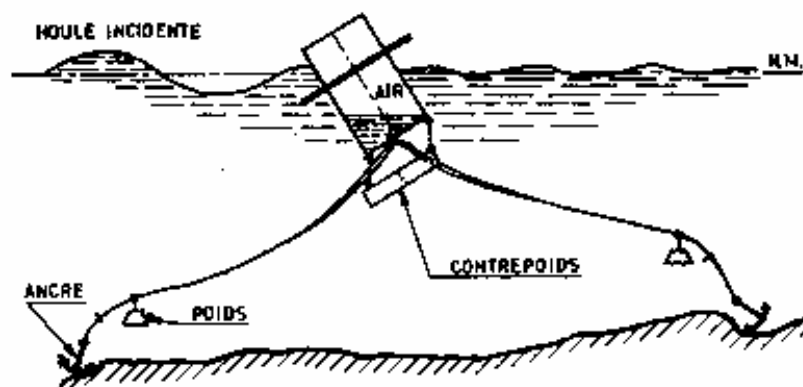


Figure 6.5 : Brise-lames Bowley.

6.4.2. Le système Sogreah

Ce système a été développé et breveté par la Sogreah en 1978.

Il s'agit d'un flotteur bidimensionnel ancré sur des lignes caténaires.

L'atténuateur, est assujéti à osciller dans un mouvement de roulis pur.

Excité par une houle incidente de période inférieure à sa période propre, il engendre une houle de diffraction-radiation en opposition de phase avec elle.

Des essais en bassin ont permis de mettre en évidence un coefficient de transmission C_T inférieur à 0.5 pour un rapport de λ/B allant jusqu'à 3.5 à 4.5.

Il n'y a pas eu d'installation de prototype sur un site.

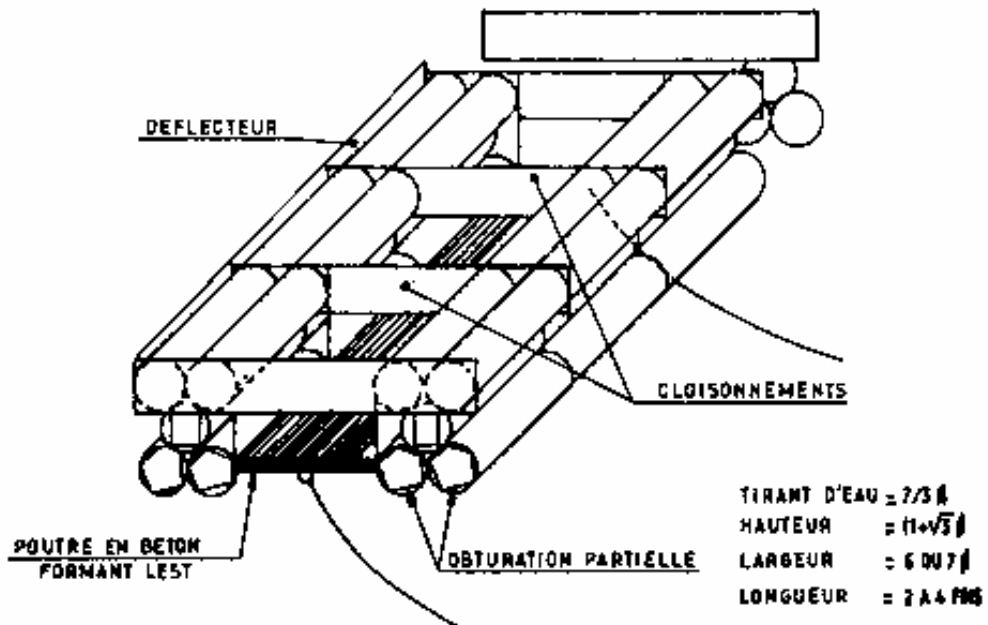


Figure 6.6 : Brise-lames Sogreah.

6.4.3. Le système Acripel

Le système Acripel a été inventé par P. Guével en 1991 dans la société ACRI et breveté.

Il s'agit d'un flotteur axisymétrique ancré sur les câbles tendus. Il est muni de cuves en U permettant le passage de l'eau d'un bord sur l'autre afin d'augmenter sa période propre de roulis.

L'atténuateur, est assujéti à osciller dans un mouvement de roulis pur.

Excité par une houle incidente de période inférieure à sa période propre, il engendre une houle de diffraction-radiation en opposition de phase avec elle.

Ses câbles tendus limitent l'utilisation de ce procédé aux sites sans marée.

Il n'y a pas eu d'installation de prototype sur un site.

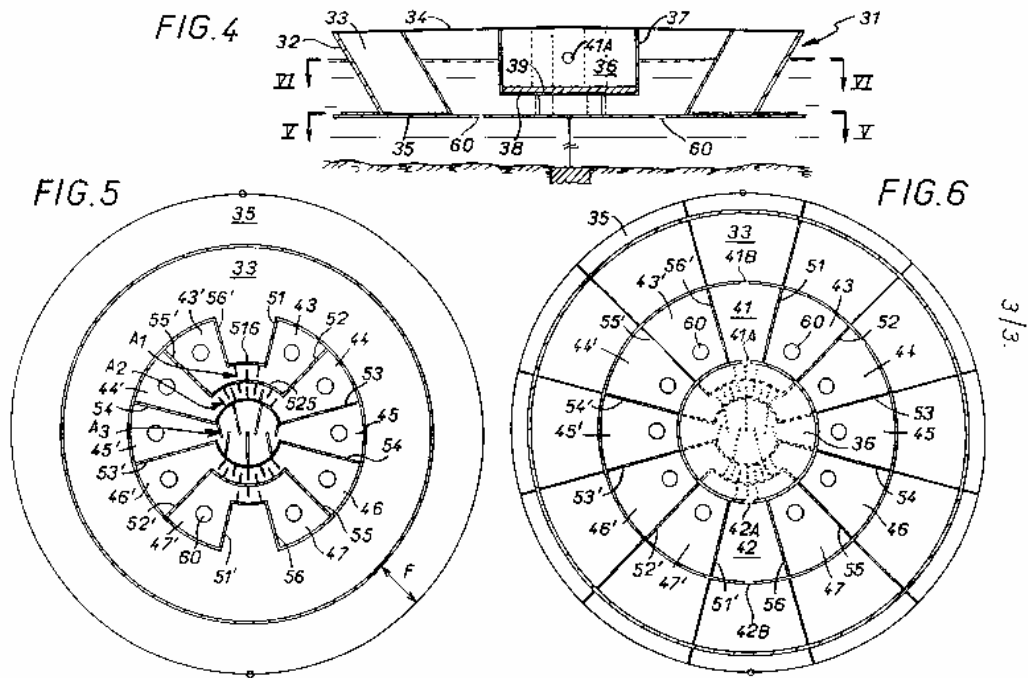


Figure 6.7 : Brise-lames Acripel.

D'après les essais en bassin, il en résulte une atténuation qui est caractérisée par un coefficient de transmission C_T inférieur à 0.5 jusqu'à un rapport λ/B de l'ordre de 5 à 8.

Les efforts horizontaux et verticaux engendrés par la houle sont considérables (efforts à la fréquence de la houle et efforts harmoniques).

6.4.4. Le système ASB

L'atténuateur semi-submersible ASB 5000 a été mis au point en 1995 par J.Bougis et A. Degaie pour permettre la requalification pour la plaisance de la darse de l'avant port de Dieppe jusque là utilisé pour les car-ferries.

Il est composé d'une plaque horizontale de 5 mètre de large et de douze mètre de long surmonté d'une structure verticale à faible section. L'engin qui possède une masse importante (40 tonnes + 32 tonnes de ballast) augmenté d'une masse ajoutée amplifiée par les jupes, et un faible rappel hydrostatique, a une période propre de pilonnement supérieure à 10 secondes.

L'atténuateur, est assujéti à glisser verticalement sur des pieux dans un mouvement de pilonnement pur.

Excité par une houle incidente de période inférieure à sa période propre, il engendre une houle de diffraction-radiation en opposition de phase avec elle.

Ce procédé est adapté aux sites à forts marnages.



Figure 6.8 : ASB 5000 avant le lancement.



Figure 6.9 : Ligne d'atténuateurs ASB 5000 à Dieppe.

Les études théoriques et les essais en bassin ont mis en évidence une atténuation caractérisée par un coefficient de transmission C_T inférieur à 0.5 pour un rapport λ/B inférieur à 13.5.

Les efforts horizontaux engendrés par la houle sont considérables (efforts à la fréquence de la houle et efforts harmoniques) Ils peuvent atteindre 6 kdaN par mètre linéaire pour une houle de deux mètres crête à creux. Le moment horizontal est également très élevé.

Ce système installé pendant l'été 1996 a subi une tempête décennale quelques semaines plus tard. Aucune déclaration d'accident n'a été enregistrée dans le port de plaisance ainsi protégé.

6.5. Conclusions

Les études recensées montrent que si de nombreux travaux ont été entrepris depuis une trentaine d'années, peut d'entre eux ont débouché sur la mise au point de produits fiables.

Les essais et les installations in situ réalisées ont toujours cherché à atténuer des petites houles dont les périodes sont inférieures à 4 secondes. Il convient de ne pas perdre de vue que dans la plupart des cas, les résultats sont, grâce aux lois de similitudes, extrapolables en fonction des grandeurs caractéristiques des ouvrages.

Naturellement, les efforts à reprendre par les ancrages et les coûts doivent aussi être extrapolés.

7. Les brise-lames hydrauliques et pneumatiques

Les brise-lames hydrauliques et pneumatiques ne sont pas à proprement parlé des brise-lames flottants, mais ils font parti des procédés de protection transportables par opposition aux ouvrages fixes, et leurs performances sont plutôt à rapprocher de celles des flotteurs.

Le premier brise-lames pneumatique a été développé et breveté par Brasher en 1907.

Le principe de fonctionnement de ces systèmes repose sur le fait qu'un courant de sens opposé à une houle peut, sous certaines conditions, empêcher partiellement ou complètement sa propagation.

C'est G.I. Taylor /1955/ qui le premier a démontré ce phénomène dans le cas d'un courant infini uniformément ou linéairement réparti sur la verticale. Il a montré qu'un courant donné peut ainsi empêcher la propagation de toute houle de longueur d'onde inférieure à une valeur critique. Ces travaux ont été complétés par ceux de J.T. Evans /1955/. A partir de là, deux procédés ont été développés.

Le premier consiste à créer un rideau de bulles d'air à partir du fond. Ces bulles créent alors un courant horizontal. Ce sont les systèmes pneumatiques.

Le second consiste à créer un courant d'eau en surface par injection d'eau sous pression. Ce sont les systèmes hydrauliques étudiés par C.M. Snyder /1957/, par G.L. Straub - J.B. Herbich - C.E. Bowers /1958/ puis par Nece - Richey - Rao /1968/.

Le procédé du brise-lames pneumatique le plus utilisé consiste à établir un rideau de d'air injecté dans l'eau au moyen d'un tube perforé posé sur le fond et parcouru par un fort courant d'air.

Ce type de système permet d'obtenir des amortissements très importants. P.-K. Bojitch a ainsi obtenu en laboratoire des amortissements de 92% en amplitude [4].

Les essais systématiques réalisés en laboratoire par Williams et Wiegel /1963/ et par Bulson /1963/ ont permis de montrer que la répartition verticale du courant obtenu est linéaire et que la théorie de Taylor est bien vérifiée.

Ce procédé a été mis en œuvre en 1935 en U.R.S.S. sur la Mer Noire, puis en Angleterre à Douvres. Les résultats sur site ont confirmé les performances attendues pour ce système brise-lames avec des amortissements de l'ordre de 70% à 75% en amplitude.

Ce type de procédé est d'autant plus efficace que :

- la houle est courte et cambrée,

- la longueur d'onde est petite devant la profondeur d'eau,
- le débit d'air est important, tout au moins jusqu'à une certaine limite.

Ces brise-lames ne sont intéressants dans la pratique que pour des ouvrages provisoires, pour des ouvrages militaires et pour les ports en travaux. En effet, le risque de panne en cas de tempête, qui laisse le port sans aucune protection, peut avoir des conséquences catastrophiques pour les ouvrages et les navires.

Par ailleurs, les débits d'air à injecter sont considérables : plusieurs dizaines de mètres cubes par seconde et par mètre linéaire sous des pressions de plusieurs bars. Cela rend les coûts d'exploitation du procédé prohibitifs en dehors d'applications bien précises et limitées. La puissance installée nécessaire pour amortir des deux tiers une houle de 3 à 4 mètres de hauteur est de l'ordre de 6 à 10 kW/m.

Ce type de procédé est également utilisé pour protéger une zone donnée des ondes acoustiques provenant de l'extérieur, mais c'est là un tout autre phénomène !

Dans des conditions identiques, pour une même atténuation, les systèmes hydrauliques nécessitent des puissances comparables à celles requises par les systèmes pneumatiques.

8. Références bibliographiques

- [1] **BANDO K. & SONU C.J.**
"Evaluation of numerical models for a floating breakwater"
Rapport DACW 39-85-M-4381 pour l'U.S. Army Coastal Engineering
Research Center.
Tekmarine, Sierra Madre /1985/
- [2] **BONNEFILLE R.**
"Cours d'hydraulique maritime"
E.N.S.T.A., Masson, Paris /1976/
- [3] **CHAPON J.**
"Travaux maritimes"
Editions Eyrolles, Paris /1978/
- [4] **DJOUNKOVSKI N.N. & BOJITCH P.K.**
"La houle et son action sur les côtes et les ouvrages côtiers"
Editions Eyrolles & Gauthiers-Villars, Paris /1959/
- [5] **GODA Y.**
«Random seas and design of maritime structures»
University of Tokyo Press, Tokyo /1985/
- [6] **GUEVEL P. & al.**
"La récupération de l'énergie des vagues"
Sciences et Techniques de l'Armement, T.60, fas. 1. Paris /1986/
- [7] **IPPEN A.T.**
"Estuary and coastline hydrodynamics"
McGraw-Hill Book Company, Inc. New York /1966/
- [8] **SOGREAH**
"Etude bibliographique sur les brise-clapots flottants"
Rapport R 35-1453 pour le Minist`ere de la Mer, SCTPMVN.
Sogreah, Grenoble /1984/
- [9] **TAYLOR G.I.**
"The action of a surface current used as a breakwater"
Proceedings of Royal Society, A N°231 pp 466-478, Londres /1955/
- [10] **FEUILLET J., COEFFE Y., BERNIER J. et CHALOIN B.**
"Le dimensionnement des digues à talus"
Collection de la D.E.R. d'E.D.F., Editions Eyrolles, Paris /1987/
- [11] **DELFT UNIVRERSITY PRESS**
"Hydraulics aspects of coastal structures"
Developments in hydraulic engineering, Delft University Press /1980/
- [12] **STCPMVN**
"Conception des brise-clapots flottants"
Notice STCPMVN n°91.04, 1991.