



CIRCULATION FLUIDE DANS LE FOND MARIN SOUS L'ACTION DE LA HOULE DEPERDITIONS ENERGETIQUES INDUITES

R. Barriol ; T. Capelle ; J. Mankoussou ; J.J. Patot

Laboratoire de Mécanique, d'Acoustique et d'Instrumentation
Université de Perpignan - Avenue de Villeneuve
66025 PERPIGNAN

ABSTRACT

We are able to forecast the energetic loss of a gradual sinusoidal swell thanks to the knowledge of the permeability and to the thickness of the considered sedimentary layer (sand or gravelly sand), if the substratum is perfectly impermeable. We will thereafter introduce a method of modelisation of the induced circulation of fluid in the sedimentary layer of a finite thickness. The circulation of fluid, which results from the action of the swell on the water-sediment limit has been studied. The DARCY laws, which take into account the material anisotropy effect, the incompressibility of fluid and the non-deformability of the consolidated structure have been considered for the study.

We can notice that the continuity equation and the conditions on limits have led us to introduce a computation method, which is derived from the Stokes methods applied for a swell in finite depth. The velocity potential function has been substituted by a pressure function, and the solution has been established in the form of a separated variables expression which yields to study: the velocity distribution in the sediment, the description of the trajectory of particles and the relationship between the vertical and horizontal pressure gradient.

The attenuation factor of the swell has been determined. In addition to the relevance of permeability in the swell propagation, other applications have been considered : fluidisation of solid particles thanks to the upflow and scattering of pollutants in the sediment.

NOTATIONS

T	période, a amplitude de la houle et C célérité de l'onde,
λ	longueur d'onde (distance séparant deux crêtes successives),
σ	pulsation, k nombre d'onde et ϕ fonction potentiel de vitesse,
u et v	vitesse d'écoulement selon l'axe x et selon l'axe y,
V	vitesse d'écoulement du fluide,
p et \overline{P}	pression et pression modulée,
H	tirant d'eau,
E	épaisseur de la couche et μ perméabilité hydraulique,
ρ et ρ'	masses volumiques de l'eau et du sédiment,
U	énergie perdue par dissipation visqueuse dans le substrat,
W	puissance et W_m puissance moyenne,
f(y)	fonction reliant la pression à la profondeur,

INTRODUCTION

La circulation induite par une houle dans la couche sédimentaire présente un intérêt certain du fait de son influence dans divers domaines tels que : la dispersion des polluants, le transfert des éléments organiques, la fluidisation et la répercussion sur la propagation de la houle.

Deux domaines d'écoulement (fig. 1) sont considérés :

- Le domaine "libre" correspondant à la propagation de la houle dans le milieu compris entre la surface libre et le fond marin. L'écoulement est déterminé par application de la théorie de STOKES, du premier ordre. L'intérêt est porté sur la modulation de pression sur le fond.
- Le domaine du fond marin avec circulation de l'eau dans la couche sédimentaire. La loi de DARCY permet de calculer cet écoulement ; une fonction "potentiel de pression" est mise en évidence.

Le calcul de la déperdition énergétique consécutive aux pertes de charge résultant de l'écoulement dans la couche sédimentaire poreuse a été effectué. Un bilan énergétique relatif à une tranche d'eau de longueur égale à la longueur d'onde locale de la houle, conduit à l'estimation de cet effet sur l'atténuation affectant l'amplitude de la houle dans sa propagation.

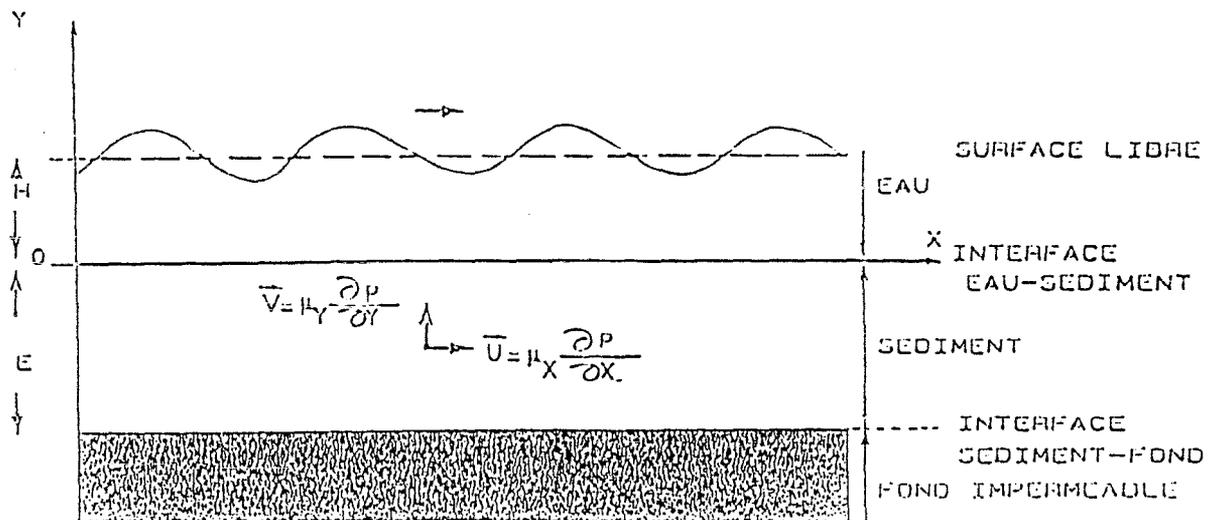


Fig. 1 : circulation induite par la circulation de la houle

CARACTERISTIQUE DE L'ECOULEMENT LIBRE

Le modèle de STOKES du premier ordre conduit, pour une houle progressive d'équation de surface y_0 et de longueur d'onde λ , à :

- la fonction potentiel des vitesses :

$$\Phi_{(x, y, z)} = \frac{a g}{\sigma \operatorname{ch} k \cdot H} \sin (kx - \sigma t) \operatorname{ch} k \cdot (y + H)$$

- la pression modulée à l'interface eau-sédiment :

$$\bar{P} = \frac{a g \rho}{\sigma \operatorname{ch} k \cdot H} \cos (kx - \sigma t)$$

avec :

$$y_0 = a \cos (kx - \sigma t) \text{ et } k = \frac{2 \pi}{\gamma}$$

Le substratum (interface sédiment-fond) est imperméable et l'influence de la circulation verticale à l'interface eau-sédiment n'est pas prise en compte.

CIRCULATION FLUIDE DANS LE SEDIMENT

La circulation fluide dans le sédiment résultant de l'action excitatrice de la houle à l'interface eau-sédiment est étudiée en utilisant les lois de perte de charge de DARCY. Le matériau, homogène et anisotrope, est caractérisé par les coefficients de perméabilité μ_x et μ_y .

Les composantes u et v de la vitesse V sont exprimées par :

$$u = \mu_x \frac{\delta P}{\delta x} \text{ et } v = \mu_y \frac{\delta P}{\delta y}$$

L'incompressibilité du fluide et la non déformabilité de la structure consolidée entraînent :

$$\vec{\operatorname{div}} V = 0$$

ce qui se traduit par :

$$\mu_x \frac{\delta^2 P}{\delta x^2} + \mu_y \frac{\delta^2 P}{\delta y^2} = 0$$

Soit l'équation régissant les écoulements laminaires dans les massifs poreux anisotropes :

$$\frac{\delta^2 P}{\delta x^2} + \alpha \frac{\delta^2 P}{\delta y^2} = 0$$

avec $\alpha = (\mu_y/\mu_x)$ le coefficient d'anisotropie, compris entre 1/20 et 1 dans les cas usuels.

L'équation de continuité jointe à la considération des conditions aux limites suivantes:

Interface eau-sédiment :

$$\bar{P} = P_w \cos(kx - \sigma t) \text{ avec } P_w = \frac{a g \rho}{ch k \cdot H}$$

Interface sédiment-substrat : $v = 0$, d'où,

$$\frac{\delta P}{\delta y} = 0$$

nous ont incité à mettre en oeuvre une méthode de calcul dérivée de celle appliquée par STOKES au cas de la houle en profondeur finie. Nous avons recherché une expression de la pression "à variables séparées" :

$$\bar{P} = p_w f(y) \cos(kx - \sigma t)$$

l'équation de continuité conduit alors à l'équation différentielle:

$$k^2 f(y) - \alpha f''(y) = 0$$

dont une solution est : $f(y) = Ae^{ry} + Be^{-ry}$ avec $r = k \cdot \alpha^{-1/2}$

La considération des conditions aux limites implique alors :

$$f(y) = \frac{e^{r(E+y)} + e^{-r(E+y)}}{e^{rE} + e^{-rE}}$$

Dans le cas d'une couche d'épaisseur semi-infinie, l'expression de cette fonction devient : $f(y) = e^{ry}$

CINEMATIQUE DE LA CIRCULATION DANS LE SEDIMENT

Les composantes des vitesses dans le sédiment sont déterminées à partir de l'expression de la modulation de pression:

$$u = -k \cdot \mu_x \cdot P_w \cdot f(y) \sin(kx - \sigma t)$$

$$v = \mu_y \cdot P_w \cdot f(y) \cos(kx - \sigma t)$$

Les figures 2 et 3 illustrent la répartition des vitesses dans des sédiments isotropes. La figure 4 représente le cas d'un milieu anisotrope avec $\alpha = 1/16$. L'ensemble de cette distribution se déplace en bloc avec la houle.

Les particules fluides suivent des trajectoires elliptiques ayant pour demi axes :

horizontal

$$X = -k \frac{\mu_x P_w}{\sigma} f(y)$$

et, vertical

$$Y = \mu_y \frac{P_w}{\sigma} f(y)$$

Au voisinage de l'interface eau-sédiment ces deux expressions deviennent :

$$X_{(y=0)} = -k \frac{\mu_x P_w}{\sigma}, \text{ et, } Y_{(y=0)} = \mu_y \frac{P_w}{\sigma}$$

GRADIENT DE PRESSION A L'INTERFACE EAU-SEDIMENT

La connaissance du gradient de pression à l'interface eau-sédiment est importante, de par son rôle dans la mise en suspension des sédiments :

$$\frac{\overline{\delta P}}{\delta x} = -k \cdot P_w \cdot f(y) \cdot \sin(kx - \sigma t)$$

$$\frac{\overline{\delta P}}{\delta y} = P_w \cdot f'(y) \cdot \cos(kx - \sigma t)$$

A l'interface, on obtient $f(y) = 1$ et $f'(y) = r \cdot \text{th } rE$

L'étude rapide de la fonction caractérisant la valeur du gradient vertical de pression à l'interface montre que les lois correspondant au cas d'un milieu semi-infini, sont applicables lorsque l'épaisseur de la couche sédimentaire dépasse le quart de la longueur d'onde de la houle, ceci pour une valeur du coefficient d'anisotropie égale à 1/16. Alors $f'(y)$ est considéré comme égal à r .

Une relation simple entre les valeurs des gradients vertical et horizontal de pression peut ainsi être proposée :

$$\left| \frac{\overline{\delta P}}{\delta y} \right| : \left| \frac{\overline{\delta P}}{\delta x} \right| = \alpha^{-1/2}$$

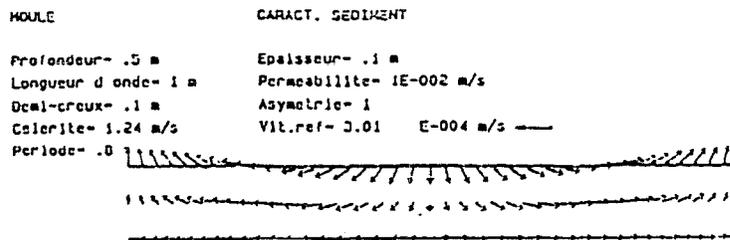


Fig. 2 : milieu isotrope à faible profondeur

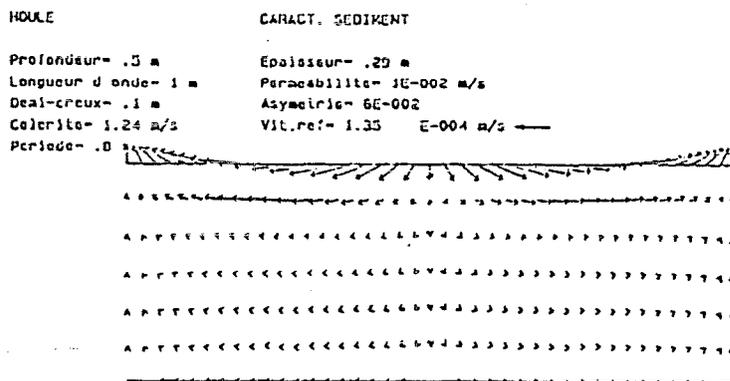


Fig. 3 : milieu anisotrope à faible profondeur

SESSION IV

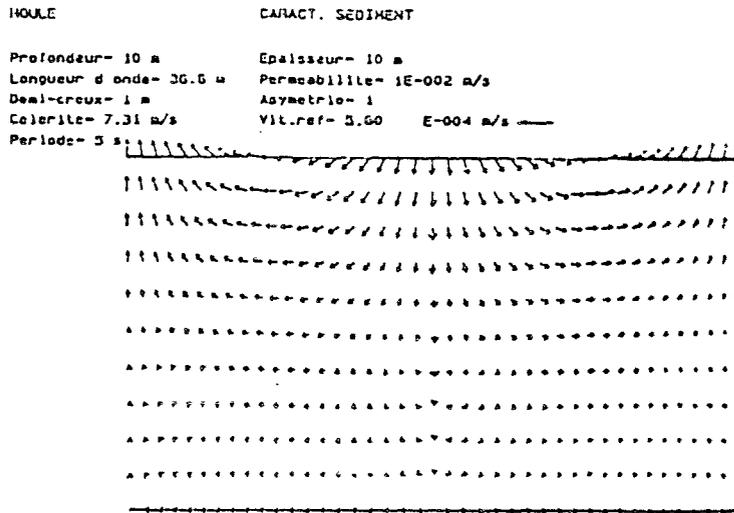


Fig. 4 : milieu isotrope à grande profondeur

Le coefficient α étant compris dans la fourchette de 1/20 à 1, l'anisotropie du matériau a pour effet de créer une augmentation du gradient de pression vertical vis-à-vis du gradient de pression longitudinal ce qui est favorable dans le cas des petits fonds à la mise en suspension des sédiments.

DETERMINATION DES DEPERDITIONS ENERGETIQUES

Dans le cas d'un sédiment homogène et isotrope, la déperdition énergétique U_1 par unité de volume peut être caractérisée par l'expression de la puissance volumique de dissipation :

$$\frac{\delta U_1}{\delta t} = \frac{1}{\mu} (u^2 + v^2)$$

Après intégration sur une période, il vient :

$$U_{1(T)} = \mu T k^2 \cdot P_w^2 \frac{e^{2k(E+y)} + e^{-2k(E+y)}}{(e^{kE} + e^{-kE})^2}$$

Cette fonction admet une solution asymptotique correspondant au cas où l'épaisseur de la couche de sédiments deviendrait infinie.

Nous avons indiqué, dans la figure 5, l'évolution de l'écart relatif de cette fonction, pour un point situé à l'interface eau-sédiment, à la solution

asymptotique. Ainsi cette solution est atteinte avec une précision supérieure à 1 % pour une valeur de la variable $k.E$ voisine de 3.

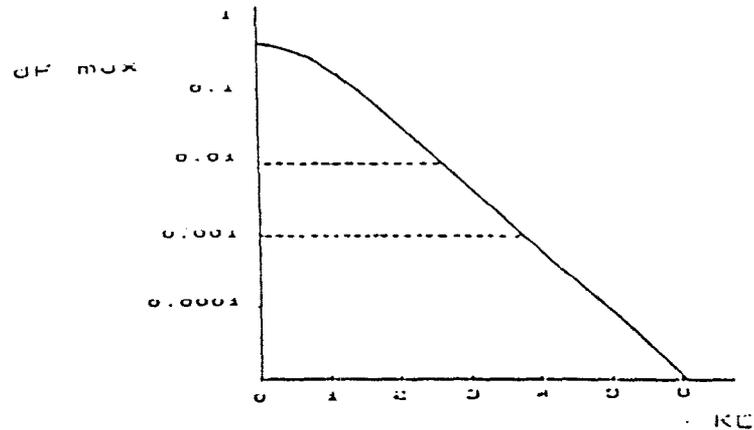


fig. 5 : Ecart relatif à la solution asymptotique.

La variation de l'épaisseur de sédiments influence le profil de déperdition énergétique sur une période. Ainsi les valeurs à 1 % près ne sont obtenues que pour des épaisseurs de sédiments avoisinant la moitié de la longueur d'onde de la houle.

L'intégration des déperditions sur l'ensemble de la strate donne la puissance moyenne de dissipation, par unité de longueur.

A partir de

$$W_m = \frac{1}{T} \int_{-E}^0 U_1(T) dy$$

on obtient :

$$W_m = \frac{\mu P w^2 \pi}{\gamma} \cdot \text{th } k \cdot E$$

La dissipation énergétique augmenterait avec l'épaisseur de la couche de sédiment, pour atteindre une valeur limite à partir d'une épaisseur voisine des deux dixièmes de la longueur d'onde de la houle.

ATTENUATION DE LA HOULE - DEPERDITION ENERGETIQUE

Un bilan énergétique a été établi pour une tranche d'eau du domaine libre de longueur Δx (figure 6).

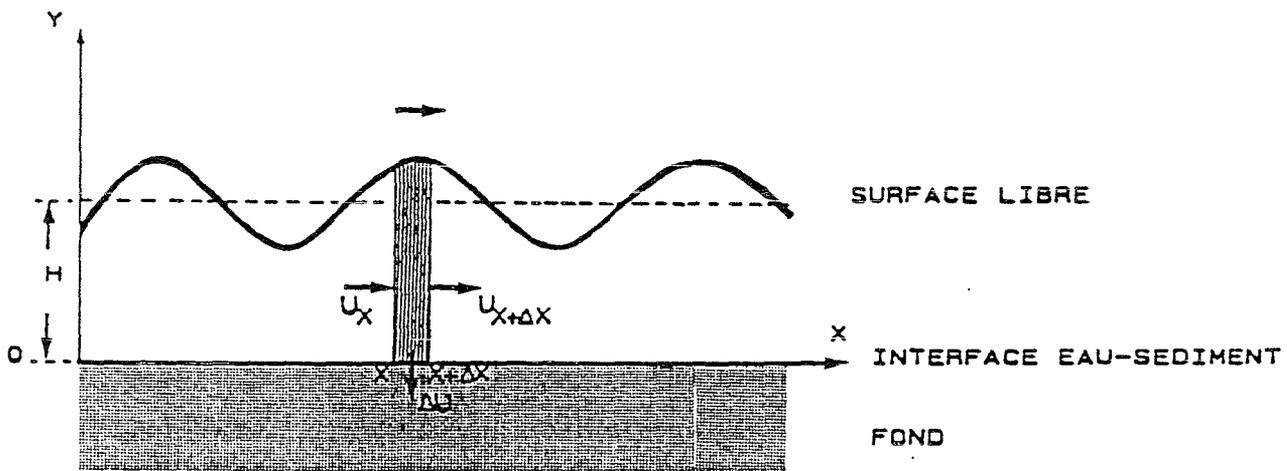


fig 6: Bilan énergétique appliqué à la tranche d'eau de largeur Δx

U_x est l'énergie interne par unité de largeur de la houle sur une longueur d'onde arrivant en x , c'est à dire passant en x durant une période; W_x est la puissance moyenne correspondante.

Pour une section située en $x + dx$, U_{x+dx} et W_{x+dx} seront les énergies et la puissance moyenne correspondantes.

De l'expression :

$$\Delta U = W_m \cdot dx$$

(ΔU étant l'énergie dissipée par période et par unité de longueur dans le fond), on obtient :

$$W_{x+dx} = W_x - W_m \cdot dx$$

L'énergie par unité de largeur et longueur d'onde est :

$$U = \frac{a^2 \cdot g \cdot \rho \cdot \lambda}{2}$$

Ainsi :

$$W = \frac{a^2 \cdot g \cdot \rho \cdot C}{2}$$

et :

$$\frac{dW}{dx} = W_m$$

sur une longueur d'onde :

$$\Delta W = W_m \cdot \lambda$$

L'atténuation de l'amplitude a est donnée par la relation :

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{\mu \cdot g \cdot \rho' \cdot \pi \cdot \text{th } k \cdot E}{C \cdot \text{ch}^2 k \cdot H}$$

L'introduction de la célérité de la houle,

$$C = \frac{gT}{2\pi}$$

nous conduit alors à :

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{4\pi^2 \cdot \rho' \cdot \pi \cdot \text{th } k \cdot E}{C \cdot \text{ch}^2 k \cdot H}$$

L'application de cette relation au cas d'une houle se propageant par faible profondeur, aux alentours de 10 mètres, amène à constater que l'influence de la circulation induite sur le décrétement est relativement faible ($5 \cdot 10^{-1}$). Cet effet demeure ainsi secondaire sauf dans le cas assez rare des fortes perméabilités de la couche sédimentaire et aussi des très faibles profondeurs.

CONCLUSION

La modélisation de la circulation dans la couche sédimentaire et les grandeurs dynamiques à l'interface eau-sédiment calculées permettront par la suite d'estimer les effets sur l'affouillement et le transfert sédimentaire. Nous avons déterminé les dissipations énergétiques dans le sédiment et constaté que les effets qui en résultaient sur l'atténuation de la houle demeuraient faibles (bien que non négligeables).

SESSION IV

Actuellement, il est envisagé d'étudier l'influence de la circulation induite par la houle dans le sédiment sur la dispersion des polluants, et sur la répartition des éléments organiques dans le domaine superficiel de la couche sédimentaire.

REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient la DRET pour leur avoir permis, par une aide financière, d'effectuer cette étude.

REFERENCES

- Bonnefille R. - *Cours d'hydraulique maritime*, Masson 1976.
- Carman P.C. - Fluid flow through granular beds *Transaction Institution of Chemical Engineers* 1937.
- Fediaenski C., Voitkounski I., Faddeev Y. - *Mécanique des fluides*. Editions M.I.R. 1974.
- Laurentiev L., Chabat B. - *Effets hydrodynamiques et modèles mathématiques*. Editions M.I.R. 1980.
- Leclerc J.P., Bellesort B. et Migniot C. - *Action de la houle sur les sédiments* Publication du CNEXO, 1976
- Putman J.A. - Loss of wave energy due to percolation in a permeable sea bottom. *Trans. aml: geophys.*, 30, 1949.
- Madsen O.S. - Wave induced pores pressures and effective stress in a porous bed. *Geotechnique* 28, 1978.
- Davidson J.F., Clift R., Harrison D. - *Fluidization*, 2ND edition . Academic Press, 1985.