

# Essai de théorie de l'évolution des formes de rivage en plages de sable et de galets

## Model tests confirm the theory of the changing shapes of sand and stone beaches

PAR R. PELNARD-CONSIDÈRE

Les mesures, faites au modèle, du charriage de sable le long d'une plage sous l'action de la houle ont montré que pour des incidences faibles le transport est proportionnel à cette incidence. Dans ces conditions, il est possible de déterminer analytiquement les formes successives du rivage dans le cas où sur une cote rectiligne on vient établir un ouvrage de grande longueur arrêtant totalement le charriage pendant un certain temps. Quelques essais en modèle ont permis une bonne vérification de cette théorie qui ne s'applique pas toutefois dans la zone « d'ombre » créée par l'ouvrage, ni dans le cas d'ouvrages très courts épis habituels).

Model tests on beach movement under wave action have shown that for small angles of wave incidence the transport is proportional to this angle. Under these conditions it is possible to determine analytically how the shape of the beach will alter in the case when, on a straight coast-line, a long structure has been built which completely eliminates beach movement for a certain length of time. Some model tests have well confirmed this theory, which does not, however, apply to the "shadow zone" of the structure, nor to the case of short structures (spurs).

### BASES DE LA THÉORIE

La théorie exposée ci-dessous est basée sur les constatations suivantes que nous avons exposées en 1935 dans un rapport cité et résumé par M. BLOSSET dans son rapport au XVI<sup>e</sup> Congrès international de Navigation (Bruxelles, 1935).

#### Forme de la plage.

Une plage en matériaux meubles se compose essentiellement de trois zones (fig. 1) :

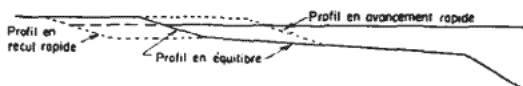


FIG. 1. — Profil en travers d'une plage de sable ou galets.

a) Un zones littorale à pente assez forte. C'est dans cette zone que se trouve le déferlement, et l'agitation de l'eau y est très forte en période de forte houle, le sable étant alors mis en suspension. Cette zone présente parfois le phénomène de la barre;

b) Le plateau à pente faible où les plus fortes houles ne créent qu'un déplacement du matériau sur le fond, ce déplacement consistant en des mouvements d'aller et retour sous l'action de la houle, qui a une action montante prédominante (vers le rivage) compensée en état d'équilibre par la pesanteur;

c) La zone de repos présentant de fortes pentes qui peuvent être voisines du talus d'éboulement des matériaux.

Ces trois zones ont des comportements très différents aux points de vue suivants :

#### 1° AVANCEMENT DU RIVAGE

a) Si cet avancement est très lent, ainsi que cela semble se produire à l'échelle géologique dans la plupart des baies sablonneuses très ouvertes que l'on rencontre un peu partout dans le monde, le profil d'équilibre stable se déforme presque parallèlement à lui-même, la seconde zone se raidissant seulement un peu plus afin de permettre un déplacement des matériaux vers le large jusqu'à la limite du plateau; au-delà de

cette limite, la zone de repos devient une zone d'éboulement à pente très raide;

b) Si cet avancement est très rapide, comme cela se produit dans le cas d'établissement d'une digue en mer, la zone littorale se déplace parallèlement à elle-même et la seconde zone n'a pratiquement pas le temps de se modifier à quelque distance du rivage. On peut en général admettre qu'il se produit un avancement du rivage à profondeur constante.

## 2° REcul DU RIVAGE

Il se produit en général un plateau assez marqué à une profondeur voisine de celle du contact entre la zone littorale et le plateau. La zone littorale recule d'un bloc sans se déformer.

## 3° CHEMINEMENT DES MATÉRIAUX SOUS L'ACTION DE LA HOULE

Pratiquement, ces cheminements ne se produisent que dans la zone littorale, et même dans la

zone de déferlement. Nous avons indiqué en 1935 que le cheminement croissait jusqu'à une valeur de l'angle d'incidence  $\alpha$  d'environ  $65^\circ$  (\*), et décroissait ensuite, mais que toute direction de rivage rectiligne correspondant à un angle supérieur à  $65^\circ$  donnait un équilibre instable. L'angle de  $65^\circ$  était, à notre avis, celui des flèches de sable dans une zone soumise à une houle uniforme. Depuis cette époque, nous avons eu en 1953 l'occasion d'établir un rapport où nous exposons que le cheminement devait diminuer jusqu'à une valeur de  $\alpha$  égale à  $90^\circ$  pour laquelle le cheminement était nul. Cette façon de voir a été confirmée en particulier par des expériences du Laboratoire Dauphinois d'Hydraulique, dont les résultats ont été rapportés au V<sup>e</sup> Congrès du Coastal Engineering. La seule différence était que le maximum du cheminement ne semble pas toujours se produire pour la même incidence.

Pour des valeurs faibles de l'angle d'incidence, on peut admettre que le cheminement est proportionnel à l'angle d'incidence.

## MISE EN ÉQUATION DU PROBLÈME

Nous supposons un fond inaffouillable horizontal à une profondeur  $h$  au-dessous de la cote du sommet de la plage (cote atteinte par le déferlement).

Les crêtes de la houle sur le fond horizontal font, avec le rivage initial rectiligne, un angle  $\alpha_0$  inférieur à  $25^\circ$ , et il règne le long du rivage initial un cheminement  $q_0$  que nous appellerons le cheminement de base.

En un point quelconque M d'abscisse  $x$  du nouveau rivage en cours d'évolution (fig. 2) la

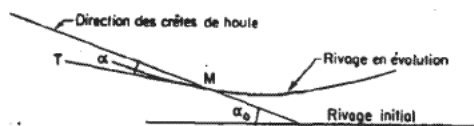


FIG. 2. — Angles d'incidence de la houle.

tangente MT fait, avec la direction de la houle, un angle  $\alpha$ .

$\alpha$  et  $\alpha_0$  étant assez faibles, on peut admettre que le cheminement  $q$  au point M est donné par la relation :

$$q = K \left( \operatorname{tg} \alpha_0 - \frac{\partial y}{\partial x} \right);$$

$y = f(x, t)$  étant l'équation donnant la forme du rivage aux différentes époques  $t$ .

Soit M' le point correspondant à l'abscisse  $x + dx$  à la même époque  $t$  que le point M.

$K (\partial^2 y / \partial x^2) dx$  représente la différence de cheminement entre M et M', et donc l'accumulation

de matériaux entre ces deux points. Or cette accumulation est évidemment égale à  $h(\partial y / \partial t) dx$ .

La famille de courbes représentant les formes successives du rivage devra donc satisfaire à l'équation aux dérivées partielles suivantes :

$$K \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = h \frac{\partial y}{\partial t}$$

ou, en posant  $K/h = a$  :

$$a \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{\partial y}{\partial t} \quad (1)$$

Le coefficient  $a$  possède la signification suivante : soit  $S_0$  la surface qu'occuperait avec l'épaisseur uniforme  $h$  le cheminement de base  $q_0$ ; on a :  $S_0 = (K \operatorname{tg} \alpha_0) / h$  et  $S_0$  peut être appelée la surface annuelle d'accumulation de base (ou correspondant à l'incidence  $\alpha_0$ ).

On a dès lors :  $a = S_0 / \operatorname{tg} \alpha_0$ ;  $a$  serait également la surface annuelle d'accumulation correspondant à un radian (ou  $57^\circ$  environ) si la courbe des cheminements en fonction de  $x$  était linéaire jusqu'à ces valeurs élevées de  $\alpha$ .  $a$  ne dépend que de la puissance de transport de la houle et de la profondeur  $h$ .

(\*) Cette incidence est mesurée soit très au large s'il s'agit de phénomènes à l'échelle géologique, soit (cas général du résultat de travaux effectués par l'homme) sur le plateau à la profondeur à laquelle commence à se manifester l'effet de ces travaux.

**Première catégorie de solutions.**

Considérons maintenant une digue enracinée dans le rivage perpendiculairement à celui-ci (fig. 3).

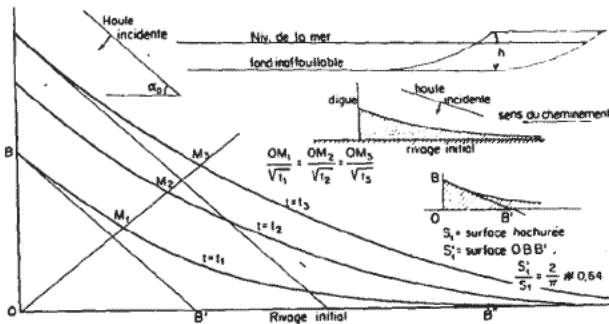


FIG. 3. — Première catégorie de solutions (digue arrêtant tout cheminement).

Tout cheminement sera arrêté par l'ouvrage pendant un certain temps, et pratiquement jusqu'à ce que le rivage soit parvenu à une faible distance du musoir. Pendant cette période, le débit sera nul de long de l'ouvrage, ce qui veut dire que le rivage, à son aboutissement sur la digue, sera parallèle aux crêtes des vagues.

Les conditions aux limites sont donc :

- Pour  $t=0$ , rivage suivant  $Ox$  ( $y=0$ );
- Pour  $x=0$ ,  $\partial y/\partial x = \text{tg } \alpha_0$ .

Les rivages successifs forment une famille de courbes  $\Gamma$  dont l'équation est :

$$y = \frac{\text{tg } \alpha_0}{\sqrt{\pi}} \left[ \sqrt{4at} e^{-x^2/4at} - x \sqrt{\pi} E \left( \frac{x}{\sqrt{4at}} \right) \right]$$

$E(u)$  étant l'intégrale bien connue :

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_u^\infty e^{-q^2} dq.$$

Des tables nombreuses donnent les valeurs de  $E(u)$  ou plus souvent celles de :

$$\Phi(u) = 1 - E(u)$$

On voit donc que le rivage au temps  $t_2$  se déduit du rivage au temps  $t_1$  en faisant subir à ce dernier une homothétie de centre  $o$  et de rapport  $\sqrt{t_2/t_1}$ .

Au temps  $t=1/4 a$ , on obtient le rivage  $C_0$  d'équation :

$$y = \text{tg } \alpha_0 \left( \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}} - x E(x) \right)$$

et la tangente au point de rencontre avec la digue coupe le rivage initial au point d'abscisse  $1/\sqrt{\pi}$

et la digue au point d'ordonnée  $\text{tg } \alpha_0/\sqrt{\pi}$ . Au temps  $t$ , ces valeurs deviennent :

$$2\sqrt{at}/\pi \text{ et } 2\text{tg } \alpha_0 \sqrt{at}/\pi.$$

L'expression entre parenthèses peut être calculée une fois pour toutes et la table ainsi obtenue pourra être utilisée quelles que soient les données du problème considéré.

Considérons une forme du rivage à un instant quelconque; soit  $B$  le point où ce rivage aboutit sur la digue et  $B'$  le point où la tangente en  $B$  coupe le rivage initial. Soit  $S_1$  la surface comprise entre le rivage et les axes de coordonnées,  $S'_1$  la surface du triangle  $OBB'$ . Il est facile de voir (par exemple en prenant le rivage à l'instant  $1/4 a$ , que  $S'_1/S_1 = 2/\pi = 0,64$ . D'autre part, la dérivée logarithmique  $(\partial y/\partial x)/y$  augmente très rapidement en valeur absolue et il en résulte que les formes de rivages sont très différentes d'une courbe de forme exponentielle  $e^{-mx}$ ; il est possible de définir pratiquement et avec assez de précision un point de tangence avec le rivage initial. Ce point  $B''$  se trouve à une distance de l'origine égale à  $2,7 \times OB'$ .

On en déduit une autre construction du rivage au bout de l'unité de temps (une année). On détermine la surface annuelle d'accumulation de base  $S_0$ , comme indiqué plus haut.

On détermine le point  $B_1$  sur la digue et  $B'_1$  sur le rivage initial tels que  $B_1 B'_1$  soit parallèle aux crêtes de houle et que :

$$\text{Surface triangle } OB_1 B'_1 = \frac{2}{\pi} S_0 = 0,64 S_0.$$

On détermine un point  $B''_1$  sur le rivage initial tel que  $OB''_1 = 2,7 OB'_1$ .

Le rivage peut être assimilé à l'ellipse tangente en  $B_1$  à la digue et en  $B''_1$  au rivage initial.

Ces résultats ne sont pas applicables seulement au cas de la digue arrêtant tout transport de matériaux, mais également à ceux qui sont schématisés sur la figure 4, et d'une manière

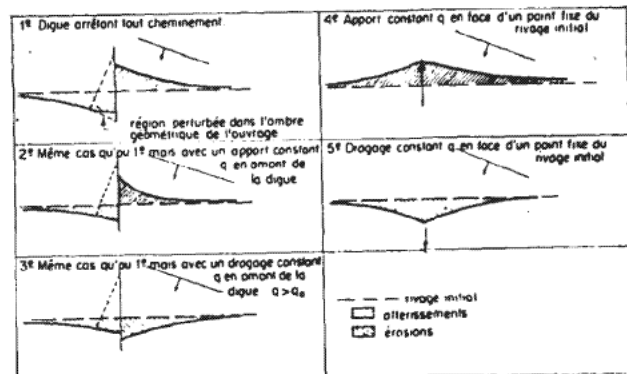


FIG. 4. — Différents cas d'application des solutions de la figure 3.

générale à tous les cas où l'on maintient suivant une orientation constante la tangente au rivage à l'intersection de celui-ci avec une perpendiculaire au rivage. La seule condition est que l'angle  $\alpha_0$  soit assez faible.

En particulier, les érosions en aval d'une digue perpendiculaire au rivage seront symétriques des engraisements à l'amont, à condition que le plateau presque horizontal qui se formerait en cas de recul du rivage sans limitation de profondeur se trouve à une cote inférieure au fond horizontal imposé, et sous réserve également des perturbations apportées dans la zone d'ombre géométrique de l'ouvrage par la modification de la houle moyenne.

### Deuxième catégorie de solutions (fig. 5).

Supposons maintenant que nous reprenions le cas de la digue étudiée plus haut, mais au lieu de laisser cet ouvrage jouer son rôle d'obstacle

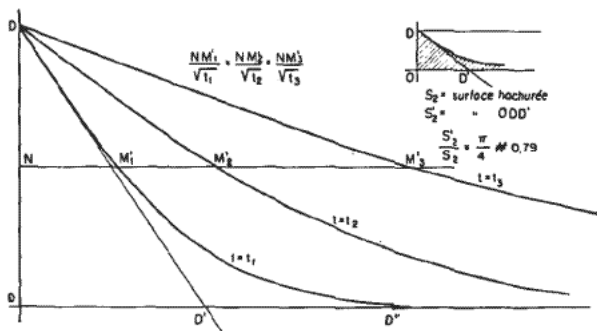


FIG. 5. — 2<sup>e</sup> Catégorie de solutions (point D fixe).

à tout cheminement, nous faisons en sorte que le rivage passe obligatoirement par un point D situé contre la digue. Si donc le rivage a tendance à venir entre ce point et le rivage initial, on ajoute des matériaux, et on en enlève dans le cas contraire. Ce dernier cas correspond à celui d'une digue en plage de galets dont les parages du musoir sont atteints par l'avancement de la côte. Ce rivage est ensuite pratiquement fixé en un point situé à quelques mètres du musoir, et celui-ci est franchi par une quantité de matériaux exactement égale à ce qui est nécessaire pour fixer le rivage en ce point.

Ces nouvelles conditions aux limites (rivage suivant Ox à l'origine,  $y = y_0$  constant pour  $x = 0$ ) donnent encore un cas de résolution facile de l'équation (1) aux dérivées partielles (\*).

(\*) On trouve cette solution dans l'étude de la répartition de la température dans un milieu semi-infini limité par une paroi quand, en partant d'une température uniforme, on élève brusquement la température de la paroi.

Ces rivages successifs forment une famille de courbes  $\Gamma'$  dont l'équation est :

$$y = OD \times E(x/\sqrt{4at})$$

et dérivent les uns des autres par affinité. Si  $C'_{t_1}$  et  $C'_{t_2}$  sont les formes du rivage aux époques  $t_1$  et  $t_2$  on obtient  $C'_{t_2}$  en multipliant les abscisses de  $C'_{t_1}$  par le rapport  $\sqrt{t_2/t_1}$ .

Au temps  $t = 1/4 a$ , on obtient le rivage  $C'_0$  défini par :  $y = OD \times E(x)$ .

La tangente en B coupe alors le rivage initial en un point  $D'_0$  tel que  $OD'_0 = \sqrt{\pi}/2$ .

Au temps  $t$ , la tangente à l'origine coupe le rivage initial au point  $D'$  d'abscisse :

$$\sqrt{\pi}/2 \times \sqrt{t} \times \sqrt{4a} = \sqrt{\pi at}$$

Il est très important de constater que la position de ces points  $D'_0$  et  $D'$  est indépendante de la longueur OD et de l'angle de la houle avec la côte. Elle ne dépend que de  $a$  qui ne dépend lui-même que de la puissance de transport de la houle et de la profondeur  $h$ .

D'autre part, la pente de la tangente en D est de la forme  $m/\sqrt{t}$ . La moyenne de cette pente entre les instants 0 et  $t$  sera donc égale à  $2m/\sqrt{t}$  et l'accumulation moyenne sera le double du débit correspondant à l'inclinaison de la tangente en D à l'instant  $t$ .

Cette inclinaison est donnée par la relation :

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{OD}{\sqrt{\pi at}}$$

L'accumulation sera donc égale à :

$$\frac{2 OD \times K \times t}{\sqrt{\pi at}} = \frac{2 OD \sqrt{t}}{\sqrt{\pi a}} \times K$$

et la surface  $S_2$  comprise entre le rivage à l'instant  $t$  et les axes de coordonnées sera :

$$S_2 = \frac{2 OD \sqrt{t}}{\sqrt{\pi a}} \times \frac{K}{h} = \frac{2 OD \sqrt{at}}{\sqrt{\pi}}$$

D'autre part, la surface du triangle ODD' est :

$$S'_2 = \frac{OD \sqrt{\pi at}}{2}$$

On a donc :

$$\frac{S'_2}{S_2} = \frac{\pi}{4} \approx 0,79$$

Pratiquement, on peut admettre que le nouveau rivage se détache de l'ancien au point  $D'$  d'abscisse  $2 OD'$ . Il peut être assimilé à un arc

d'ellipse tangent en D'' au rivage initial et à la droite DD' en un point situé au quart de la distance DD' à partir de D.

Il faut toutefois remarquer que les premières formes du rivage correspondent à des angles  $\alpha$  voisins de  $90^\circ - \alpha_0$ . La théorie n'est donc pas rigoureusement applicable dès le début de ce phénomène. La forme obtenue quand  $\alpha$  atteint en décroissant par exemple  $30^\circ$  (à partir de laquelle on peut admettre que  $q$  est proportionnel à  $\text{tg } \alpha$ ), sera donc différente de la forme théorique. Mais cette différence ira en s'atténuant et la théorie ci-dessus donne une approximation suffisante de l'allure du phénomène au-delà de l'époque à laquelle  $\alpha = 30^\circ$ .

**Troisième catégorie de solutions (fig. 6).**

Ce sont les formes successives de rivage correspondant à l'équation :

$$y = b \frac{e^{-x^2/4at}}{\sqrt{t}}$$

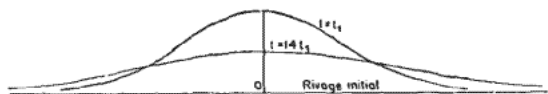


FIG. 6. — 3<sup>e</sup> catégorie de solutions (apport brusque de matériaux en face du point O du rivage initial).

Pour une valeur donnée de  $b$  on obtient, en faisant varier  $t$ , une famille  $\Gamma''$  de courbes qui présentent la particularité importante de délimiter entre elles et l'axe des  $x$  une surface constante  $S_3$  et l'équation de la famille de courbes peut être mise sous la forme :

$$y = \frac{S_3}{2\sqrt{\pi at}} e^{-x^2/4at}$$

On obtient ainsi la solution du problème suivant : quelle est l'évolution du rivage primitivement en équilibre (rectiligne) après apport brusque en un point de ce rivage d'une quantité de matériaux  $S_3 \times h$ . Il se formera d'abord une intumescence d'une forme quelconque qui peu à peu évoluera en se rapprochant de la forme classique de la courbe « en cloche » utilisée dans le calcul des probabilités.

L'évolution se fera de la façon suivante : le rivage au temps  $t_2$  se déduit du rivage au temps  $t_1$  en multipliant les abscisses et en divisant les ordonnées par le même nombre  $\sqrt{t_2/t_1}$ . La bosse formée sur le rivage s'aplatit en s'étalant.

Cette catégorie de solutions n'a pas seulement pour intérêt de permettre de résoudre le problème ci-dessus, mais également de suivre l'évolution d'un rivage de forme quelconque, en opérant

par exemple par intégration graphique en admettant qu'on introduit initialement sur chaque élément de longueur  $dx$  du rivage en équilibre une quantité de matériaux égale à  $y_0 h dx$ ,  $y_0$  étant l'ordonnée de la courbe définissant le rivage initial.

Supposons maintenant que le rivage initial, au lieu d'être rectiligne, se rapproche d'une des courbes C ou C' étudiées plus haut (avec mêmes conditions aux limites), la surface comprise entre l'axe des  $x$  et le rivage initial étant la même que celle correspondant à cette courbe C ou C'.

Le rivage se rapprochera de plus en plus des formes successives de rivage faisant suite à la courbe C ou C', et la loi suivant laquelle les différences iront en s'atténuant peut être déterminée en chaque point par intégration graphique.

C'est la méthode qui sera utilisée ci-après pour l'étude de l'évolution du rivage dans le cas où l'on établit une digue qui arrête d'abord tout cheminement pendant un certain temps, et est ensuite contournée.

**Cas réel de l'établissement d'une digue perpendiculaire à un rivage rectiligne (fig. 7).**

Supposons que nous établissions une digue OB sur un rivage qui est le siège d'un cheminement de base  $q_0$ . Le rivage va d'abord s'avancer suivant la première loi établie plus haut jusqu'au

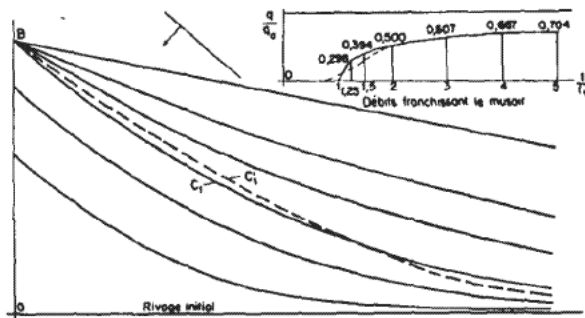


FIG. 7. — Cas réel de la construction d'une digue.

moment où les matériaux vont commencer à franchir le musoir. S'il s'agit de galets dont les transports se font tout près de la ligne zéro, on peut admettre que le rivage s'avance en fait jusqu'en B, puis se stabilise en ce point. Au moment  $t$  où B est atteint, le rivage a une forme  $C_1$  de la famille  $\Gamma$  et on a :

$$\frac{2 \text{tg } \alpha_0 \sqrt{at_1}}{\sqrt{\pi}} = OB$$

A partir de ce moment, l'évolution va tendre à se produire suivant la famille  $\Gamma'$ . Il n'existe

naturellement pas de courbes de cette famille se superposant à la courbe  $C_1$ , mais il en existe une,  $C'_1$ , qui s'en rapproche beaucoup, limitant avec les axes de coordonnées la même surface. et correspondant donc au même volume accumulé.

On doit avoir, en adoptant les notations précédentes :

$$S_2 = S_1$$

ou :

$$S'_1 \times \frac{\pi}{2} = S_2' \times \frac{4}{\pi}$$

d'où on tire :

$$\frac{S'_1}{S_2} = \frac{8}{\pi^2}$$

La courbe  $C'_1$  cherchée aura donc en B une tangente dont l'inclinaison  $\beta$  sera telle que :

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{8}{\pi^2} \operatorname{tg} \alpha_0 = 0,811 \operatorname{tg} \alpha_0$$

Donc :

$$\operatorname{tg} \alpha_0 - \operatorname{tg} \beta = 0,189 \operatorname{tg} \alpha_0.$$

La courbe  $C'_1$  serait donc obtenue dans la deuxième catégorie de solutions (point fixe B) au bout d'un temps  $t'_1$  tel que :

$$\frac{OB}{\sqrt{\pi a t_2}} = \frac{8}{\pi^2} \operatorname{tg} \alpha_0$$

Nous avons vu que :

$$\frac{2 \operatorname{tg} \alpha_0}{\sqrt{\pi}} \sqrt{a t_1} = OB$$

On a donc :

$$\frac{t'_1}{t_1} = \frac{\pi^2}{16} = 0,62$$

Si donc le rivage avait la forme  $C'_1$ , il évoluerait à partir du temps  $t_1$  comme si, à partir du temps  $0,38 t_1$ , on avait fixé le point B en partant du rivage initial rectiligne.

Dans ces conditions, l'angle  $\beta$  de la tangente en B avec la direction du rivage initial est donné par :

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{OB}{\sqrt{\pi a (t - 0,38 t_1)}}$$

et le débit franchissant le musoir est :

$$\begin{aligned} q &= q_0 - \frac{K \times OB}{\sqrt{\pi a (t - 0,38 t_1)}} \\ &= q_0 \left( 1 - \frac{OB}{\operatorname{tg} \alpha_0 \sqrt{\pi a (t - 0,38 t_1)}} \right) \\ &= q_0 \left( 1 - \frac{0,638}{\sqrt{(t/t_1) - 0,38}} \right) \end{aligned}$$

On obtient les valeurs suivantes :

$t/t_1$	$q/q_0$
1	0,189
1,25	0,315
1,5	0,397
2	0,498
3	0,605
4	0,665
5	0,703

Mais nous avons vu que la courbe réelle  $C_1$ , obtenue au bout du temps  $t$ , ne coïncide pas avec la courbe  $C'_1$  dont l'évolution ultérieure donne les débits franchissant le musoir tels qu'ils viennent d'être calculés.

Les différences entre  $C_1$  et  $C'_1$  ont l'allure de la figure 8, la tangente à l'origine ayant la valeur  $0,189 \operatorname{tg} \alpha_0$ .



FIG. 8.

Différence entre les ordonnées des courbes  $C_1$  et  $C'_1$  de la figure 7.

En vertu de la forme linéaire de l'équation aux dérivées partielles, les ordonnées du rivage réel seront la somme des ordonnées des courbes de la famille  $\Gamma'$  succédant à  $C'_1$  et de celles correspondant à l'évolution du rivage initial (au temps  $t_1$ ) correspondant à la figure 8 quand on impose la fixité du point O.

Nous avons résolu ce problème en cherchant d'abord l'évolution du rivage au point O (supposé non fixé artificiellement) sous l'action d'une quantité de sable introduite à l'origine en chaque point du rivage, et égale au volume compris entre l'axe des  $x$  et le rivage, et en cherchant les quantités à enlever au droit du point O pour ramener à chaque instant le rivage en ce point.

Le calcul est assez laborieux et se fait par plusieurs intégrations graphiques. Le résultat est le suivant :

$t/t_1$	Débit supplémentaire franchissant le musoir / $q_0$
1	- 0,189
1,250	- 0,017
15	- 0,003
2	+ 0,002
3	+ 0,002
5	+ 0,001

On en déduit que très rapidement, et en pratique à partir du temps  $t = 1, 5 t_1$ , les débits franchissant le musoir sont simplement ceux calculés plus haut à partir de la couche  $C'_1$ . En ajoutant les corrections trouvées ci-dessus, on

obtient les valeurs suivantes qui ont été portées sur le graphique de la figure 7 :

$t/t_1$	$q/q_0$
1	0
1,25	0,298
1,5	0,394
2	0,500
3	0,607
4	0,667
5	0,704

### VÉRIFICATION EN MODÈLE RÉDUIT

Nous possédons les résultats d'un essai fait par le Laboratoire Dauphinois d'Hydraulique, et rapportés dans une note de M. VINCENT de décembre 1954.

Nous allons appliquer la théorie exposée ci-dessus et rechercher, d'une part les formes de rivage théoriques à différentes époques, et d'autre part les débits théoriques franchissant le musoir à partir du moment où celui-ci est atteint par l'ensablement.

Les conditions expérimentales étaient les suivantes :

*Matériau* : Pierre ponce de granulométrie 1-2 mm, densité humide peu différente de 1,36;

*Houle* : Longueur d'onde en eau profonde

$$(h_0 = 1,10\text{cm}) (T = 0,84\text{ s})$$

(par 10 cm de fond,  $L = 75\text{ cm}$ ),

amplitude par 10 cm de fond :

$$2,7\text{ cm} (2 a_0 \neq 2,7),$$

Direction : par fonds de 10 cm, les crêtes font avec la direction du rivage un angle égal à  $22^\circ$ ;

La hauteur d'eau au-dessus du fond horizontal était 10 cm;

Le débit solide littoral :  $1,2\text{ dm}^3/\text{mn}$ .

Nous allons d'abord déterminer le coefficient  $a$  de notre théorie. Il nous suffit pour cela de mesurer la surface occupée par les ensablements à un moment quelconque avant franchissement de l'épi, et nous prendrons naturellement, pour avoir plus de précision, la forme du rivage à l'instant le plus rapproché du début du franchissement, soit 161 mn ou 2,68 h, soit un peu avant le début du franchissement.

Nous modifions tout d'abord légèrement la figure donnée par le Laboratoire pour les différentes formes de rivages, en observant que l'épi est constitué, du côté des ensablements, par un talus incliné et nous donnons à la position théorique

Dans la réalité, quand il s'agit notamment de sable, il commence à passer des matériaux autour du musoir avant l'époque théorique où le rivage au contact de l'ouvrage devrait atteindre le point qui sera plus tard la position stable définitive. Cette augmentation de passage doit être compensée par une réduction qui, pensons-nous, doit se limiter à une période assez courte après l'instant  $t_1$ . La courbe vraie devrait donc avoir l'allure du tracé en pointillé de la figure 7.

de l'épi la position correspondant au milieu de ce talus.

La surface comprise entre le rivage à l'instant 2,68 h, le rivage initial et l'épi, est dans ces conditions de  $1,358\text{ m}^2$ ;  $\text{tg } \alpha_0 = \text{tg } 22^\circ = 0,384$ .

On a donc :

$$a = \frac{1,358}{2,68 \times 0,384} = 1,320\text{ m}^2/\text{h}$$

Il faut maintenant déterminer le point où se fixe définitivement le rivage au contact de l'épi au bout d'un certain temps. Pour cela, nous avons éliminé les derniers 60 cm en partant de l'épi et qui représentent manifestement une zone perturbée par les phénomènes de déferlement sur l'ouvrage. Les rivages aux temps 8,63; 11,20; 14 et 15,73 h convergent très sensiblement au point situé sur l'épi et à une distance du rivage initial égale à 0,89 m.

Ce point serait atteint théoriquement par le rivage au bout d'un temps tel que :

$$0,89 = \frac{0,384 \times 2}{\sqrt{\pi}} \times \sqrt{1,320 \times t_1}$$

D'où :  $t_1 = 3,20\text{ h}$  (192 mn).

#### 1° Avant franchissement de l'ouvrage par les sables.

Nous avons tracé les rivages théoriques aux instants 1,17 et 2,68, en nous servant des tables que nous avons établies à cet effet.

Les intersections des rivages théoriques avec l'épi se trouvent respectivement à des distances du rivage initial égales à :

$$0,89 \times \sqrt{\frac{1,17}{3,20}} \quad \text{et} \quad 0,89 \times \sqrt{\frac{2,68}{3,20}}$$

soit à 0,54 m et 0,815 m.

## 2° Après franchissement de l'ouvrage par les sables.

Nous avons tracé la courbe  $C'_1$  correspondant à la famille de courbes  $\Gamma'$  à l'instant  $t_1 = 3,20$ , et dont la déformation par dilatation des abscisses de rapport :

$$\sqrt{\frac{t - 0,38 t_1}{0,62 t_1}} = \sqrt{\frac{(t/t_1) - 0,38}{0,62}}$$

donne la forme théorique du rivage au temps  $t$ .

Cette courbe  $C'_1$  part de l'épi au point situé à une distance du rivage initial égale à 0,89 m et avec une inclinaison sur ce rivage initial dont la tangente est égale à  $0,384 \times 8/\pi^2 = 0,310$ .

Nous avons tracé les positions théoriques du rivage à l'époque la plus voisine de  $2 t_1$ , soit à l'époque 6 h. et à la fin de l'essai (15,73 h.).

La figure 9 donne en traits pleins les résultats obtenus en Laboratoire et en pointillé les formes théoriques du rivage. Nous pensons pouvoir dire

que la concordance est très bonne, malgré les perturbations locales près de l'épi; ces perturbations semblent dues au déferlement de la houle sur la face amont de l'ouvrage (tant que l'extrémité n'est pas atteinte), ce qui fait reculer le rivage dans cette région. Au contraire, quand les sables ont pratiquement atteint le musoir, il est normal de penser qu'il se produit sur la tête de celui-ci, et notamment sur sa face aval, un courant de houle accéléré qui attire les sables et donne au contact de l'ouvrage une avancée locale du rivage.

Il résulte de ces perturbations que la loi d'avancement du rivage au contact même de l'ouvrage se trouve modifiée, mais il nous semble très intéressant de constater à quel point ces discordances avec la théorie sont localisées.

D'autre part, la figure 10 donne la comparaison entre les débits théoriques franchissant le musoir et les quantités réelles — là encore la concordance paraît très bonne dans l'ensemble.

## CONCLUSIONS :

### LOIS DES ÉPIS ÉMERGEANT DE GRANDE LONGUEUR EN PROFONDEUR CONSTANTE

1° En amont d'un épi, il se produit des ensablancements donnant des rivages successifs se déduisant les uns des autres par une homothétie dont le centre est l'enracinement de l'ouvrage et le rapport la racine carrée des temps..

2° Après franchissement de l'ouvrage au temps  $t_1$ , la position du rivage au contact de la face amont se stabilise rapidement et les formes successives du rivage se déduisent les unes des autres par affinité, le rivage au temps  $t_3$  se déduisant du rivage au temps  $t_2$  par une dilatation des abscisses (distances à l'ouvrage parallèlement au rivage initial) de rapport :

$$\sqrt{\frac{t_3 - 0,38 t_1}{t_2 - 0,38 t_1}}$$

3° Les quantités de matériaux franchissant le musoir de l'ouvrage après l'époque  $t_1$  du début de contournement, croissent d'abord très rapidement pour atteindre le tiers de cheminement de base à l'époque  $1,25 t_1$ , puis plus lentement : la moitié de ce cheminement de base est atteinte à l'époque  $2 t_1$  et les deux tiers à l'époque  $4 t_1$ .

4° Ces résultats ne sont rigoureux qu'avec des galets. Avec des sables, le début de contournement (avec une fraction d'ailleurs très faible du cheminement de base) se produit un peu avant l'époque  $t_1$ , mais les formes de rivage ne sont que peu affectées par ce phénomène et il est possible, pour les déterminer, de se baser sur les résultats théoriques obtenus à partir de

l'époque  $t_1$  qu'il est facile de calculer.

5° Au contact même de l'ouvrage, il se produit des perturbations localisées qui ne prennent de l'importance que pour des ouvrages très courts.

6° Un apport massif de matériaux pendant un temps relativement court en un point d'un rivage rectiligne donne naissance à une intumescence prenant peu à peu la forme « en cloche » ( $y = me^{-nx^2}$ ). Cette cloche se déforme par dilatation des abscisses proportionnellement à la racine carrée des temps depuis le moment de l'apport et réduction des ordonnées dans le rapport inverse.

7° Il est remarquable que, quelle que soit la direction de la houle, la longueur de l'épi ou la quantité de sable introduite brusquement sur le nouveau rivage, la distance à laquelle se fait sentir cette perturbation au bout d'un certain temps est, avec une approximation de 15 %, égale à  $3,5 \sqrt{at}$  et ne dépend donc que de la puissance de transport et de l'épaisseur des atterrissements.

Si, par exemple, le cheminement de base est de 1.000.000 de m<sup>3</sup> par an avec une incidence de 15°, et que le plateau sur lequel se forment les atterrissements soit à 15 m au-dessous du niveau supérieur de la plage :

$$a = \frac{1.000.000 \times 57,5}{15 \times 15} = 255.000 \text{ m}^2$$



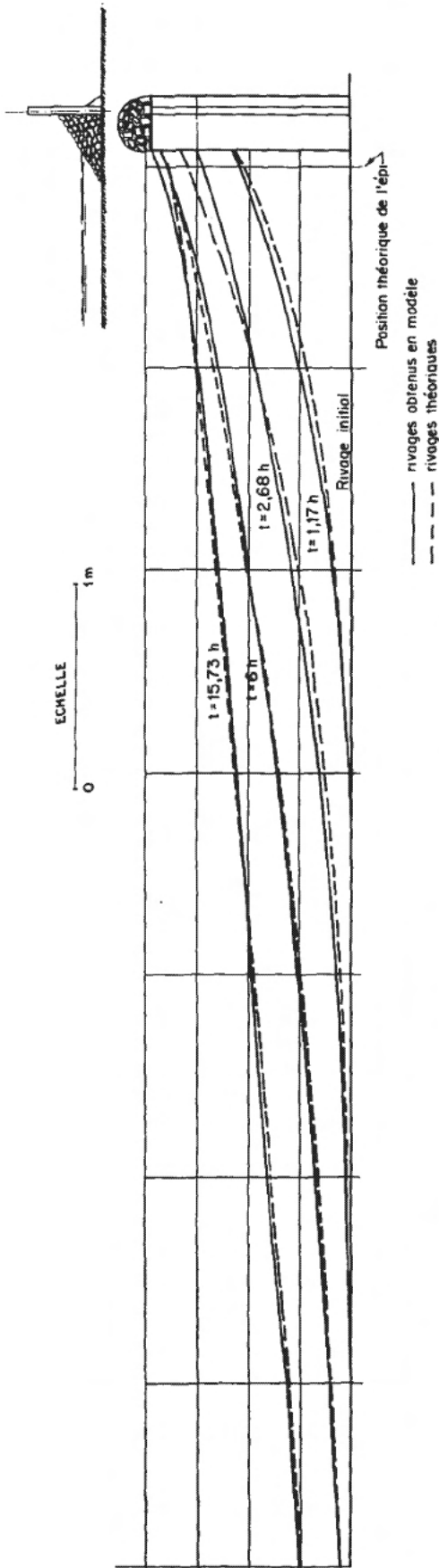


Fig. 9. — Comparaison entre les formes théoriques du rivage et un essai en modèle réduit (Neyrpic).

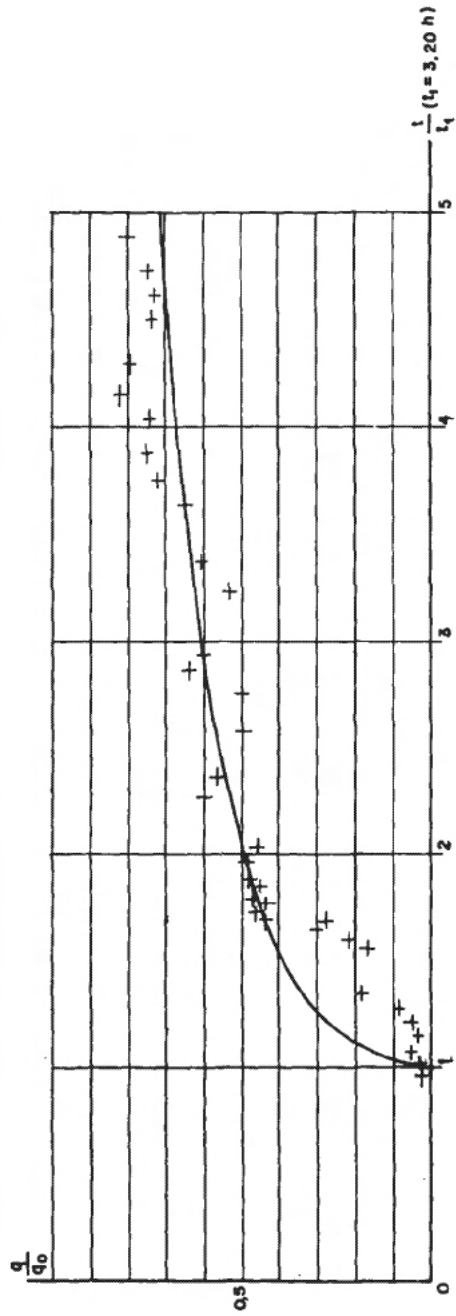


Fig. 10. — Comparaison entre les débits théoriques franchissant le mûsoir et les débits obtenus en modèle réduit.

et au bout de dix ans l'effet de la perturbation se fera sentir à une distance égale à :

$$3,5 \times 1.550.000 \text{ m.},$$

soit environ 5 km et demi.

#### Remarque.

Dans la réalité, il existe un spectre de houles et il est facile de constater qu'en général la sommation des débits annuels correspondant à ces houles donne un résultat qui peut encore être assimilé à une droite de part et d'autre d'une orientation du rivage donnant un cheminement nul. Cette orientation est celle de la houle résul-

tante et la théorie s'applique parfaitement en remplaçant par cette résultante la houle unique adoptée dans notre exposé.

Il faut toutefois se méfier du cas où il existe deux directions dominantes très différentes de houles. Dans ce cas, que nous n'avons pas la place de traiter ici, il peut arriver que des zones d'instabilité apparaissent. Si par exemple on fait agir deux houles égales pendant des temps égaux, les directions étant différentes de plus de 100°, un rivage parallèle à la bissectrice des deux directions de crêtes paraît *a priori* pouvoir se maintenir dans le cas d'un cheminement nul. En réalité, ce rivage est instable et il doit apparaître un cap triangulaire analogue à celui existant dans l'île de La Réunion et formant la Pointe des Galets.

## DISCUSSION DE LA QUESTION III

M. le Président rappelle que la notion de similitude est une des premières intuitions de l'humanité. L'univers des hydrauliciens est resté euclidien. Mais si la forme première de la similitude fut surtout qualitative et approximative, le modèle réduit d'aujourd'hui prétend donner une mesure exacte et rigoureuse et l'ingénieur qui le construit ou l'utilise est obligé de faire appel à toutes les ressources des mathématiques et à toutes les finesses de la physique.

M. GRIDEL présente le rapport général.

A propos du rapport n° 6 de M. LE MÉHAUTÉ sur « la perméabilité des ouvrages maritimes aux ondes de gravité périodiques », M. KRAVTCHEKNO estime que l'hypothèse de la proportionnalité de la forme de frottement à la vitesse, peut être justifiée théoriquement — sans trop de rigueur — chaque fois que l'on se place à une échelle convenable; toutefois les raisonnements qui conduisent à cette conclusion sont classiques. Ils sont analogues à ceux qu'on utilise dans la théorie des oscillations dans les conduites. M. KRAVTCHEKNO ne peut, *a priori*, préciser les limites de la validité de ce résultat.

Au sujet de son propre rapport et de celui de M. MARCOU, il insiste sur les écarts constatés entre les mesures de M. MARCOU et la formule théorique de Nekrassov. De plus, celle-ci semble en contradiction avec les résultats classiques de LEVI-CIVITA et de Mme DUBREUIL.

Pour M. MICHE, la vérification expérimentale de l'exactitude des termes du second ordre de la houle ressortant des rapports de MM. KRAVTCHEKNO ET SANTON, bien que valable pour des cambrures non supérieures à 2,5 %, présente non seulement un intérêt théorique, mais des incidences pratiques appréciables :

1. En profondeur, l'ondulation des couches liquides est beaucoup moins marquée qu'en surface. On devrait donc en inférer que les termes du second ordre traduisent alors correctement les faits expérimentaux, même pour les houles très cambrées. Ceci concerne, notamment, le diagramme des pressions produites par un clapotis sur une digue verticale. On sait qu'elles sont nettement différentes, à une certaine profondeur, de celles ressortant de la théorie habituelle du premier ordre d'approximation.

2. A grande profondeur même, certains termes du second ordre deviennent prédominants et conduisent par exemple, lorsqu'il y a clapotis même partiel, à des pulsations de pression, de fréquence double de celle de la houle, qui sont très vraisemblablement à l'origine de certains micro-séismes.

3. Au surplus, la majorité des houles naturelles ont des cambrures non supérieures à 3 % et, par conséquent, la prise en compte des termes du second ordre apparaîtrait légitime la plupart du temps.

Ces faits montrent, par ailleurs, que la recherche théorique de mouvements de houles de plus en plus approchés, selon les méthodes inaugurées par M. KRAVTCHEKNO par exemple, et leur contrôle par des procédés très précis, comme l'a fait M. SANTON, ont un intérêt théorique et pratique indéniable, ce qui devrait encourager ces auteurs à persévérer dans cette voie, en vue d'éclaircir certains aspects, encore inexplicables, du comportement des houles.

M. SANTON précise que, depuis la rédaction de son rapport, il a entrepris des mesures pour préciser la limite des cambrures donnant des vérifications satisfaisantes.

Ces mesures ne sont pas terminées, mais une cambrure de 2,11 % a donné d'aussi bons résultats que ceux mentionnés dans le rapport. Il semble que l'accord avec la théorie de M. MICHE soit encore meilleur que celui dont M. MICHE s'est félicité dans son intervention.

En l'absence de M. LE MÉHAUTÉ, M. BIESEL répond aux observations de M. GRIDEL sur son rapport.

Il n'a pas été dans l'intention de M. LE MÉHAUTÉ de faire une théorie rigoureuse de l'écoulement turbulent en milieu poreux anisotrope. Cela serait, d'ailleurs difficile, alors qu'on est encore dans l'ignorance de la théorie de l'écoulement en conduite. Aussi, M. LE MÉHAUTÉ fait-il des approximations basées sur la connaissance expérimentale — déjà très grande — des lois de l'écoulement dans un massif dont la structure et la granulométrie, sont plus ou moins bien connues. Il juge, ensuite, de la valeur de ces approximations par les résultats qu'il obtient :

1. Le fait que la vitesse varie, nécessiterait effectivement en toute rigueur d'introduire pour la granulométrie une distorsion variable dans le massif. En pratique, on peut se contenter d'une valeur moyenne pour chaque catégorie d'enrochements. On fait ainsi une erreur dont on peut évaluer l'ordre de grandeur, grâce — précisément — à la théorie proposée.

2. En ce qui concerne les variations des caractéristiques de la houle, on a rarement à faire plus de deux modèles : un pour les houles faibles, un autre pour les houles fortes. Le plus souvent un seul suffit.

3. En ce qui concerne la précision, il y a principalement deux types de problèmes :

a) *Les questions où la perméabilité de l'ouvrage est l'élément essentiel*, dans le cas de la pénétration des seiches dans un bassin, par exemple. Dans ce dernier cas, le travail de M. LE MÉHAUTÉ, s'il ne conduit pas à une précision rigoureuse, permet en tout cas de donner un ordre de grandeur des erreurs que l'on peut faire. De plus, la distorsion qu'il propose permet de réduire ces erreurs considérablement, tandis que sans elle, même les ordres de grandeur ne seraient pas respectés.

L'analogie avec un réseau électrique, n'échapperait aux critiques faites à la méthode de M. LE MÉHAUTÉ et concernant la non-linéarité des frottements et de l'inertie, que si l'on introduisait des non-linéarités et des selfs dans le réseau analogique, ce qui conduirait à une complexité beaucoup trop grande.

Pour ce qui est de la solution qui consiste à accroître l'échelle, il faut noter que même en montant jusqu'à  $1/10^6$  — ce qui fait une échelle très grande pour le laboratoire — les abaques de M. LE MÉHAUTÉ montrent que l'on a encore 3,5 comme ordre de grandeur de distorsion, ce qui reste considérable.

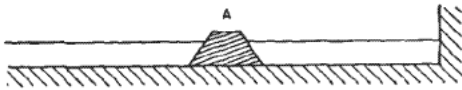
Le très grand intérêt pratique du procédé de M. LE MÉHAUTÉ est qu'il permet, au moins sur le plan de la perméabilité, d'obtenir un résultat très supérieur avec des échelles plus faibles (1/40, 1/50, par exemple). Il en résulte une augmentation de la souplesse d'essais qui n'est pas négligeable.

b) *Les questions de la stabilité* où la perméabilité n'a généralement, qu'un rôle accessoire; toutefois, les sous-pressions y jouent un très grand rôle, lorsque le parement lui-même est imperméable. Dans le cas contraire, les pertes de charge à travers les parements sont

très faibles et les sous-pressions moins importantes. Dans ces deux cas, seul l'ordre de grandeur approximatif de la perméabilité doit être conservé et la méthode de M. LE MÉHAUTÉ est largement assez précise.

Sur l'utilisation du procédé de M. LE MÉHAUTÉ dans le cas de la pénétration des ondes de seiches à travers les digues, M. VALEMBOIS fait une distinction entre les ondes progressives, et les ondes réfléchies par un obstacle situé à l'aval de la digue. Dans ce dernier cas, la linéarisation des pertes de charge dans le massif ne permet pas une représentation du transfert d'énergie à travers le massif susceptible de conserver sa fidélité lorsque le champ des vitesses varie. Il pense qu'il faudrait d'abord établir la fonction de transfert pour un massif déterminé, puis, cette fonction étant connue, essayer de réaliser un dispositif expérimental qui ait une même fonction de transfert avec des pertes de charge quadratiques : s'il y a lieu, par exemple, une série de plaques perforées, dans lesquelles les trous et les distances entre plaques auraient des valeurs convenables.

M. BIESEL se déclare d'accord avec M. VALEMBOIS sur la nécessité de chercher quelque chose qui permette d'assurer une similitude encore meilleure, mais il y a une difficulté. Il fait tout d'abord une remarque préliminaire et considère pour cela une darse allongée, telle que celle représentée sur la figure ci-dessous et fermée



par un ouvrage perméable. C'est un cas très simple (mouvement à deux dimensions) mais qui suffira à donner une idée de ce qui se passe dans des cas plus complexes. L'étude théorique et expérimentale semble montrer que les mouvements dans cette darse ne s'emballent pas; ils peuvent même être très faibles, en particulier lorsqu'il y a en A un ventre de mouvements horizontaux. C'est le cas de l'antirésonance où il y a compensation parce que, quoique l'ouvrage soit placé en un ventre (maximum) des mouvements horizontaux, de toute façon l'agitation est faible, si bien que même le maximum n'est pas élevé en valeur absolue.

Au contraire, lorsqu'on est dans le cas de la résonance, il y a en A un nœud pour les mouvements horizontaux, c'est-à-dire que ceux-ci sont pratiquement nuls; si l'on s'écarte de la résonance ils ne seront pas tout à fait nuls, mais l'ensemble du mouvement sera moins important, donc cela tend à se compenser un peu. En résumé les mouvements dans l'ouvrage seront le plus souvent peu importants, ce qui tend à rendre plus acceptable le procédé de linéarisation valable à la limite pour des mouvements très lents. Cependant M. BIESEL ne conteste pas que c'est une faiblesse de la méthode actuelle de M. LE MÉHAUTÉ.

Il craint cependant que cette faiblesse ne se rencontre à peu près dans tous les dispositifs qu'on pourrait imaginer parce que, malheureusement, dans la nature, dans les massifs réels et surtout si les vitesses sont relativement faibles, on est loin d'être au régime turbulent complètement développé; on est dans un cas d'écoulement intermédiaire où les pertes sont assez différentes des pertes quadratiques.

Au fond, la loi de variation du coefficient de perméabilité, en fonction des nombres de Reynolds, de la porosité, etc., est très compliquée. C'est une loi tellement compliquée que M. BIESEL ne croit pas que l'on puisse raisonnablement espérer pouvoir faire beaucoup mieux que M. LE MÉHAUTÉ par un dispositif simple et pas trop coûteux. Par ailleurs, il se rencontre avec M. GRIDEL sur l'idée que l'imprécision qui existe dans la réalité des faits ne justifie pas de gros efforts pour les représenter avec beaucoup plus de précision et fidélité.

M. SCHNEEBELI répond à M. BIESEL au sujet de la difficulté que l'on rencontre pour représenter correctement les pertes de charge dans un milieu poreux. Il reconnaît que le problème posé est difficile, mais estime qu'il n'est pas impossible de lui donner une solution. Il signale à ce sujet des essais de représentation analogique d'un massif d'enrochements qu'il avait entrepris au Laboratoire de Chatou mais qui n'avaient malheureusement pas pu être poursuivis. L'idée directrice était l'extension de l'analogie de Hele-Shaw (écoulement entre 2 plaques rapprochées) au régime turbulent. On pouvait penser *a priori* qu'il suffisait d'augmenter l'écartement des plaques, mais cette première idée était erronée. En effet, l'apparition de la turbulence dans un écoulement entre 2 plaques parallèles se fait brusquement comme dans un tuyau. Par contre, lorsqu'on a placé des obstacles entre les plaques, on a obtenu des courbes  $C_f = F(R)$  tout à fait comparables à celles d'un massif de cailloux par exemple. Evidemment, les essais signalés ont été faits en régime permanent. Il faudrait les reprendre en régime périodique. Par ailleurs, on rencontrera probablement quelques difficultés dans l'ajustement des valeurs numériques des pertes de charge.

A une remarque de M. BIESEL, M. SCHNEEBELI répond qu'il est tout à fait d'accord pour souligner que la représentation des pertes de charge à travers la digue n'est qu'une partie du problème. Ce résultat une fois acquis, il faudra arriver à raccorder la représentation analogique de la digue et la représentation en similitude de Froude des conditions amont et aval.

De l'avis de M. SCHNEEBELI il y aurait donc, pour arriver au résultat, une autre voie que celle empruntée par M. LE MÉHAUTÉ, mais cette dernière, conclut-il, a le grand mérite d'avoir dès maintenant conduit à des résultats concrets.

M. LARRAS signale, d'accord avec M. PELNARD-CONSIDÈRE que la théorie fort intéressante de ce dernier comporte probablement des limites de validité du côté des très faibles diamètres de matériaux mobiles (vases fines, par exemple). Il signale, d'autre part l'existence d'une solution de l'équation aux dérivées partielles de M. PELNARD-CONSIDÈRE dans laquelle la ligne du rivage se présente comme une somme de fonctions sinusoïdales dont chacune décroît exponentiellement de façon différente en fonction du temps. Toute ligne de rivage tend donc vers la ligne droite, mais ce sont les petits crochets qui s'effacent le plus vite et l'on s'explique ainsi les formes à longues ondulations molles des rivages non encore parfaitement rectilignes.

La séance est levée à 12 h 5.

La séance reprend le vendredi matin à 11 h 15 sous la présidence de M. GRIDEL avec la projection d'un film que présente M. D. BONNARD. Celui-ci précise que le laboratoire de l'École Polytechnique de Lausanne n'a pas comme activité principale les phénomènes de la houle mais plutôt les aménagements hydro-électriques. Le laboratoire n'a qu'une installation modeste dans le domaine de la houle et s'attache à résoudre un certain nombre de problèmes de principe. Le film qu'il présente provient de coupures prélevées dans un film général tourné récemment pour l'étude exécutée à l'échelle 1/70 d'une jetée en enrochements exposée à une houle normale : la jetée nord du port de Samsun, en Turquie, sur la mer Noire. Il pense que le laboratoire de Lausanne a légèrement innové dans les méthodes en procédant de telle manière que l'on puisse observer simultanément le comportement, sous une même houle, de sections d'ouvrages de constructions légèrement différentes. Les essais sont à deux dimensions en canal.

Le film montre : une vue à vol d'oiseau du bassin utilisé (le générateur de houle est pneumatique); une coupe profil de l'installation (le canal est vitré sur une partie de sa longueur dans le voisinage du modèle); différents tronçons du couloir permettant de voir les diverses célé-

rités de la houle, la canalisation qui amène l'air dans la cloche à air du générateur de houle (au voisinage de cette cloche, la houle n'est pas pure, mais elle s'améliore au fur et à mesure qu'elle s'approche du modèle proprement dit); on peut enregistrer les caractéristiques de la houle en mesurant des pressions à une certaine profondeur; l'appareillage n'est pas très simple du fait que le tarage doit être renouvelé après chaque série d'expériences. La deuxième partie du film montre, au lieu des carapaces en bloc de béton armé, étudiées dans la première partie, des blocs naturels en vrac.

M. GRESLOU intervient pour préciser qu'au laboratoire de Grenoble on a également effectué des essais simultanés de plusieurs profils en cloisonnant partiellement l'installation; mais il faut que les coefficients de réflexion des deux profils soient très voisins pour éviter de perturber la houle incidente.

Pour répondre à la question posée la veille par M. GRIDEL à propos du rapport de M. SCHAEER, M. GRESLOU précise que les échelles utilisées pour les essais étaient le 1/50 pour trois d'entre eux et le 1/40 pour Saint-Guénolé, échelles habituelles des essais de stabilité de ce laboratoire. Il ne peut être question d'étudier la stabilité sur des modèles habituels d'agitation à des échelles du 1/150 au 1/200, mais il y a lieu alors d'ajuster le coefficient de réflexion des ouvrages par des dispositifs expérimentaux appropriés. Enfin le fait de ne pas reproduire correctement la perméabilité des ouvrages, dans une étude de stabilité d'un ouvrage à la houle, n'introduit qu'une erreur en général négligeable et agissant, de plus, dans le sens de la sécurité.

M. GRIDEL signale avoir vu, il y a 6 ou 7 ans, au laboratoire de Delft, dans le grand canal à houle, plusieurs profils qui étaient étudiés concurremment dans les mêmes cuves, avec un guideau de séparation. Les échelles utilisées étaient du même ordre que celles citées par M. GRESLOU. Il pense que l'attention doit se porter sur

l'importance de l'échelle à adopter sur le modèle: celle-ci joue dans le sens de la sécurité lorsque le modèle a pour objet d'étudier l'agitation qui traverse l'ouvrage puisque par l'effet même de la réduction on a des écoulements plus laminaires dans le modèle que dans la réalité; par contre ce même effet rend le modèle optimiste en ce qui concerne la stabilité des blocs qui le constituent.

A ce sujet, M. SCHIJF tient à préciser que, au laboratoire de Delft, dans le cas d'essais simultanés sur plusieurs profils, on a toujours pris la précaution de répéter les essais avec un ordre renversé des profils, c'est-à-dire, que le profil qui se trouvait à gauche une fois, était mis à droite la fois suivante. De toute façon on a évité l'influence possible d'une asymétrie de la houle due à une réflexion différente des profils séparés.

A une question de M. CHRISTOFFEL sur le tonnage des blocs employés, M. BONNARD répond que tous ces détails se trouvent dans son rapport qui vient juste d'être diffusé.

M. GRIDEL revient sur une remarque faite par M. BONNARD au sujet de la meilleure tenue des blocs naturels par rapport à des blocs artificiels ayant des formes géométriques précises, (cube, parallélépipède, et, en particulier, pyramide) mais fait un distinguo pour les tétraèdres. Ce dernier précise que lors de l'étude de la jetée du port Nord à Gênes, la houle ayant un maximum de l'ordre de 1,80 m, il avait le choix entre des cubes de béton ou des blocs erratiques arrondis; ces derniers ont beaucoup mieux tenu au modèle; l'inconvénient est que l'ouvrage est moins efficace en ce qui concerne la destruction de la houle.

M. GRIDEL après avoir souhaité un plus grand échange de vues entre les laboratoires d'essais ayant un caractère maritime, clôt la séance.

La séance est levée à 11 h 55.