

MINISTERE DE L'EDUCATION NATIONALE

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات  
BIBLIOTHEQUE — المكتبة  
Ecole Nationale Polytechnique

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Département : *HYDRAULIQUE*

# PROJET DE FIN D'ETUDES

## *SUJET*

Contribution à la réalisation d'un  
modèle réduit à fond mobile  
- Bale de Zéralda -

Proposé par:

Mr BERKANI M.

Etudié par :

Mr DENGHEPIFA Saair

Mr OUCHEKII Madjid

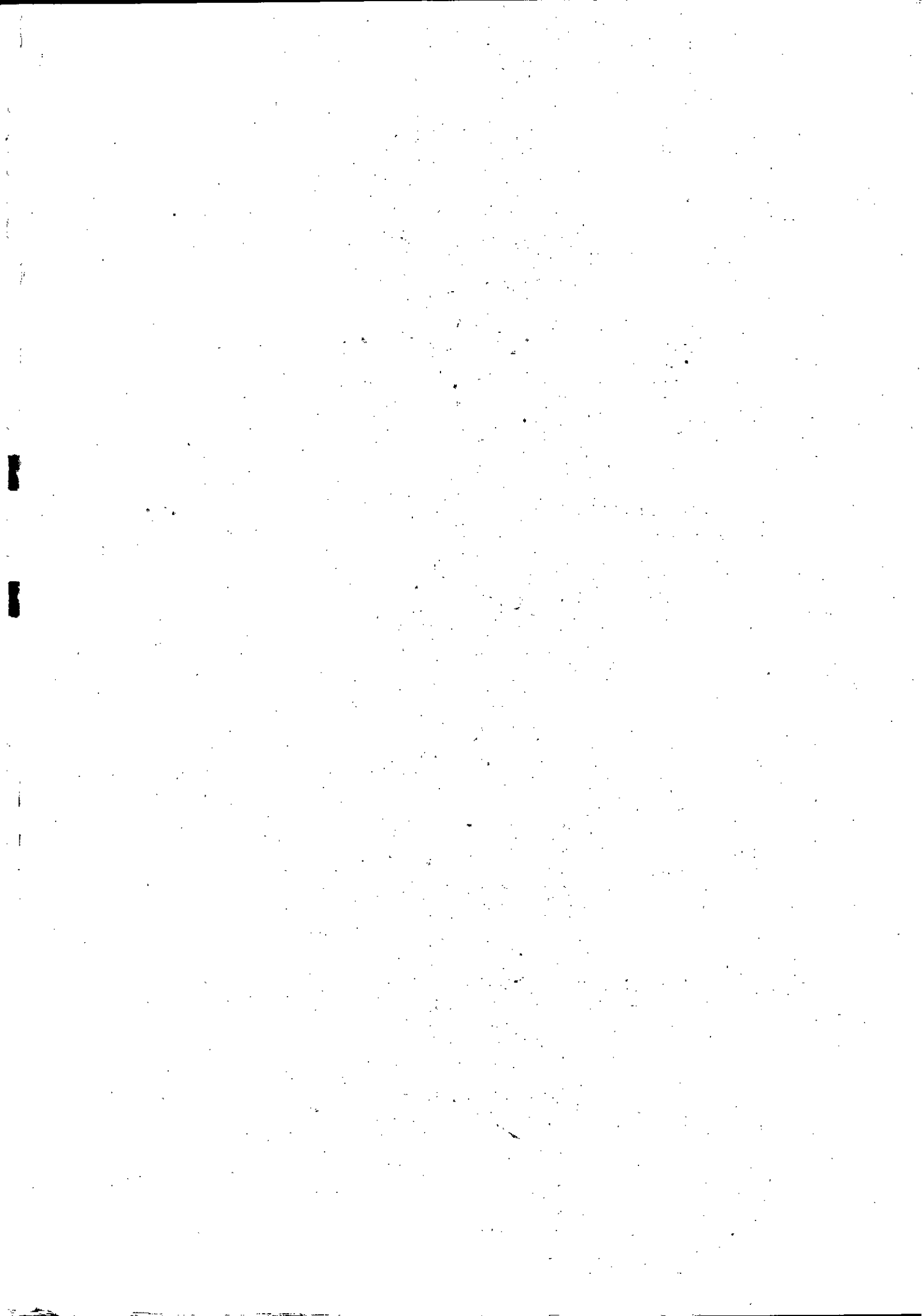
Dirigé par:

Mr BERKANI M.

Mr KHELLAF M.

Mr GUETTACHE R.

Promotion 1995



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'EDUCATION NATIONALE

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات  
BIBLIOTHEQUE — المكتبة  
Ecole Nationale Polytechnique

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Département : *HYDRAULIQUE*

# PROJET DE FIN D'ETUDES

## *SUJET*

Contribution à la réalisation d'un  
modèle réduit à fond mobile  
- Baie de Zéralda -

Proposé par:

Mr BERKANI M.

Etudié par :

Mr BENGHERIFA Samir

Mr OUCHEIKH Madjid

Dirigé par:

Mr BERKANI M.

Mr KHELLAF M.

Mr GUETTACHE R.

Promotion 1995

E.N.P. 10, Avenue Hacen Badi El-Harrach - ALGER

# *DEDICACES*

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات  
BIBLIOTHEQUE — المكتبة  
Ecole Nationale Polytechnique

Je dédie ce modeste travail en signe de respect et de reconnaissance à mes parents qui récoltent ici le fruit de leur peine;

A :

- mes frères;
- mes soeurs;
- mes belles soeurs;
- mes proches amis;
- mes neveux et mes nièces

**OUCHEIKH Madjid**

A :

- La mémoire de mon père;
- Ma très chère mère;
- Mes frères notamment: Djamel , Nassreddine et Zoheir;
- Mes soeurs;
- Mes proches amis

**BENGHERIFA Samir**

# REMERCIEMENTS

Nous exprimons nos remerciements et sincères reconnaissances

à:

- Mr BERKANI M. Notre promoteur d'avoir accepté de nous prendre en charge durant l'élaboration de notre projet et pour ses encouragements;
- Mrs KHELLAF M. Et GUETTACHE R. Du L.E.M. de nous avoir encadrés et pour ses aimables aides et compréhension dans des moments difficiles et de nous avoir prêté leurs documentations très riches, qu'ils trouvent à travers ce travail l'expression de toutes nos gratitude;
- Mlle BENBARA H. qui a contribué à l'élaboration de ce projet dans son fond et sa forme;
- Mr ABDELBAKI le PDG du L.E.M de nous avoir fait confiance et pour son continuel soutien moral;
- Toute l'équipe du L.E.M notamment: AMARI, BENAÏSSA Z., BOUSLIMANI T., Mokrane, Yacine, Omar, Nadia, Hakim, Yatagane, Toufik, Ami Ahcène, d'avoir mis à notre disposition tous les équipements du laboratoire et pour leurs encouragements ainsi que pour leur disponibilité.
- Mrs Salah, Krime et Karim de la bibliothèque
- Toute personne ayant contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce travail.

## SOMMAIRE

• Introduction	2
• <i>Chapitre I: Terminologie marine</i>	3
I.1. Les mouvements de la mer	4
I.1.1.- Marées et variations du niveau de la mer	4
I.1.2.- Houles	4
I.1.3.- Les seiches	5
I.1.4.- Les courants marins	5
I.2.- Etude théorique de la houle	5
I.2.1.- Phénomène physique de houle	5
I.2.2.- Types de houles	7
I.2.3.- Hypothèses de base	9
I.2.4.- Relations fondamentales	10
I.2.5.- Les différents modèles mathématiques des houles régulières	11
I.3.- Etude de la houle réelle	19
I.3.1.- Mesure de la houle réelle	19
I.3.2.- Houle irrégulière	19
I.3.3.- Etude d'un enregistrement d'un train de houle	21
I.3.4.- La prévision de la houle	22
I.4.- Transformation de la houle en profondeur finie et infinie	23
I.4.1.- Introduction	23
I.4.2.- Transformations indépendantes des altérations de direction	23
I.4.3.- Transformation dépendante des altérations de direction	34
• <i>Chapitre II: Les sédiments marins</i>	38
Introduction	39
II.1.- Diversités sédimentaires	39
II.1.1.- Répartition des particules dans les sédiments marins	40

II.1.2.- La granulométrie	41
II.1.3.- Les courbes granulométriques	41
II.2.- Propriétés physiques des particules solides en eau calme	43
II.2.1.- Vitesse de chute d'une particule élémentaire	43
II.2.2.- Vitesses entravées et floculation (ensemble de particules)	46
II.3.- Tassement des matériaux	48
II.3.1.- Sédiments grossiers	48
II.3.2.- Sédiments fins	48
II.4.- Cohésions et rhéologie des sédiments	51
II.4.1.- Sédiments grossiers	51
II.4.2.- Sédiments fins	51
II.5.- Profil d'équilibre	52
• <i>Chapitre III: Dynamique des sédiments marins</i>	57
III.1.- Comportement des sédiments dans un courant	58
III.1.1.- Force tractrice sur le fond	58
III.1.2.- La vitesse moyenne de l'écoulement	58
III.1.3.- Vitesses de frottement sur le fond	59
III.1.4.- Début d'entraînement des sédiments par un	59
III.1.5.- Débits solides transportés par les courants	64
III.2.- Comportement des sédiments sous l'action de la houle	66
III.2.1.- Vitesses alternatives sur les fonds	66
III.2.2.- Courant dû à la houle	69
III.2.3.- Mouvements sédimentaires engendrés par la houle perpendiculairement au littoral	76
III.2.4.- Mouvements des sédiments parallèlement au rivage	80
III.2.5.- Transport par jet de rive	81
III.2.6.- Transport au voisinage du déferlement	81
III.3.- Comportement des sédiments sous l'action combinée des courants et des houles.	81
III.3.1.- Calcul du transport littoral.	83

• <b>Chapitre IV : Modélisation hydraulique et sédimentologique</b>	88
Introduction	89
IV.1.- Similitude hydraulique	90
IV.1.1.- Similitude géométrique	91
IV.1.2.- Similitude cinématique	91
IV.1.3.- Similitude dynamique	92
IV.1.4.- Principales lois de similitude	94
IV.1.5.- La distorsion des échelles géométriques	97
IV.2.- Similitude sédimentologique	98
IV.2.1.- Similitude sédimentologique sous l'action de la houle	98
IV.2.2.- Similitude sous l'action des courants	101
IV.2.3.- Compatibilité entre la similitude de l'action des courants et la similitude de l'action de la houle	103
IV.2.4.- Détermination des échelles des débits solides	106
IV.2.5.- Détermination des échelles des vitesses et de la période	109
• <b>Chapitre V : Conception et réalisation du modèle</b>	111
V.1.- Origine des données	112
V.1.1.- Situation géographique	112
V.1.2.- Bathymétrie	112
V.1.3.- Etude sédimentologique	112
V.2.- Choix du matériau utilisé	115
V.3.- Choix des échelles du modèle	117
V.4.- Préparation du matériel	119
V.5.- Réalisation et description du modèle	122
V.5.1.- Description du modèle	122
V.5.2.- Exécution du modèle	122
V.5.3.- Mode opératoire	122



• <b>Chapitre VI : Réglage sédimentologique et application</b>	125
Introduction	126
VI.1.- Simulation des houles sur le modèle	126
VI.2.- Essai proprement dit profils	126
VI.3.- Présentation des résultats	127
VI.3.1.- Profils d'équilibre	127
VI.3.2.- Analyse géométrique	156
VI.4.- Interprétation des résultats	156
VI.4.1.- Profils de beau temps et mauvais temps	156
VI.4.2.- Profils théoriques	157
VI.4.3.- Zone de déferlement	158
VI.4.4.- Formation des dunes	158
VI.4.5.- Triage granulométrique	159
VI.5.- Correction de l'échelle des temps sédimentologiques	159
VI.5.1.- Reproduction des évolutions des fonds	159
VI.5.2.- Reproduction du transport dans le profil	164
VI.6.- Application	165
Conclusion.	168
Bibliographie	170

## LISTE DES PARAMETRES

- C. : Célérité de la houle
- C : Concentration
- C<sub>x</sub> : Coefficient de trainée
- D : Diamètre équivalent de la particule solide
- d : Profondeur de l'eau
- D<sub>p</sub> : Profondeur de déferlement
- D. : Diamètre étoilé,  $D_* = \left( \frac{(\rho_s - \rho)g}{\rho v^2} \right)^{1/3} D$
- E : Energie de la houle
- g : Accélération de la pesanteur
- G : Paramètre de grain  $G = \frac{\rho' g D^3}{v^2}$
- g<sub>s</sub> : Débit solide en poids / mètre de longueur
- H : Amplitude de la houle
- H<sub>o</sub> : Hauteur de la houle au large
- H<sub>b</sub> : hauteur de la houle au déferlement
- h : Profondeur
- i : Pente du fond
- K : Coefficient de STRICKLER
- L : Longueur d'onde de la houle
- m : Pente du fond
- P : Pression de l'eau en un point
- Q<sub>s</sub> : Débit solide en volume
- q : Débit volumique par unité de largeur
- Re. : Reynolds étoilé :  $Re_* = \frac{U_* D}{\nu}$
- R<sub>h</sub> : Rayon hydraulique
- t : Le temps
- U : Vitesse locale de l'écoulement verticale

- $\bar{U}$  : Vitesse moyenne de cisaillement
- $U_0$  : Vitesse de cisaillement sur le fond
- $U_{cr}$  : Vitesse de cisaillement critique sur le fond
- $U_{max}$  : vitesse orbitale maximale
- $V$  : Vitesse de l'écoulement horizontale
- $X_p$  : Distance de déferlement
- $W$  : Vitesse de chute de la particule solide
- $\gamma$  : Cambrure de houle
- $\gamma_s$  : Poids volumique du matériau
- $\gamma_0$  : Poids volumique de l'eau
- $\rho$  : Masse volumique de l'eau
- $\rho_s$  : Masse volumique des particules solides
- $\rho'$  : densité relative  $\rho' = \frac{\rho_s - \rho}{\rho}$
- $\phi$  : Fonction potentielle
- $\tau_y$  : Contrainte de cisaillement à la profondeur Y
- $\tau_0$  : Contrainte de cisaillement
- $\tau_{ocr}$  : Contrainte de cisaillement critique
- $\alpha$  : Obliquité de la houle
- $\lambda$  : Echelle de similitude

# INTRODUCTION

## INTRODUCTION

- La mer est un milieu dynamique qui, par ses différents mouvements, change les configurations des fonds marins et des côtes sans cesse, ce changement est la résultante de différentes interactions entre la mer et les sédiments du fond qui se manifestent par le processus érosion - transport - dépôt.
- Parmi les problèmes rencontrés en hydraulique maritime, l'ensablement et/ou l'envasement des passes d'entrée et des bassins portuaires et l'effet de gisement du sable sur l'équilibre littoral.
- Pour aborder ce type de problème, on fait recours à deux types de modélisation mathématique, physique.
- La modélisation mathématique est apparue difficile vu l'imparfaite connaissance des lois régissant le phénomène, d'où le recours à la modélisation physique qui reste le moyen le plus efficace pour répondre aux questions posées.

L'un des problèmes rencontrés dans l'étude sur modèle réduit, la détermination de l'échelle de similitude, le choix du matériau permettant de reproduire les mêmes phénomènes existant dans la nature.

## **I - Terminologie marine**

### **I.1. - Les mouvements de la mer**

Le milieu marin est particulièrement inhospitalier pour l'homme, non seulement parcequ'il ne peut y vivre normalement, mais aussi parceque les mers et les océans sont soumis à de très nombreux mouvements dont la violence rend très délicat tout travail à partir de la surface.

La mise au point de tels projets suppose une connaissance approfondie des facteurs naturels et notamment des divers mouvements de la mer, ces mouvements de la mer sont très variés car d'origine très diverses.

#### **I. 1. 1 - Marées et variations du niveau de la mer**

Les phénomènes astronomiques engendrent des oscillations à très longue période (en général 1 à 2 par jour suivant les régions du globe) que l'on appelle les marées, mais dont l'amplitude varie sans cesse en un point donné. Les mouvements de l'eau liés à ces oscillations se traduisent également par des courants alternés.

#### **I. 1. 2 - Houles**

Les phénomènes météorologiques engendrent simultanément, sous l'effet des variations de la pression atmosphérique d'une part, et des vents d'autres part, des variations du niveau moyen de la mer et des courants.

De plus, l'effet du frottement du vent sur la surface de la mer engendre des oscillations à courte période (entre 1 à 20 s) appelées la houle, qui est constituée en fait par une série de vagues de période et de hauteur différentes qui peut atteindre une trentaine de mètres.

**I. 1. 3 - Les seiches**

Les seiches se produisent dans certains ports avec une période variant de quelques dizaines de secondes à quelques minutes, et une amplitude de quelques décimètres.

**I. 1. 4 - Les courants marins.**

Les variations de température ou de densité à l'intérieur de la masse liquide, ainsi que la rotation de la terre, engendrent des courants marins généraux, distincts des courants de marée ou des courants dues aux vents.

En définitive le facteur le plus important dans la plus part des études maritimes est la houle et c'est malheureusement la plus difficile à connaître.

**I. 2. - Etude theorique de la houle.****I. 2. 1 - Phénomène physique de la houle**

La houle est produite par une action du vent à la surface libre de l'eau, formant ainsi des ondulations d'aspect désordonné (chaotiques), qui s'accroissent avec l'augmentation de la vitesse du vent. L'agitation des eaux se fait dans les trois dimensions mais tend à devenir bidimensionnelle quand les vagues progressent dans la même direction du vent, donnant ainsi une houle cylindrique, or les ondulations régulières constituent la houle proprement dite. Le phénomène de régularité de la houle n'est que relatif, car les vagues se succèdent avec des amplitudes d'ordre et de périodes différentes, cependant il existe une difficulté à connaître les grandeurs significatives sans passage par des procédés statistiques et mathématiques, pour cette raison elles sont représentées par des lois toujours assez simples, par le biais des fonctions aléatoires.

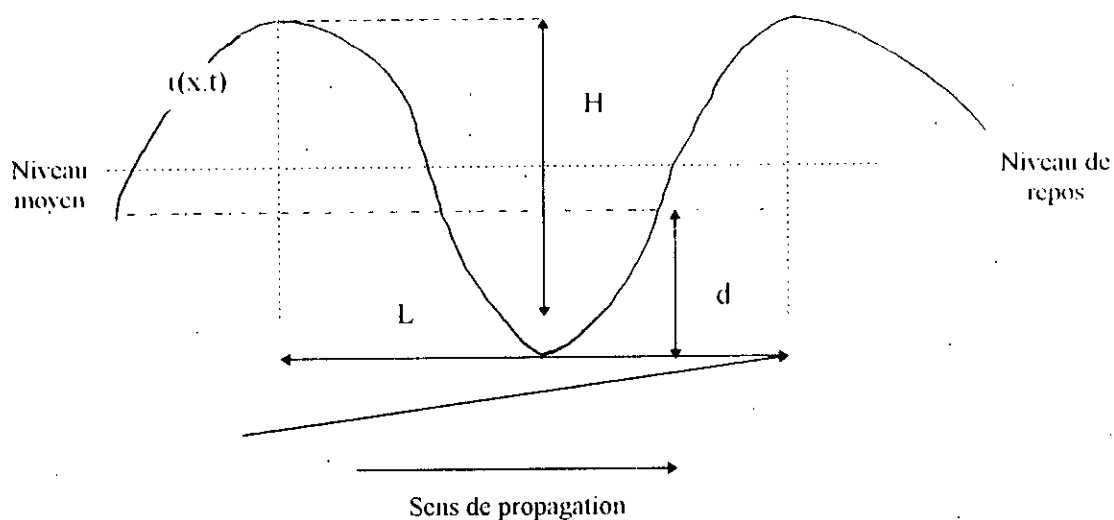
Pour l'étude théorique de la houle il s'agira de trouver une formulation mathématique du phénomène étant donné la grande diversité d'origines des vagues, il est certain qu'elles ne peuvent pas être décrites par un même modèle mathématique. Le phénomène ondulatoire de la houle se fait à vitesse constante et sans altération de forme du mouvement dans l'espace indéfiniment reproduit ; l'ensemble des ondulations constituent la houle. Les paramètres qui définissent la houle, de forme simple (régulière) sont :

- La hauteur  $H$  : c'est la dénivellation maximale entre creux et crête, successive (amplitude).
- La longueur d'onde  $L$  : c'est la distance qui sépare deux crêtes successives.
- La période  $T$  : c'est l'intervalle de temps qui sépare les passages de deux crêtes consécutives en même point.
- La vitesse de propagation ou célérité  $C$  : c'est la vitesse avec laquelle le mouvement reproduit se propage sans altération de forme ( $C = \frac{L}{T}$ ).
- La profondeur d'eau  $d$  : c'est la distance du niveau de repos des eaux par rapport au fond (fig. I-1).
- Cambrure  $\gamma$  : rapport  $\frac{H}{L}$ .

on notera :  $\sigma = 2\pi / T$ .

- Niveau de repos : c'est le niveau de la surface libre au repos.
- Niveau moyen : c'est le niveau équidistant des crêtes et des creux.
- Côte de la surface libre par rapport au niveau de repos  $\varphi(x, t)$ .
- Vitesses des particules aux points  $(x, z)$  à l'instant  $t$   $V(x, z, t)$  sur  $ox$ ,  
 $W(x, z, t)$  sur  $oz$ .





Fig(I.1)

### I. 2. 2 - Types de houles

Dans la théorie des ondes qui se propage à vitesse constante sans altération de forme, on distingue les modèles suivants :

#### a). Les houles monochromatiques

On les appelle aussi monochromatiques simples, facile à représenter leurs évolutions en un point quelconque par une fonction sinusoïdale ou autres fonctions, sans aucune sorte d'harmonie.

Plusieurs mathématiciens et spécialistes du domaine ont établi des modèles, qui représentent fidèlement ce type de houle, tel que AIRY (1845), GESTNER (1802), STOKES (1847), KRAVTCHENKO (1957) et les travaux de HENDRICKSON (1960) (fig. I-2.a).

#### b). Les houles de MICHE

Modèle proposé pour une eau non hydrostatique, suivi par d'autres travaux de STOKES, DUBREILET et JACOTIN, ces modèles font appel dans leurs résolutions à des séries de puissance en rapport (fig. I. 2.b).

**c). Les houles cnoïdales.**

Très utile lorsque la profondeur d'eau est faible et la valeur du rapport  $\frac{d}{L}$  devient inférieure à 0,1 ; les développements obtenus à l'aide de la méthode de stokes sont limités aux premiers ordres, ce qui a incité les spécialistes à faire appel à un modèle non fastidieux basé sur des fonctions type cosinus elliptiques, proposés par KORTEWEB et DEVRIES (1960), (fig. I. 2. c).

**d). Les ondes solitaires.**

Ce type de houle correspond au cas limite des houles cnoïdales avec des périodes de longueurs d'ondes infinies, solutions proposées par RUSSEL-SCOTT (1844), BOUSSINEQ (1871) et WEINSTEIN (1926). (fig. I. 2. d).

En nature, la houle peut passer de la houle simple au large, à l'onde solitaire, avant de déferler sur la côte, et ce, en passant respectivement par la houle cnoïdale avant la houle de MICHE:

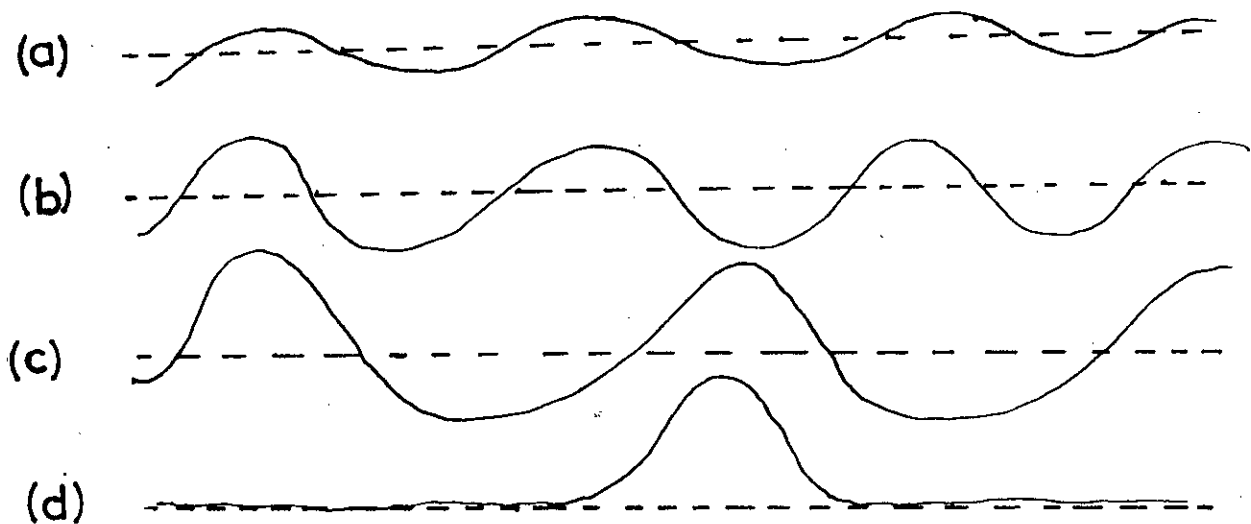


Fig. (I. 2).

---

### I. 2. 3 - Hypothèses de base.

Tout phénomène naturel peut faire l'objet d'une traduction plus ou moins fidèle en modèle mathématiques, par introduction de quelques approches simplificatrices, on peut citer comme exemple l'équation de NAVIER et STOKES qui traduit le phénomène d'écoulement.

Pour notre cas, on aura à faire à quelques hypothèses simplifiant ainsi l'étude de la houle théorique vis à vis de la houle réelle.

Pour l'étude de la houle théorique, on a recours aux hypothèses suivantes :

- \* Assimilation des houles réelles à des houles cylindriques simples, c'est à dire que la propagation se fait à vitesse constante et sans altération de forme de l'onde.
- \* Le fluide est parfait, homogène, incompressible.
- \* La seule force qui intervient est celle de la pesanteur.
- \* Les forces de coriolys sont négligées.
- \* Le mouvement des particules est circulaire.
- \* La pression à la surface agitée de côte  $t$ , est supposée constante égale à la pression atmosphérique mais la répartition des pressions dans l'eau est hydrostatique.
- \* Le phénomène est plan avec :
  - Axe des abscisses [X], horizontal qui est l'axe de repos.
  - Axe des hauteurs [Z], vertical ascendant.
- \* Il n'existe pas de contraintes agissant sur l'eau (pas de vent).
- \* Le mouvement des particules en profondeur infinie est nul et en profondeur finie, il est considéré comme parallèle au fond.
- \* Le fond est imperméable et horizontal ou varie lentement.

- \* D'après la périodicité des ondulations, on supposera que la côte est fonction de terme  $\left[ 2\pi \begin{pmatrix} x & t \\ L & T \end{pmatrix} \right]$ .

#### 1. 2. 4 - Relations fondamentales.

On suppose que les particules liquides tournent autour d'un point de coordonnées  $(X_0, Z_0)$  en décrivant un cercle de rayon  $R$  décroissant exponentiellement en profondeur supposée infinie ; les particules obéissent aux relations fondamentales suivantes :

- Equations de l'hydrodynamique

$$\frac{dV}{dt} = V - \frac{1}{\delta} \text{grad}P + V \cdot \nabla V \quad (1.1)$$

compte tenu des hypothèses sur le fluide on obtient :

$$\frac{dV}{dt} + \frac{1}{\delta} \text{grad}P^* = 0 \quad (1.2)$$

- Equation de continuité :

$$\frac{dP}{dt} + \text{div}(\rho v) = 0$$

$$\text{div} v = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (1.3)$$

\* Pour un mouvement irrotationnel

$$\nabla \varphi^2 = 0 \quad (1.4)$$

Dans ce cas il existe une intégrale première du mouvement d'après l'équation de BERNOULLI :

$$\frac{P}{\rho} + \frac{V^2}{2} + gz + \frac{d\varphi}{dt} = c(t) \quad (1.5)$$

A la surface libre le terme cinétique est nul

\* Pour un mouvement rotationnel.

$$\vec{\eta} = \frac{1}{2} \text{rot } \vec{v} = \vec{0} \quad (1.6)$$

ce qui évoque la présence d'une fonction de courant «  $\Phi$  » telle que

$$U = -\frac{d\phi}{dz} \quad (1.7)$$

$$W = \frac{d\phi}{dx}$$

- Conditions aux limites

$$\begin{aligned} V = 0 & \longrightarrow Z = -d \\ p = 0 & \longrightarrow Z = Z_{\text{eau}} \end{aligned} \quad (1.8)$$

## 1.2.5 Les différents modèles mathématiques des houles régulières.

### 1- Modèle de GESTNER - RANKINE.

#### a- Hypothèse de base.

GESTNER (1804) et RANKINE (1863) ont donné une représentation fidèle de la houle rotationnelle en profondeur infinie, sous une forme exacte, sans recours aux développements en série de puissance.

L'étude de ce modèle est faite en variable lagrangienne, c'est à dire que la particule est suivie le long de sa trajectoire sans tenir compte des variations cinétiques des particules. Les coordonnées d'une particule sont :

$$\begin{aligned} W &= X_0 - R_0 \exp(bZ_0) \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{X_0}{L}\right) \\ Z &= Z_0 - R_0 \exp(bZ_0) \cos\left(\frac{t}{T} - \frac{X_0}{L}\right) \end{aligned} \quad (1.9)$$

avec :

\*  $(X_0, Z_0)$  coordonnées du point autour duquel tourne la particule fluide décrivant une circonférence de rayon  $R$ .

$(X, Z)$  coordonnées de la particule à l'instant  $t$ .

La particule fluide est supposée tourner autour du point  $M_0 (X_0, Z_0)$  en décrivant une trajectoire circulaire dont le rayon décroît exponentiellement avec la profondeur.

### b). Continuité.

En tenant compte de continuité du fluide, il faut satisfaire la condition que l'aire  $dx \cdot dz$  d'un petit élément se conserve lors du mouvement, c'est à dire que :

$$dx \cdot dz = \left[ \frac{\partial(x, z)}{\partial(x_0, z_0)} \right] dx_0 \cdot dz_0 \quad (1.10)$$

### c). Equations hydrodynamique.

$$\frac{dv}{dt} + \frac{1}{\delta} \text{grad} P^* = 0 \quad (1.11)$$

Par projection sur les axes et un changement de variable nous aurons :

$$\frac{1}{\delta} \frac{\partial P}{\partial x_0} = \frac{1}{\delta} \left( \frac{\partial P}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial x_0} + \frac{\partial P}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial x_0} \right) = -g \frac{\partial z}{\partial x_0} - \left( \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} \frac{\partial x}{\partial x_0} + \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} \frac{\partial x}{\partial z_0} \right)$$

$$\frac{1}{\delta} \frac{\partial P}{\partial z_0} = \frac{1}{\delta} \left( \frac{\partial P}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial z_0} + \frac{\partial P}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial z_0} \right) = -g \frac{\partial z}{\partial z_0} - \left( \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} \frac{\partial x}{\partial z_0} + \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} \frac{\partial z}{\partial z_0} \right) \quad (1.12)$$

Compte tenu des expressions  $x = f(x_0, z_0, t)$  et  $z = f(x_0, z_0, t)$

on a :

$$\frac{P}{\delta} = -gz + \int \frac{x}{\rho \gamma x_0} \left( \frac{P}{\delta} + gz \right) dx_0 + \int \frac{z}{\rho \gamma z_0} \left( \frac{P}{\delta} + gz \right) dz_0 \quad (1.13)$$

Pour que la surface des isobars existe quelque soit le temps, il faut que :

$$L = g \frac{T^2}{2\pi} \quad (1.14)$$

Ainsi :

$$P = \delta g \left[ \frac{\pi R_0}{L} \exp(4 \pi z_0 / L) - z_0 \right] \quad (1.15)$$

Le creux maximal correspondant au diamètre, étant le creux à une cambrure maximale (cas où la houle passe d'une trochoïde à une cycloïde).

$$\gamma_{\max} = \frac{H_{\max}}{L} = \frac{1}{\pi} = 0,31 \quad (1.16)$$

\* En eau profonde

$$l_0 = \sqrt{\frac{2\pi L}{g}} \quad c_0 = \sqrt{\frac{gL}{2\pi}} \quad (1.17)$$

\* En eau peu profonde

$$T = \frac{L}{\sqrt{gd}} \quad c = \sqrt{gd} \quad (1.18)$$

#### d). Trajectoire.

Par intégrations des équations des vitesses orbitales, on obtient des équations paramétriques de la trajectoire, ou on démontre aisément que ces dernières épousent la forme d'ellipses. Les trajectoires étant fermées ce qui n'entraîne pas un transport de matière ( le résultat n'est qu'en première approximation).

En profondeur infinie les trajectoires deviennent des cercles de rayon R tel que :

$$R = \frac{1}{2} H \exp\left(\frac{2\pi z_0}{L}\right) \quad (1.19)$$

**e). Energie.**

L'énergie de la houle s'évalue par unité de longueur durant une période de temps  $T$ , elle n'est que la somme d'une part de l'énergie potentielle par rapport au niveau de repos, et d'autre part de l'énergie cinétique de fluide.

**- Energie potentielle.**

L'énergie potentielle d'un élément du fluide amène a une distance  $z$  du niveau moyen de l'eau est :

$$\delta gz \, dx \cdot dz \quad (1.20)$$

d'où l'énergie potentielle totale serait égale à :

$$E_p = \int_0^{L/2} \int_0^{\Omega} \delta gz \, dx dz = \frac{1}{2} \int_0^L \delta g \frac{H^2}{4} \cos^2 \theta = \delta g \frac{H^2 L}{16} \quad (1.21)$$

**\* Energie cinétique**

Pour un élément du fluide, l'énergie cinétique est égale à :

$$\frac{1}{2} \delta (U^2 + W^2) \, dx dz$$

d'où : (1.22)

$$E_c = \int_0^{L-d} \int_0^d \frac{1}{2} \delta (U^2 + W^2) \, dx dz$$

Pour une hauteur de vague infinitesimale avec une surface libre statique pour  $K = \frac{2\pi}{L}$ ,  $khKd \cong 1$ , le terme d'énergie se réduit à :

$$E_c = \frac{1}{16} \delta g H^2 L \quad (1.23)$$

L'énergie cinétique se répartie d'autant plus uniformément dans la masse totale du liquide que la profondeur relative  $d/L$  est plus faible. Mais par contre concentrée au voisinage de la surface que la profondeur relative



est plus grande, c'est ainsi qu'on retrouve 84% de l'énergie cinétique dans le quart supérieur de la profondeur  $d$ .

95% de l'énergie, pour des profondeurs de l'ordre de la moitié de la longueur d'onde  $L$ .

### \* Energie totale

C'est la somme des deux énergies potentielles et cinétique, celle-ci correspond à une valeur moyenne égale à  $\frac{\delta g H^2}{8}$  par unité de longueur d'onde.

$$E = \frac{1}{8} \delta g H^2 L \quad (1.24)$$

### f). Flux d'énergie

C'est l'énergie moyenne qui passe à travers un plan vertical normal à la direction de la propagation de la houle.

$$F = \frac{\delta T d}{T} \iint (P + \delta g z) U dx dz \quad (1.25)$$

ce qui donne:

$$F = \frac{\delta g H^2}{16T} L \left[ 1 + \frac{2Kd}{ShKd} \right] \quad (1.26)$$

### g). Pression dynamique.

L'équation de BERNOULLI, en négligeant les termes du second ordre, s'écrit :

$$\frac{P}{\delta} + gz = -\frac{\gamma \varphi}{\gamma t} \quad (1.27)$$

la pression s'exprime alors :

$$P = \delta g \frac{H}{2} \frac{\operatorname{ch} 2\pi(z+d)}{\operatorname{ch} 2\pi(d/L)} \cos\left(\frac{t}{T} + \frac{x}{L}\right) \quad (1.28)$$

## 2- Modèle de STOKES. (irrotationnel)

### a- Hypothèse de base.

En plus des équations de la dynamique et de continuité, ainsi que les conditions aux limites utilisées précédemment dans le modèle de gestner, stokes ajouta l'hypothèse de l'irrotationalité de l'écoulement, c'est à dire :

$$\text{rot } \vec{v} = \vec{0} \quad (1.29)$$

d'où il existe un potentiel des vitesses  $\phi(x, z)$  tel que :

$$\begin{aligned} U &= \frac{\partial \phi}{\partial X} \\ W &= -\frac{\partial \phi}{\partial Z} \end{aligned} \quad (1.30)$$

U et W sont les vitesses selon les axes, ce qui revient à écrire en tenant compte de la continuité du fluide :

$$\text{div}(\text{rot } \vec{v}) = \vec{0} \Rightarrow \nabla^2 \phi = 0 \quad (1.31)$$

Selon la profondeur on obtient deux solutions :

En profondeur finie, d'après l'équation (1.31), il existe une fonction harmonique qui doit être périodique dans l'espace et le temps et qui admettra comme solution :

$$\phi(X, Z, t) = -\frac{gHT}{4\pi} \frac{\text{ch } 2\pi(\tau+d)/L}{\text{ch } 2\pi(d/L)} \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{L} \right) \quad (1.32)$$

Pour  $W = 0$ ,  $z = -d$ .

En profondeur infinie, en supposant que les vitesses des particules sont négligeables et pour que la surface libre soit une isobare, le potentiel  $\phi$  doit satisfaire l'équation suivante

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + g\tau = 0 \tag{1.33}$$

Or pour  $p = 0$  et  $z = Z$  nous aurons

$$W = \frac{\partial z}{\partial t} = \frac{\partial \phi}{\partial Z} \tag{1.34}$$

Il en résulte

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \tag{1.35}$$

Il en résulte, en supposant  $\epsilon$  petit devant  $d$ :

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \text{ et } h = 2\pi \frac{d}{L} \tag{1.36}$$

$$T^2 = \left( \frac{2\pi L}{g} \right) \text{ et } h = 2\pi \frac{d}{L}$$

**b) Description du mouvement**

La côte  $\epsilon$  de la surface libre aura pour expression dans le système Eulérien :

$$\epsilon = \frac{H}{2} \cos 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{X}{L} \right) \tag{1.37}$$

La surface libre a la forme d'une sinusoïdale d'amplitude totale  $H$  qui se propage dans le sens des  $x$  croissant avec la célérité (fig. I.3)

$$C = (gT / 2\pi) \text{ et } h = d / L \tag{1.38}$$

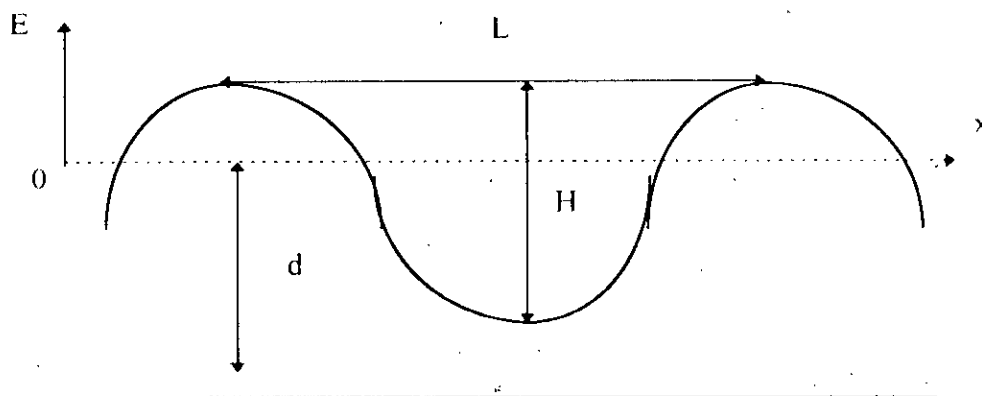


fig (I.3)

Les équations du mouvement pour une profondeur  $d$  constante, en variable de Lagrange sont :

$$\begin{aligned} X &= X_0 - \frac{H}{2} \left[ \frac{\operatorname{Sh} 2\pi(Z+d)/L}{\operatorname{Sh} 2\pi(d/L)} \right] \cos 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{X}{L} \right) \\ Z &= Z_0 - \frac{H}{2} \left[ \frac{\operatorname{Sh} 2\pi(Z+d)/L}{\operatorname{Sh} 2\pi(d/L)} \right] \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{X}{L} \right) \end{aligned} \quad (1.39)$$

Les composantes de la vitesse sont:

$$\begin{aligned} U &= \frac{\partial \phi}{\partial X} = \frac{\pi H}{T} \left[ \frac{\operatorname{Ch} 2\pi(Z+d)/L}{\operatorname{Sh} 2\pi(d/L)} \right] \cos 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{X}{L} \right) \\ W &= \frac{\partial \phi}{\partial Z} = \frac{-\pi H}{T} \left[ \frac{\operatorname{Ch} 2\pi(Z+d)/L}{\operatorname{Sh} 2\pi(d/L)} \right] \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{X}{L} \right) \end{aligned} \quad (1.40)$$

Les trajectoires des particules, obtenues par intégration des expressions des vitesses, sont des ellipses centrées au point  $x_0$ . Les trajectoires des particules sont donc des orbites fermées (fig. I. 4)

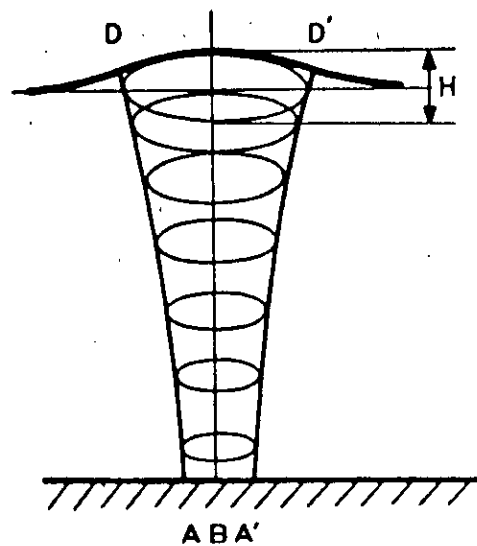


fig. (I.4)

### I. 3 - Etude de la houle réelle

#### I. 3. 1 - Mesure de la houle réelle.

La houle réelle n'est pas un phénomène ondulatoire simple, contrairement à la houle théorique (régulière), tous les paramètres caractéristiques tels que période, longueur d'onde et célérité varient le long de la propagation de l'onde. Dans la nature, on rencontre en général des ensembles de houles complexes constituant ce qu'on a appelé « trains de vagues » dont leur étude souvent sera abordée par le moyen de modèles statistiques.

Les ondulations des trains de houles se déplacent chacune avec sa célérité propre en fonction de la longueur d'onde, mais l'ensemble du train de houle se propage avec une vitesse beaucoup plus faible, dite vitesse de groupe. La mesure de la houle consiste essentiellement à mesurer la houle à savoir, l'amplitude (hauteur), période et longueur d'onde à l'aide des méthodes directes et indirectes.

#### I. 3. 2 - Houle irrégulière

On considère que la houle régulière comme étant une solution particulière extrêmement simple des équations générales du mouvement de la mer ; l'hypothèse sur laquelle repose le thème de la houle irrégulière est que la côte  $Z(X,t)$  de la surface libre peut être considérée comme la somme d'une infinité d'ordre sinusoidales se propageant chacune avec sa propre célérité  $C_n$ , fonction de la période  $T_n$ , la profondeur locale et du déphasage entre elles, c'est à dire  $\varphi_n$ . Il peut exister notamment des houles cylindriques irrégulières, rotationnelles ou non, dont la surface libre a pour expression:

$$Z(x,t) = \frac{1}{2} \sum H_n \cos 2\pi \left[ \frac{X}{L_n} - \frac{t}{T_n} + \varphi_n \right] \quad (I.48).$$

- Elongation horizontale

$$\frac{H \operatorname{ch} 2 \pi \left( \frac{Z+d}{L} \right)}{\operatorname{Sh} 2 \pi \frac{d}{L}} \quad (1.41)$$

- Elongation verticale

$$\frac{H \operatorname{sh} 2 \pi \left( \frac{Z+d}{L} \right)}{\operatorname{Sh} 2 \pi \frac{d}{L}} \quad (1.42)$$

- La vitesse orbitale maximale au fond et en profondeur est:

$$U_m = \frac{\pi}{T} \frac{H}{\operatorname{Sh} \left( 2 \pi \frac{d}{L} \right)} \quad (1.43)$$

- La surelevation du niveau moyen au dessus de la surface libre est:

$$\eta = \frac{\pi}{4} \frac{H^2}{L} \cot h \left( \frac{2 \pi}{L} \right) d \quad (1.44)$$

- La cambrure limite est:

$$\gamma_l = \frac{1}{\pi} \operatorname{th} \left( 2 \pi \frac{d}{L} \right) \quad (1.45)$$

### Cas particulier

\* Dans le cas d'une profondeur infinie, les formules se simplifient

$$L = \frac{g T^2}{2 \pi} \quad , \quad C = \frac{g T}{2 \pi} \quad (1.46)$$

\* Si la profondeur est faible, on peut confondre  $\operatorname{th} 2 \pi d/L$  avec  $2 \pi d/L$  :

$$L = \sqrt{g T^2 d} \quad , \quad C = \sqrt{g d} \quad (1.47)$$

En profondeur infinie, cette résolution paraît moins exacte que celle de gestner du fait qu'elle ne tient pas compte de la surélévation entre le niveau moyen et de repos. De là on peut conclure que la houle de stokes n'est qu'une solution approchée du fait qu'elle nécessite une cambrure «  $\gamma$  » faible.

En un point donné, la dénivellation de la surface libre  $Z(t)$  est donnée par la somme d'un grand nombre  $N$  de grandeurs aléatoires indépendantes :

$$Z(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(\sigma_n t + \phi_n) \quad (1.49)$$

$\phi_n$  : grandeur aléatoire supposée uniformément répartie dans l'intervalle  $-\pi < \phi < \pi$ .

### I. 3. 3 - Etude d'un enregistrement d'un train de houles.

#### 1 - Modèles statistiques décrivant les états de mer.

On suppose que les états de mer sont représentés par des cumuls d'un grand nombre d'ondes de gravité monochromatiques de petites amplitudes, de période, de direction et de phase réparties suivant les lois de probabilité qui varient d'un de mer à l'autre.

Pour la construction d'un modèle statistique basé sur la superposition d'ondes élémentaires, on suppose que la surface libre à un instant donné, et formée de la superposition d'un très grand nombre de perturbations crée par le vent de direction, de pulsation et de phase aléatoire. D'une manière plus simple, le modèle est construit en superposant  $N$  vagues progressives d'amplitude constante  $H_N$  ; les autres paramètres nécessaires pour déterminer chaque onde élémentaire sont :

- \* La pulsation  $\omega$
- \* La direction de propagation  $\phi$
- \* La phase de propagation  $\Omega$

Ces trois paramètres sont choisis de façon aléatoire pour chaque onde, le vecteur  $(\omega, \phi, \Omega)$  ayant une probabilité de présence dans un volume élémentaire.

**I. 3. 4 - La prévision de la houle**

Pour un grand nombre de mesures de houle dans une portion de zone donnée, c'est à dire pendant plusieurs mois (au moins plus de deux saisons). Il serait très utile de rassembler les données de chaque séquence d'enregistrement pour pouvoir procéder à leur dépouillement pour tester leur adéquation aux lois statistiques.



---

## **I. 4 - Transformation de la houle profonde finie et infinie**

### **I. 4. 1 - Introduction**

Lorsque la houle se propage dans un milieu influencé par le fond, et au moment où la profondeur devient inférieure à la moitié de longueur d'onde, ce dernier lui fait subir deux sortes de déformations à savoir :

- a- des déformations indépendantes des modifications de direction de propagation, c'est le cas du déferlement et autres similaires tel que le mascaret SWACH etc.
- b - des déformations qui consistent en une altération de direction ce qui traduit directement les phénomènes de réflexion, diffraction et refraction.

### **I. 4.2 - Transformation indépendantes des altérations de direction**

#### **1 - Déferlement**

Le phénomène de déferlement a fait l'objet de quelques études théoriques par approche physique ou mathématiques, parmi les travaux les plus répandus ceux établis par R. MICHE (1944) et W.H. MUNK (1949). Il survient lorsque les vagues se propagent d'une manière irrégulière provoquant une augmentation considérable d'eau, produisant ainsi au contact du rivage ou d'un ouvrage des projections d'eau mêlée d'air, sortes de chocs. Des énergies mises en cause sont très importantes. La description du mouvement de la houle théorique sous l'influence du phénomène s'effectue en deux phases essentielles :

- 1). Avant le déferlement, les vagues se propagent d'une manière irrégulière, la cambrure atteint sa valeur limite, soit par une augmentation de la hauteur de la houle, soit par une diminution de la longueur d'onde, engendrant une diminution de la vitesse de propagation ce qui fait que la partie arrière d'une

vague pousse l'avant et tend à le faire basculer (cause principale qui détermine le déferlement).

2). Au déferlement la houle aborde une plage à faible pente où le rapport de profondeur d'eau à la hauteur de vague et en moyenne égale à 1,3 qui varie de 1,1 à 1,5 par suite de différence dans la forme des crêtes, ce qui se traduit par un écroulement de l'avant de la vague, cette dernière devenue trop brute, le profil de la vague, la frange de dissymétrie limite étant dépassé qui est dû à l'excès de cambrure dans l'avant de la vague. A l'instant où la profondeur diminue, tous les paramètres varient à l'exception de la période qui reste inchangée. L'étude du comportement des paramètres variables à savoir, longueur d'onde et célérité sur un plan incliné de faible pente ( $\alpha < 0,10$ ) ont donné les résultats suivants :

\* En profondeur infinie (au large) :

$$L_o = \frac{g T^2}{2 \pi} \quad , \quad C_o = \frac{g T}{2 \pi} \quad (1.50)$$

STOKES considère que le critère de déferlement pour une houle en profondeur infinie est atteint quand la vitesses des particules à la crête de la vague est égale à la célérité de la vague. Si l'amplitude des vagues monochromatiques était plus importante, la vitesse des particules serait supérieure à la célérité et les vagues déferleraient la condition de STOKES limite l'angle de la vague au déferlement à  $120^\circ$ .

\* En profondeur finie (au rivage):

$$\begin{aligned} L &= L_o \tanh 2 \pi \frac{d}{L} = \frac{g T^2}{2 \pi} \tanh 2 \pi \frac{d}{L} \\ C &= C_o \tanh 2 \pi \frac{d}{L} = \frac{g T}{2 \pi} \tanh 2 \pi \frac{d}{L} \end{aligned} \quad (1.51)$$

Au déferlement les crêtes de houles tendent à être parallèles aux lignes batymétriques, ce résultat nous impose de faire l'hypothèse de la conservation de l'énergie entre deux plans parallèles à la direction de propagation des ondes. Pour de faible profondeur on peut évaluer les valeurs maximales des composantes de la vitesse :

$$U = \frac{gH}{2C} \frac{\text{ch } 2\pi \frac{(Z+d)}{L}}{\text{ch } 2\pi \left(\frac{d}{L}\right)} \quad (1.52)$$

$$V = -\frac{gH}{C} \frac{\text{sh } 2\pi \frac{(Z+d)}{L}}{\text{ch } 2\pi \left(\frac{d}{L}\right)}$$

Le calcul des caractéristiques de la houle irrotationnelle en profondeur constante conduit à une variation de la cambrure, des solutions correspondantes à cette forme limite de la houle, exprimant une relation approchée par :

$$\gamma_L = 0,142 \text{ th} \left( 2 \pi \frac{d_b}{L} \right) \quad (1.53).$$

En profondeur très faible le rapport  $d_b/L$  tend vers zéro, d'où :

$$\gamma_L = \frac{H_b}{L} = 0,142 \left( 2 \pi \frac{d_b}{L} \right) \quad (1.54)$$

c'est à dire que :

$$\frac{1}{\beta_b} = \frac{H_b}{L} \approx 0,89 \quad (1.55)$$

Ce résultat est similaire aux travaux de MICHEL qui a trouvé la relation suivante :

$$\gamma_L = \frac{H_b}{L_{ob}} = 0,142 \quad (1.56).$$

MICHEL a calculé le rapport entre la longueur d'onde en eau profonde  $L_{ob}$  et la longueur d'onde correspondante à la théorie de houle de faible amplitude (théorie du 1<sup>er</sup> ordre) :

$$\frac{L_{ob}}{L_o} = 1,2 \quad \text{où} \quad L_o = \frac{g T^2}{2 \pi} \quad (1.57).$$

Ce qui correspond à un indice de réfraction  $a = H_b / T^2 = 0,267$  ( $m/s^2$ ). Pour MUNK, lorsque l'onde se propage en eau profonde et le rapport de la cambrure  $H / L < 1 / 50$ , on utilise la théorie de l'onde solitaire. Dans ce cas le creux de la vague augmente jusqu'à ce que l'onde ne soit plus stable, et déferle. Ce qui entraîne une relation de dépendance du creux au déferlement  $H_b$  et la cambrure au large par l'expression suivante :

$$\frac{H_b}{H_o} = \frac{1}{3,3 \left( \frac{H_o}{L_o} \right)^{1/3}} = 0,3080 \quad (1.58)$$

Par contre, MAC COWAN suppose que la condition de déferlement n'est atteinte que lorsque la vitesse des particules d'eau est égale à la célérité de la houle, il établit pour l'onde solitaire une relation :

$$\frac{1}{\beta_b} = \left( \frac{H_b}{d_b} \right)_{\max} = 0,78 \quad (1.59).$$

En outre il a été démontré expérimentalement que le déferlement de la houle sur les courants contraires, peut être décrit par la relation suivante :

$$\frac{H_b}{d_b} = -7,75 \frac{|U|}{g T} + 0,37 \quad (1.60)$$

**a - Calcul de déferlement.**

La figure (I.5) représente les différents termes afférents au déferlement. Pour le calcul de déferlement on utilise les abaques qui nous donne les différents paramètres.

**Détermination de la zone de déferlement**

Données :  $H$ ,  $T$ ,  $m$

Inconnues :  $H_b$ ,  $d_b$

A l'aide de la figure (I.6) donnant  $H_b / H_0$  en fonction de  $H_0 / g T^2$  on détermine directement  $H_b$ .

puis à l'aide de la figure (I.7) donnant :

$d_b / g T^2$  en fonction de  $H_b / g T^2$

on détermine directement  $(d_b)_{\max}$  et  $(d_b)_{\min}$ .

Si on compare ce critère avec celui de MUNK, on peut constater que le déferlement de la houle sur les courants contraires, a lieu pour des amplitudes plus faibles de la houle comparativement au cas de même profondeur sans la présence de courant. Or la question du déferlement de la houle sur les courants contraires est peu élucidée. Dans la plupart des travaux, pour le cas de la génération d'une houle statique, il est recommandé d'utiliser le critère de cambrure de MICHE (I.53).

En réalité le phénomène de déferlement est plus complexe que l'on imagine, du fait qu'il fait intervenir le frottement sur le fond et l'irrégularité de la houle réelle, cependant il est opportun d'étudier la dissipation d'énergies sous ses deux aspects à savoir :

- La dissipation d'énergie induite par le déferlement.
- La dissipation d'énergie induite par le frottement au fond.

Region où débute le  
déferlement.

$x_p$  = Distance  
de déferlement

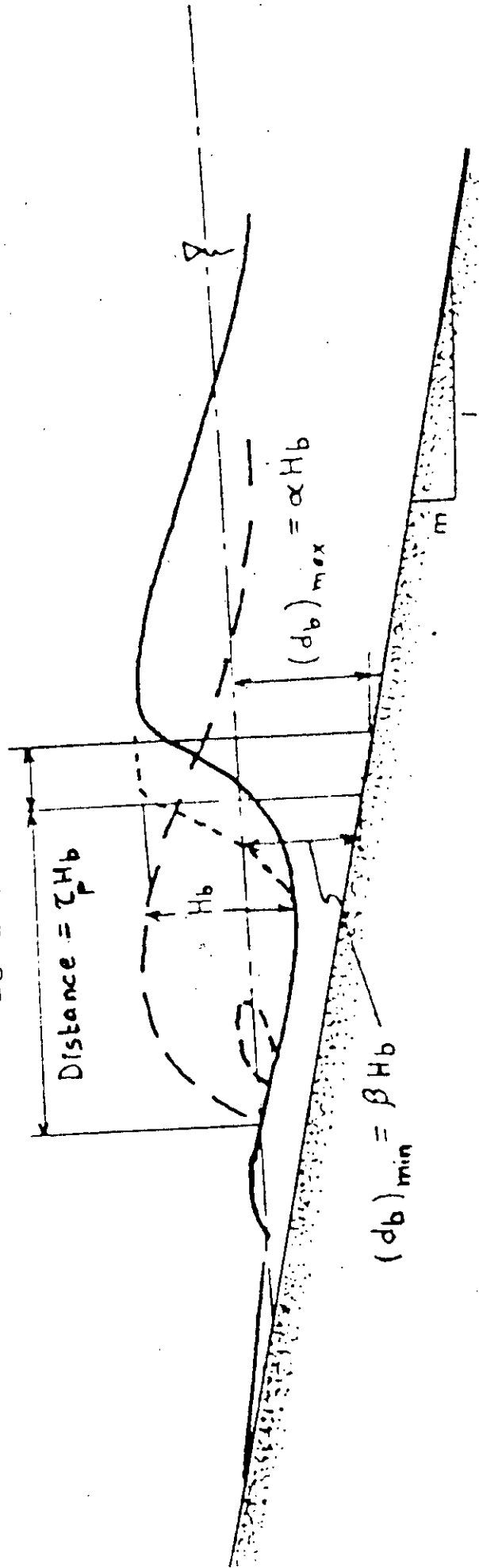


FIG I-5: Définition des termes afférents au déferlement.

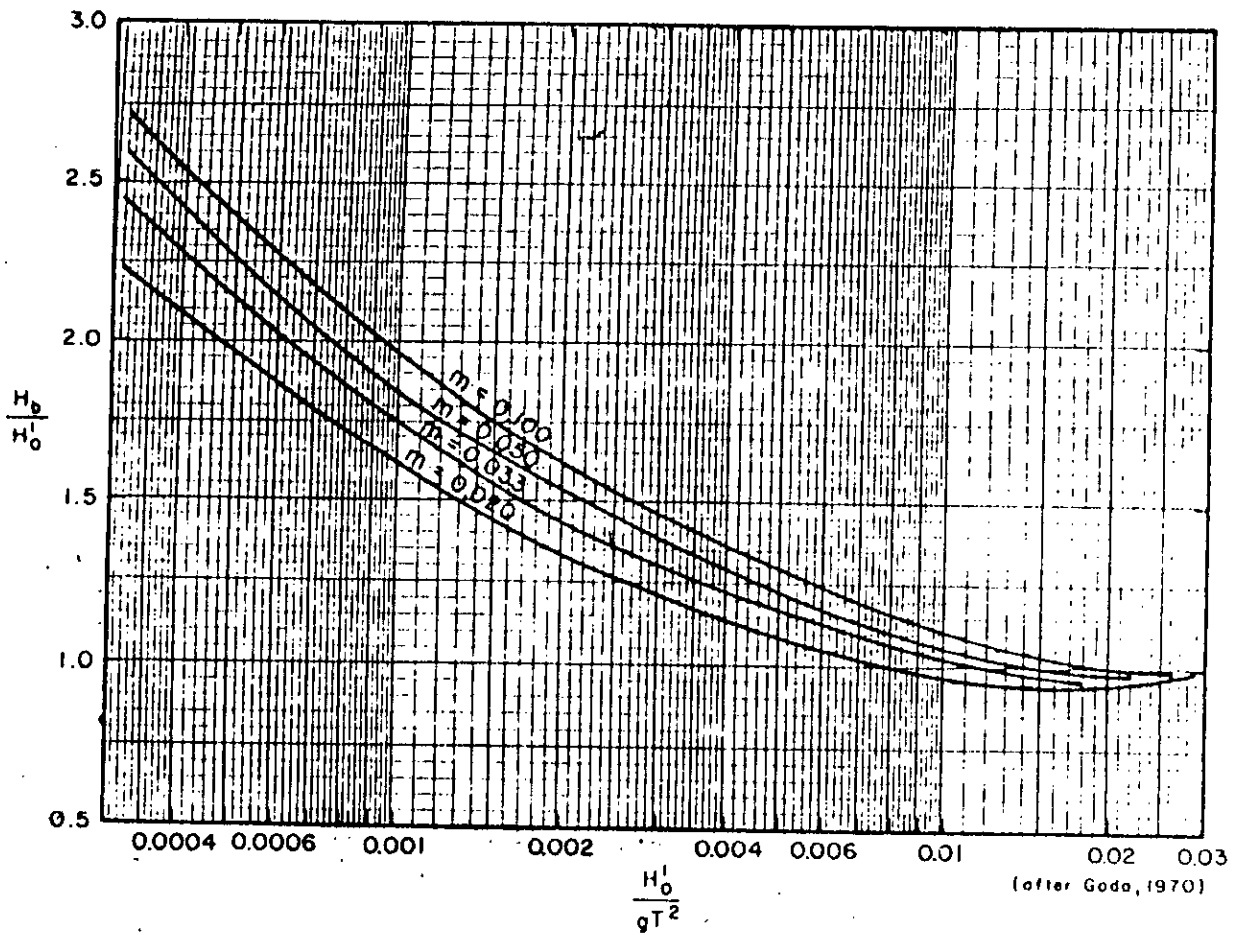


FIG I.6 : Détermination de  $H_b/H_0$  en Fonction de  $H_0^2/gT^2$

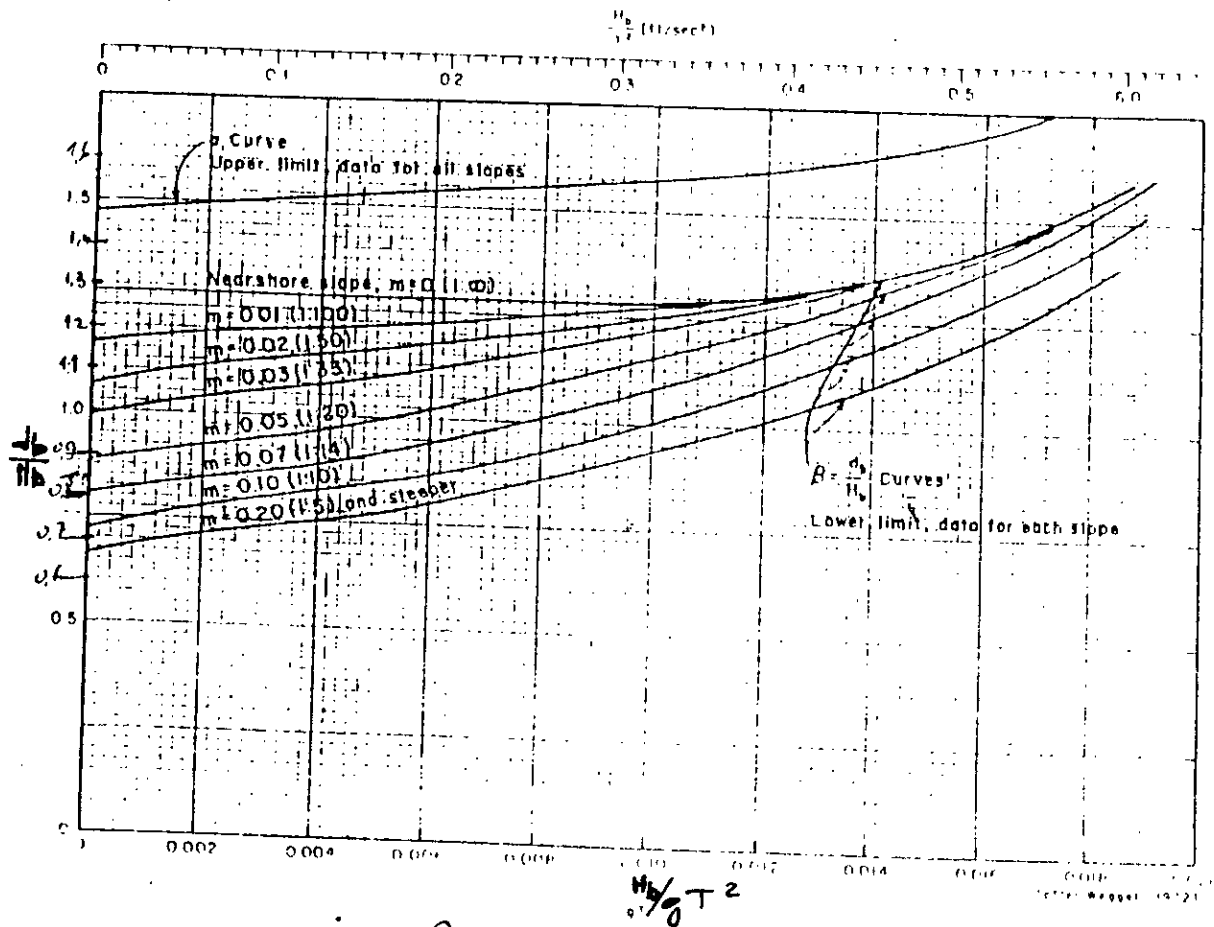


FIG I.7 : Détermination de  $H_b/H_0$  en Fonction de  $H_b^2/gT^2$

## 2 - Dissipation d'énergie par le déferlement

Des études sur la houle déferlentes, réalisées sur des modèles réduits ont mis en évidence le phénomène de déferlement comme étant un facteur prépondérant dans le processus de transport sédimentaire. Le déferlement ne se forme pas sur une ligne mais sur une zone, lieu d'apparition de gros rouleaux de déferlement de façon très fréquente qu'on appelle souvent barre ou zone de déferlement, endroit de concentration des plus grandes vitesses de courant induit par la houle et la quasi totalité du transport solide. Au point de vue énergétique, quand la cambrure atteint une valeur limite, à cet instant se produit un bouillonnement chaotique dû à l'écoulement de la houle en libérant une partie de l'énergie, le déferlement alors se produit ; à la perte d'énergie par ce dernier sont associés d'autres phénomènes tels que :

1. Une diminution de la hauteur de la houle.
2. Elévation de la surface libre.
3. L'apparition d'un courant littoral.

Concernant le problème de la relation qui existe entre la perte d'énergie et la hauteur de houle, BERKHOFF a établi un modèle mathématique basé sur la loi de conservation du flux d'énergie de la houle, pour le cas d'un régime stationnaire, on a :

$$\partial_t (E C_g) = 0 \quad (I.61)$$

or dans le cas d'un système non conservateur, cas d'une énergie, l'équation s'écrit :

$$\partial_t (E C_g) + D = 0 \quad (I.62)$$

Moyennant l'équation de la moyenne d'équilibre de l'énergie,

$$\partial_t (E C_g) = -D \quad (I.63)$$



Nous devons alors, déterminer la fonction de dissipation  $D$  permettant de calculer la variation de la hauteur de la houle. Dans ce contexte, nous utilisons une approche récente élaborée par DALY, confirmant les approches faites auparavant qui faisaient analogie entre la dissipation d'énergie du ressaut hydraulique ou le mascaret et le déferlement. A partir d'une analyse des différents modèles de dissipation KHELAF est parvenu à déduire la dissipation de la houle par analogie au mascaret (fig. I.8).

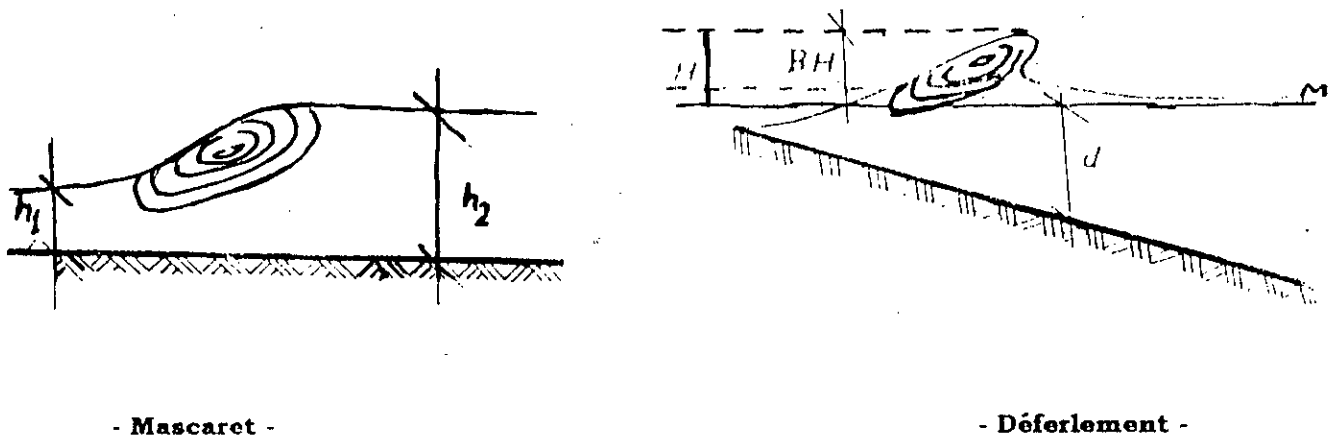


Fig (I.8 )

Le taux de dissipation d'énergie dans un mascaret connectant deux régions est usuellement donné par l'expression suivante :

$$D = \frac{1}{4} \rho g \frac{(h_2 - h_1)^3}{h_1 h_2} Q \tag{I.64}$$

Introduisant des approximations afin qu'on puisse faire l'analyse entre le déferlement et le mascaret :

$$h_2 - h_1 = \beta H \ ; \ h_1 h_2 = d^2 \ \text{et} \ Q = C' d \tag{I.65}$$

$\beta$  : coefficient qui représente la partie de la houle qui va être dissipée.

En combinant les expressions (1.64) et (1.65) on obtient :

$$D = \alpha_o \frac{1}{4} \rho g (\beta H)^3 \frac{C}{d} \quad (1.66)$$

$\alpha_o$  : coefficient d'équivalence entre les deux phénomènes.

La valeur moyenne de la dissipation d'énergie par unité de surface est :

$$\bar{D} = \frac{1}{4} \rho g H^2 \alpha_o \beta^3 \left(\frac{H}{d}\right) \frac{1}{T} \quad (1.67)$$

En théorie linéaire et pour une houle monochromatique, la densité d'énergie  $E$  s'exprime par  $\frac{1}{8} \rho g H^2$ . Ainsi, on peut réécrire l'expression de la dissipation d'énergie suivant la forme suivante :

$$\bar{D} = \alpha_d E \quad (1.68)$$

$$\alpha_d = 2 \alpha_o \beta^3 \frac{H}{d} \frac{1}{T} \quad (1.69)$$

$\alpha_d$  : coefficient de la dissipation de l'énergie par le déferlement,  $\alpha_d = D / E$

BATTJES (1975), considère que le coefficient  $\beta$  est une fonction de dépendance des propriétés locales de la houle.

$$\beta = \frac{H}{\Psi d} \quad (1.70)$$

Or des résultats d'expériences sur modèles numériques ont montré qu'une valeur de  $\beta = 1$  donne des résultats satisfaisants ce qui équivaut à considérer que la hauteur des remous pour une houle déferlante et pour un ressaut sont semblables. Le coefficient  $\alpha_o$ , exprime l'équivalence entre deux phénomènes, ressaut et déferlement, qui devrait être logiquement fonction de la pente du fond.

Des études expérimentales, ont permis à parvenir à un résultat intéressant qui relie le coefficient au paramètre  $\zeta_o$  qui caractérise le type de déferlement.

$$\xi_o = I \left(\frac{H_o}{L_o}\right)^{1/2} \quad (1.71)$$

Dans le contexte BATTJES proposa une relation, tel que :

$$\alpha_o = 2 t h (5 \xi_o) \quad (1.72)$$

### 3 - Dissipation d'énergie par frottement.

L'estimation de l'effet du frottement au fond dans le processus de propagation de la houle peut se faire de deux manières distinctes. La première approche utilisée par CHEN, conduit à utiliser l'équation de conservation de la quantité de mouvement ou la contrainte de frottement serait introduite afin d'obtenir une expression de la vitesse  $U_i$  en fonction du potentiel tel que :

$$U_i = \lambda \frac{d\phi}{\partial X_i} \quad (1.73)$$

$\lambda$  : coefficient complexe traduisant l'effet de frottement.

Cette expression nous conduit à une nouvelle équation de propagation. La seconde approche basée sur la conservation d'énergie, nous permettra d'évaluer la fonction de dissipation est proportionnelle au travail de la contrainte de frottement du fond.

$$D = \tau \bar{U}_b \quad (\text{Valeur moyenne temporelle}) \quad (1.74)$$

où :

$\tau$  : contrainte

$U_b$  : vitesse orbitale instantanée au fond.

L'intégral de l'expression (1.74) sur une période de la houle, donne :

$$\tau U_b = \frac{2}{3\pi} \rho f_o (U_{b,\max})^3 \quad (1.75)$$

$f_o$  : coefficient de frottement au fond, dont l'expression donnée par SWART.

$$f_e = \exp \left( 5,123 \left( \frac{r}{a} \right)^{0,194} - 5,977 \right) \quad (1.76)$$

a : amplitude locale de la houle.

r : rugosité du fond.

D'après la théorie de STOKES :

$$U_{b,\max} = \frac{\omega H}{2 Sh(Kd)} \quad (1.77)$$

d'où la fonction de dissipation par frottement s'écrit :

$$D_f = \frac{2}{3\pi} f_e \rho \left( \frac{\omega H}{2 Sh(Kd)} \right)^3 \quad (1.78)$$

comme la densité d'énergie est égale à  $E = 1/8 \rho g H^2$  alors, nous définirons le coefficient de dissipation d'énergie par frottement au fond par :

$$\alpha_d = \frac{D_f}{E} = \frac{2}{3\pi g} f_e H \left( \frac{\omega}{Sh(Kd)} \right)^3 \quad (1.79)$$

### **I. 4. 3 - Transformation dépendante des altérations de direction.**

#### **1 - Refraction de la houle.**

Lorsque, en eau profonde, la houle attaque obliquement les courbes de niveau, les crêtes sont affectées par les faibles profondeurs, elles avancent moins vite et ne deviennent plus parallèles aux isobathes, cette modification constitue en elle même la réfraction. Les changements de direction de propagation seront mieux matérialisés par le tracé de trajectoires normales aux lignes des crêtes, les orthogonales se courbent aussi. Le changement de direction peut être établi par la relation SENNELA - HUYGHENS

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \varphi_0} = \frac{C}{C_0} \quad (1.80)$$

$\varphi$  : angle entre les lignes de crêtes à une profondeur donnée

$\varphi_0$  : angle entre les lignes de crêtes en eau profonde.

## 2 - Réflexion de la houle.

La houle sujette à la réflexion, à la rencontre d'un obstacle, les vagues sont réfléchies avec une énergie qui d'autant plus grande dans une direction opposée à leur direction incidente, l'ensemble constituant un clapotis. La réflexion est surtout liée à l'angle formé par l'obstacle réfléchissant et l'horizontale, elle est d'autant plus importante pour des angles voisins de la verticale. IRIBARREN a donné la relation de la pente minimale d'un obstacle capable de réfléchir une houle.

La houle est souvent caractérisé par le coefficient de réflexion « r », ou le pouvoir réfléchissant qui se traduit par le rapport des amplitudes des houles réfléchies sur incidentes.

### Réflexion totale (clapotis total)

La houle aborde l'obstacle sans déferler, la réflexion est dite totale lorsque le coefficient de réflexion diffère peu de l'unité  $r \cong (0,8 - 0,9)$ . Le clapotis total est la superposition d'une onde réfléchie identique à l'onde incidente, deux houles de même caractéristiques au point de vue amplitude, longueur d'onde et vitesse, mais de sens opposé. L'équation de la surface libre est donnée par :

$$\tau = H \cos 2\pi \frac{x}{L} \cos 2\pi \frac{t}{T} \quad (1.81)$$

pression moyenne sur le fond sous le clapotis est :

$$P_m = \frac{1}{L} \int_0^L P(x-dt) dx \quad (1.82)$$

$$P_m = \rho g \left( d - \frac{\pi H^2}{L} \operatorname{th} 2\pi \frac{d}{L} \cos 4\pi \frac{t}{T} \right)$$

Pour une houle sinusoïdale, la réflexion résultante possède une période des houles incidentes et réfléchi presque identique et égale à :

$$T = \left( \frac{2\pi L}{g} \operatorname{coth} \frac{2\pi d}{L} \right)^{1/2} \quad (1.83)$$

D'après la théorie de SAINFLOU (1928), la pression du liquide en un point et en un instant donnée diffère peu de :

$$P(x,z,t) = \rho g \left[ Z + H \frac{\operatorname{Sh} 2\pi(d-Z)/L \cos 2\pi X/L}{\operatorname{Sh}(2\pi d/L) \operatorname{ch}(2\pi d/L)} \right] \quad (1.84)$$

Il existe d'autres types de réflexion tel que :

- La réflexion oblique (clapotis gaufré).
- La réflexion partielle (clapotis partielle sur une paroi verticale).

### 3 - Diffraction de la houle

Tout comme dans le cas d'une ondulation lumineuse, la houle peut se diffracter. La diffraction de la houle est l'ensemble des phénomènes dans lesquels l'énergie de la houle ne se propage plus toute entière le long des orthogonales aux crêtes et passe latéralement pour partie d'une de ces lignes à l'autre. Les ondes franchissent le bout de l'obstacle, et changent de direction lorsqu'elles l'ont franchis.

Il s'agit alors, d'une déformation d'une ligne de crête en plan sur un obstacle constituant un point de discontinuité tel que jetée, brise lames etc. On considère que les ondes diffractées dérivent d'un potentiel des vitesses  $\varphi(x,y,z)$ , en négligeant les frottements dans les mouvements ondulatoires de la mer. Le potentiel satisfait alors à la condition :

$$\nabla^2 \varphi = 0 \quad (1.85)$$

On suppose qu'il y a conservation des volumes d'eau dans la propagation de la houle diffractée ; de plus il est plus licite d'admettre que la diffraction entraîne une déformation de la houle qu'en plan, et que cette dernière ne modifie pas la loi de répartition des vitesses avec la profondeur.

**\* En profondeur infinie**

$$\varphi = -f(x,y) \frac{L}{T} e^{-2\pi \frac{z}{L}} \cos 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{g(x,y)}{L} \right) \quad (1.86)$$

**\* En profondeur finie**

$$\varphi = -f(x,y) \frac{L}{T} ch \frac{2\pi(H-Z)}{L} \cos 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{g(x,y)}{L} \right) \quad (1.87)$$

# CHAPITRE II

LES SEDIMENTS MARINS



## **Introduction**

Les sédiments marins qui constituent les fonds sous les eaux de mer sont toujours dynamiques sous l'effet des mouvements de la mer, dûs à l'action des courants, des vents ou des houles qui remuent et qui classent sans cesse les matériaux de fond.

Les particules solides peuvent donc être arraché du fond, entraînées en charriage ou en suspension et déposées dans les zones d'eau calme.

Avant d'aborder la réalisation d'un ouvrage maritime, il est nécessaire de tenir compte des interactions possibles entre les fluides en mouvement et les matériaux solides et de prévoir les conséquences sur le littoral et les ouvrages artificiels.

L'érosion des matériaux, leur transport et leur dépôt dépendent de multiples paramètres.

Gradient des vitesses dans le fluide, tourbillons, géométrie des fonds, traces des rives, nature des matériaux, épaisseur sur substratum, parasite et cohésion des dépôts, caractéristiques des fluides,...

Ces paramètres subissent des fluctuations dans le temps et l'équilibre du littoral précaire entre les forces hydrauliques très mouvantes et des matériaux solides très mobiles.

### **II.1- Diversités sédimentaires**

La diversité morphologique et géologique du littoral conduit à une grande variété dans les sédiments qui seront soumis aux actions océanographiques.

Le littoral pourra, suivant les secteurs étudiés être constitués de fond rocheux sur lesquels l'action des houles et des courants sera faible et très lente, de blocs de grosses tailles tels que ceux et certains éboulis de falaises, de galets et graviers qui seront surtout remaniés et déplacés au

voisinage de l'estrom, de sable plus ou moins grossier, de vases enfin dans lesquelles on fera inclure tous les éléments inférieurs à 40  $\mu\text{m}$  englobant les limons, les débris végétaux provenant de la destruction herbiers ou des champs d'algues qui pourront contribuer à colmater des zones portuaires ou à des accumulations appréciables et passagères sur les plages.

De façon générale, la granulométrie des sables rencontrés sur une plage et dans la zone des petits fonds dépendra des actions de triage par les houles et les courants, le diamètre des matériaux s'affinant entre le rivage et le large avec des répartitions moyennes données ci-dessous (tab.II.1).

**Tableau II.1**

Triage granulométrique dans le profil					
Profondeur (m)	0	- 5	- 10	- 15	- 20
Diamètre	0,25	0,15	0,10	0,05	
D (mm)	à	à	à	à	< 0,05
	0,40	0,25	0,15	0,12	

### II.1.1- Répartition des particules dans les sédiments marins

Les particules solides constituant les sédiments diversifiés dont la morphologie reflète un état ou stade de l'histoire du grain, les sédiments rencontrés en nature sur les fonds marins se trouvent regroupés sous forme de mélange ayant des répartitions minéralogiques, chimiques et granulométriques caractéristiques de leur origine, de leurs conditions d'érosion et de dépôts. Ce qui permet de représenter et quantifier le taux de ces particules par plusieurs courbes et calculs des indices, fournissant ainsi des indications sur leur classement et leurs conditions de transport.

### **II.1.2- La granulométrie**

On appelle granulométrie d'un sédiment, la distribution de la taille des grains, elle est déterminée par suite d'une analyse d'un échantillon après l'avoir pesé qui est soumis à un tamisage à sec sur une colonne de tamis de norme AFNOR. Chaque refus de tamis est pesé et reporté sur une fiche granulométrique.

### **II.1.3- Les courbes granulométriques**

Il est pratiquement impossible de trouver des granulats d'un diamètre rigoureusement uniforme dans la nature, ni même d'en obtenir par tamisage.

Ces courbes permettent de déterminer la distribution de la taille des grains et d'en déduire les teneurs en différentes classes granulométriques. On adapte aussi d'autres formes de représentations graphiques telle que:

#### **\* La représentation pondérale**

C'est une représentation des diamètres en fonction des pourcentages en poids des grains plus petit que chaque diamètre.

#### **\* La représentation fréquentielle (courbes de fréquence granulométrique)**

Cette représentation n'est que la dérivée de la courbe précédente par rapport au diamètre.

Le diagramme correspondant peut être cartésien, logarithmique, semi-logarithmique.

Les courbes permettent de distinguer:

- Sables fins :  $40 \mu\text{m} < D < 200 \mu\text{m}$
- Sables moyens :  $200 \mu\text{m} < D < 600 \mu\text{m}$
- Sables grossiers:  $600 \mu\text{m} < D < 2000 \mu\text{m}$
- Gravier :  $D > 2000 \mu\text{m}$

Ces courbes permettent aussi de caractériser les sédiments par:

- les déciles :  $D_{10} \%$  ,  $D_{90} \%$
- Les quantités :  $D_{25} \%$  ,  $D_{75} \%$
- Le diamètre médian:  $D_{50} \%$

Qui servent au calcul des différents indices.

L'étude des courbes granulométriques conduit à distinguer:

### 1/ Les diamètres représentatifs

a) le diamètre moyen du mélange, qui représente la moyenne pondérée des diamètres individuels des granulats d'après leur proportions respectives dans le mélange.

b) le diamètre médian du mélange, qui est le diamètre égale ou supérieur à celui de la moitié des granulats du mélange.

c) le diamètre nominal est le diamètre de la sphère ayant le même poids que la moyenne pondérée des poids individuels des granulats d'après leurs proportions respectives dans le mélange.

### 2/ Les indices

a) Indice de dispersion (indice de Tarsk)

$$S_o = \sqrt{\frac{D_{75}\%}{D_{25}\%}} \quad (\text{II.1})$$

Il donne l'envasement de la courbe granulométrique, il varie entre 1,5 à 3,0.

Les sables normalement classés se localisent autour de  $S_0 = 3$ .

### b) Indice d'asymétrie de SKEWNESS

Il indique le degré de classement de la courbe granulométrique de part et d'autres de son diamètre médian.

$$S_k = \frac{D_{25} \% \cdot D_{75} \%}{(D_{50} \%)^2} \quad (II.2)$$

$S_k > 1$  : Prédominance des grains de diamètre supérieur à la médiane

$S_k < 1$  : Prédominance des grains de diamètre inférieur à la médiane

$S_k = 1$  Symétrie par rapport à la médiane, la fonction fine est aussi représentée que la fonction grossière.

## II.2- Propriétés physiques des particules solides en eau calme

### II.2.1- Vitesse de chute d'une particule élémentaire

Une particule élémentaire est caractérisée par son diamètre, sa densité, sa forme et son état de surface, on peut également définir son volume et son maître couple, c'est à dire sa surface portante lorsqu'elle tombe dans un fluide.

Ces caractéristiques se trouveront réunies dans la vitesse de chute des particules, élément fondamental pour bien représenter leurs comportement sous une action hydrodynamique.

En eau calme, une particule élémentaire tombe sous l'effet de la force de gravité en étant retenue par la traînée hydrodynamique.

Le poids apparents de la particule dans l'eau est:

$$P = \pi/6 (\rho_s - \rho) g D^3 \quad (II.3)$$

La traînée hydrodynamique est:

$$F = 1/2 \rho C_x \pi D^2/4 W^2 \quad (II.4)$$

à l'équilibre, on aura la vitesse limite de chute:

$$P - F \Rightarrow \pi/6 (\rho_s - \rho) g D^3 = \pi/2 \rho C_x D^2/4 W^2 \quad (II.5)$$

D'où

$$W^2 = \frac{4}{3} \frac{gD}{C_x} \left( \frac{\rho_s - \rho}{\rho} \right) = \frac{4}{3} \frac{gD}{C_x} \rho' \quad (II.6)$$

Le coefficient de traînée est fonction du nombre de Reynolds (fig II.1) qui est le rapport des forces d'inerties aux forces de frottements de viscosité. La nature de régime d'écoulement est établi en fonction du mouvement relatif du fluide par rapport à la particule, ces différents régimes correspondent à des nombres de Reynolds bien déterminés (Tab.II.2).

**Tab.II.2-** Valeur de la vitesse de chute d'une particule dans les différents régimes d'écoulement

Régime d'écoulement	Laminaire (STOKES)	Semi-turbulent (ALLEN-BUDRYK)	Turbulent (NEWTON-RITTINGER)
Reynolds	$Re < 1$	$1 < Re < 10^3$	$Re > 10^3$
Type de particule	vases et limons	sables	graviers et galets
Vitesse de chute en (C.G.S)	$1/18 (\rho'g/\nu) D^2$	$125 D$	$\sqrt{\frac{8}{3} \rho' g D}$
Coefficient de traînée $C_x$	$24 / Re_w$	$2 U' / Re_w + C_o$	$\approx 0,5$

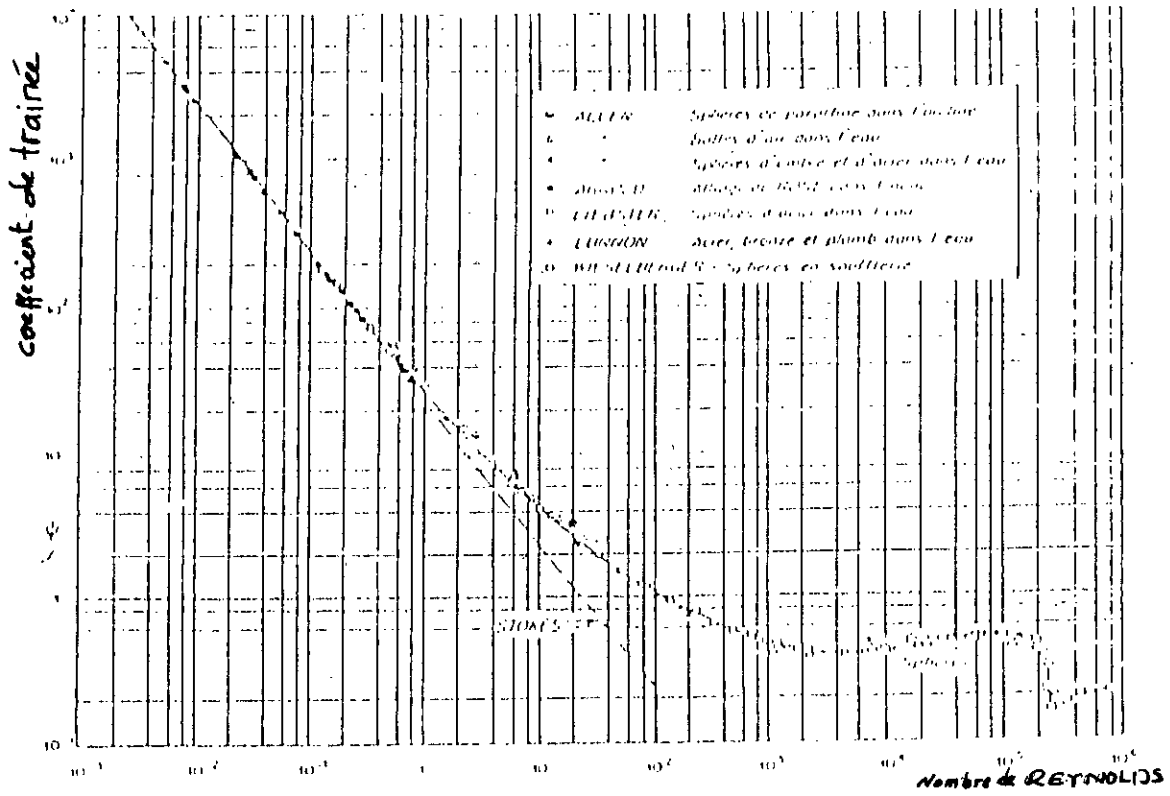


FIG. 1 — Variation du coefficient de traînée pour des sphères en fonction  $R_e$

### II.2.2- Vitesse entravées et floculation (ensemble de particules)

Les conditions de sédimentation parfaitement libre supposent qu'il n'y aura aucune interaction entre les mouvements des grains. En effet, dès que les particules tombent simultanément dans un fluide, elles peuvent se gêner, la vitesse de leur chute s'écarte notablement de celles des vitesses de chutes des particules élémentaires; la vitesse de chute est dite alors entravée. Par ailleurs, si les particules sont très fines (vases - limons), elles pourront s'agglomérer entre elles pour former des agrégats plus ou moins volumineux riches en eau interstitielle, c'est la floculation.

#### a- vitesses de chute entravée des sédiments cohésifs

Dans le cas d'une suspension en eau pur, la vitesse de chute des particules serait d'autant plus faible que la concentration en particules solides sera entravée.

La figure (II.2.a) illustre bien la variation des vitesses de chute entravées «  $W_e$  » en fonction de la concentration en particules solides dans la suspension.

D'après MC.NOWN (fig.II.2.b), le rapport des vitesses  $W_c/W'$  peut être rattaché à la concentration volumétrique  $C_v$  des particules en suspension par l'expression:

$$W_c/W' = (1 - C_v)^n \quad (II.7)$$

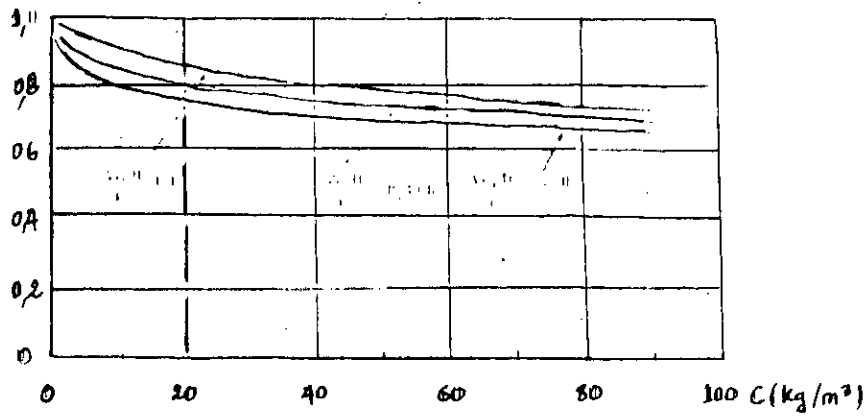
n: coefficient qui varie en fonction de la nature des particules,

$$2,50 < n < 4,50$$

Dans le cas d'une suspension d'eau chargée et par l'effet de la viscosité, la vitesse de chute d'une particule élémentaire de sable ou gravier sera fortement diminuée par rapport à celle mesurée en eau pure. En milieu défloculé et calme, les particules sableuses pourront se décanter avec des



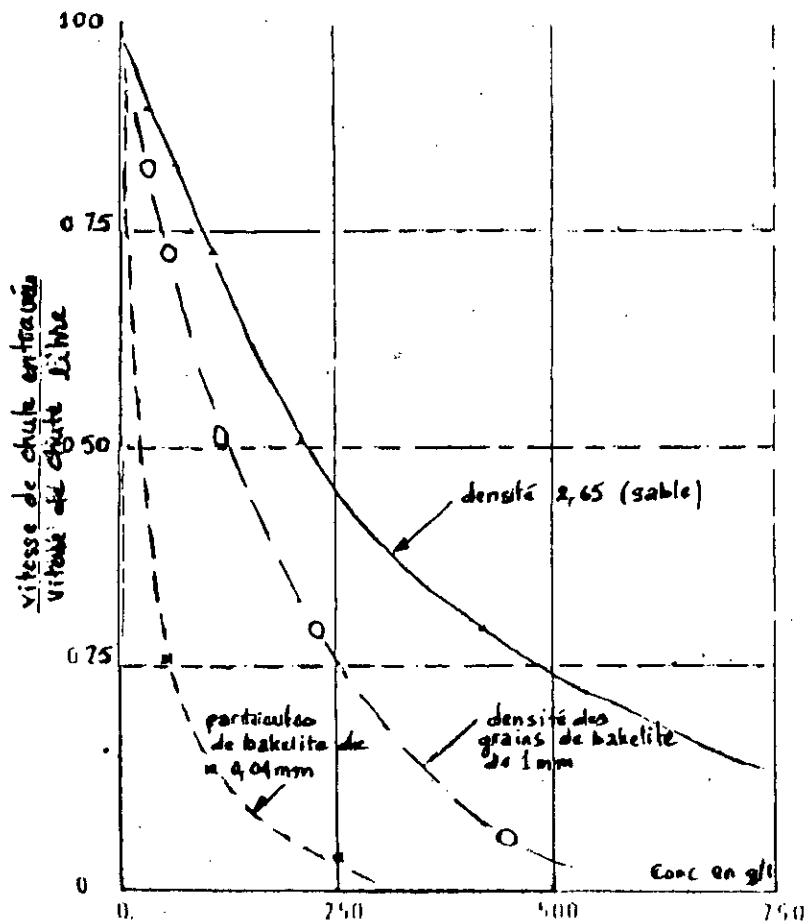
EFFET DE LA CONCENTRATION EN PARTICULES  
SUR LA VITESSE DE CHUTE



130 - 2058 (197)

FIG II-2-a : Effet de la variation de la vitesse de chute  
en fonction de la concentration (D'après Mc NOWN)

FIG II-2-b : Effet de la concentration en particule  
sur la vitesse de chute (d'après COSSON) [1, 24]



vitesse de chute d'autant plus faible que la concentration en particules fines dans la suspension sera élevée que les particules sableuses seront petites.

La vitesse de chute des particules très fines (poudre, limons, vases et argiles) sont très petites, la vitesse de chute varie en fonction:

- de la concentration en particules solides (fig. II.2.c)
- de la salinité des eaux (fig. II.2.d).

### **II.3- Tassement des matériaux**

#### **II.3.1- Sédiments grossiers** (sable, gravier, cailloux)

Les sédiments grossiers de type de sable, galets et gravier une fois déposés sur le fond ne se tassent pratiquement pas. S'ils subissent une mise en place et une imbrication entre eux, on peut admettre qu'ils sont stables dans le temps.

#### **II.3.2- Sédiments fins** (limons, vase, argile)

Les éléments fins sont variables dans le temps et se tassent en perdant leur eau interstitielle. Ils se consolident et passent d'un état fluide à un état plastique, puis solide.

La concentration moyenne  $T_s$  du dépôt varie comme le logarithme du temps ( (fig. II.3.a).

$$T_s(g/l) = \alpha \log t + B \quad (II.8)$$

Où

$\alpha$ : facteur qui dépend principalement du diamètre des particules

B: facteur lié au milieu aqueux

A l'intérieur du culot du tassement, il existe un gradient tel que:  
(voir fig. II.3.b)

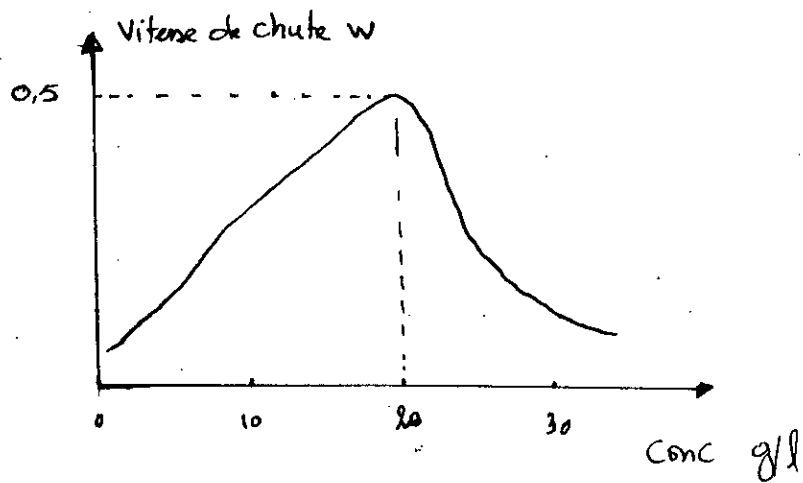


FIG II-2-C : Influence de la concentration sur la vitesse de chute.

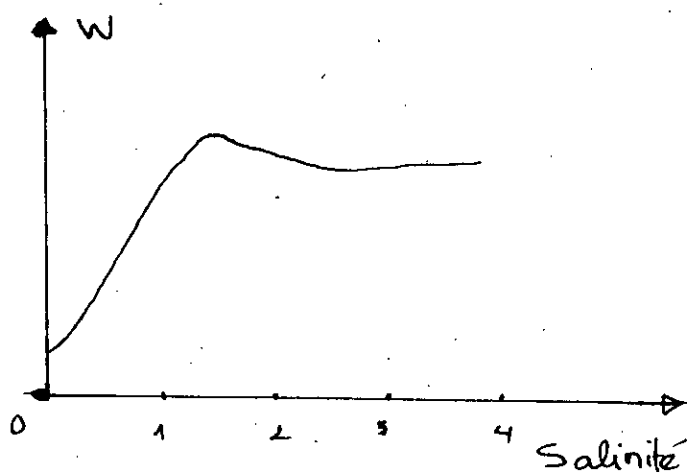


FIG II-2-d : Influence de la salinité sur la vitesse de chute.

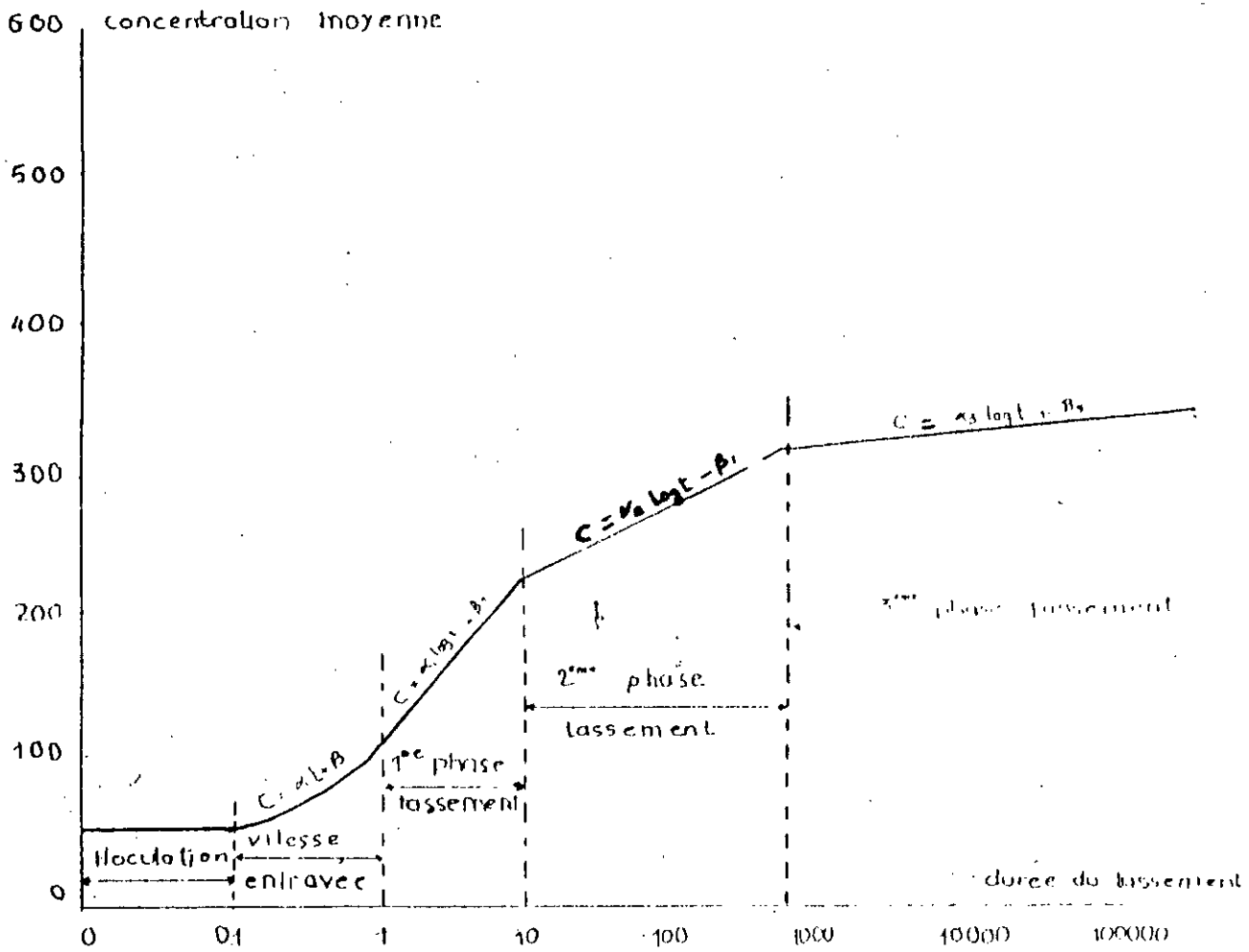


FIG II-3.a: Variation de la concentration en fonction du temps

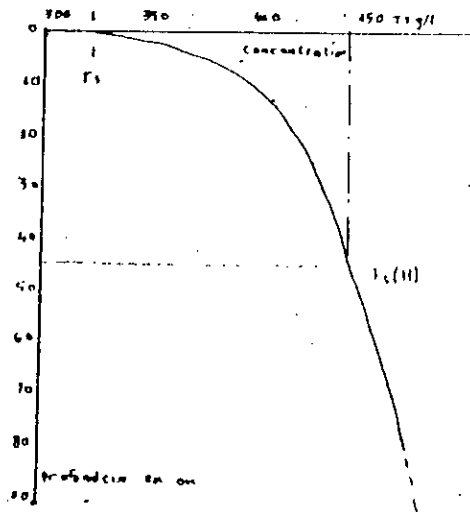


FIG II-3.b: Variation de la concentration en fonction de la profondeur

$$T_s(H) = T_s(S) + n \text{ Log } H \quad (\text{II.9})$$

Où

$T_s(S)$  : désigne la concentration en g/l

$n$  : paramètre dépendant de la nature du complexe sol-eau

#### **II.4- Cohésions et rhéologie des sédiments**

La seule connaissance de la granulométrie, de la densité, de la teneur en eau ou de la concentration d'un sédiment s'avère insuffisante pour ce faire, une idée précise de son comportement mécanique. Ceci est d'autant plus vrai que le sédiment est plus fin.

Des études établies par C. MIBNIOT (1982), un complexe sol-eau constitué de vases, de limons ou d'argiles pourront en effet être liquide, plastique ou solide, pour une même concentration, suivant la granulométrie et minéralogie de ces particules et la composition. Il est nécessaire de connaître l'angle de frottement afin de préciser sa résistance au cisaillement. Or, les études rhéologiques permettent de déterminer des paramètres importants dans la précision du comportement d'un dépôt sédimentaire. Il sera possible ensuite de rattacher les conditions de transport des sédiments sous l'action des courants ou de la houle.

##### **II.4.1- Sédiments grossiers**

Les sédiments grossiers n'ont pas de cohésion propre mais leur équilibre dépend de leur angle de frottement interne «  $\phi$  » qui peut être déduit des contraintes normales «  $\sigma_n$  » et tangentielle «  $\tau_t$  ».

$$\tau_T = \sigma_n \text{ tg } \phi \quad (\text{II.10})$$

##### **II.4.2- Sédiments fins**

Le comportement rhéologique des sédiments très fins est beaucoup plus complexe, ils présentent une cohésion d'autant plus grande

que leur concentration en particules est plus forte et le milieu aqueux plus flocculant. Les mesures rhéologiques portent principalement sur la définition de la rigidité initiale qui permettra de prévoir le comportement du milieu sous des actions hydrodynamiques. On remarque que les dépôts d'éléments pélagiques ont des rigidités qui varient très rapidement en fonction de la concentration.

$$\tau_l = n \ m' \sqrt{T_s} \quad (II.11)$$

$m'$ : coefficient qui dépend de la nature du dépôt  $4 < m' < 5$

Suivant la nature des dépôts, la valeur de la rigidité pourra être différente. De même, le milieu aqueux modifiera pour une même concentration en particules la rigidité des dépôts. Les expériences ont prouvé que la viscosité et la rigidité sont inversement proportionnelles aux dimensions granulométriques des particules élémentaires.

### **II.5- Profil d'équilibre**

La mer passe son temps à remuer et reclasser les matériaux du fond sans arrêt. Mais on peut définir à tout instant un profil limite (dit profil d'équilibre) sur lequel la surface des matériaux tendrait à s'adapter si la houle conservait indéfiniment les mêmes caractéristiques et la même orientation.

Ce profil limite est caractérisé par:

- une partie concave constamment immergée dont la pente diminue vers les grandes profondeurs et qui s'étend du plateau continental à la ligne des basses mers.
- une partie rectiligne à faible pente, alternativement couverte et découverte qu'on appelle plage et qui s'étend à la ligne des basses mers à la limite extrême d'action des vagues à haute mer; cette partie comporte parfois des barres de lévigation séparées par fosses de lévigation (fig. II.4. a).

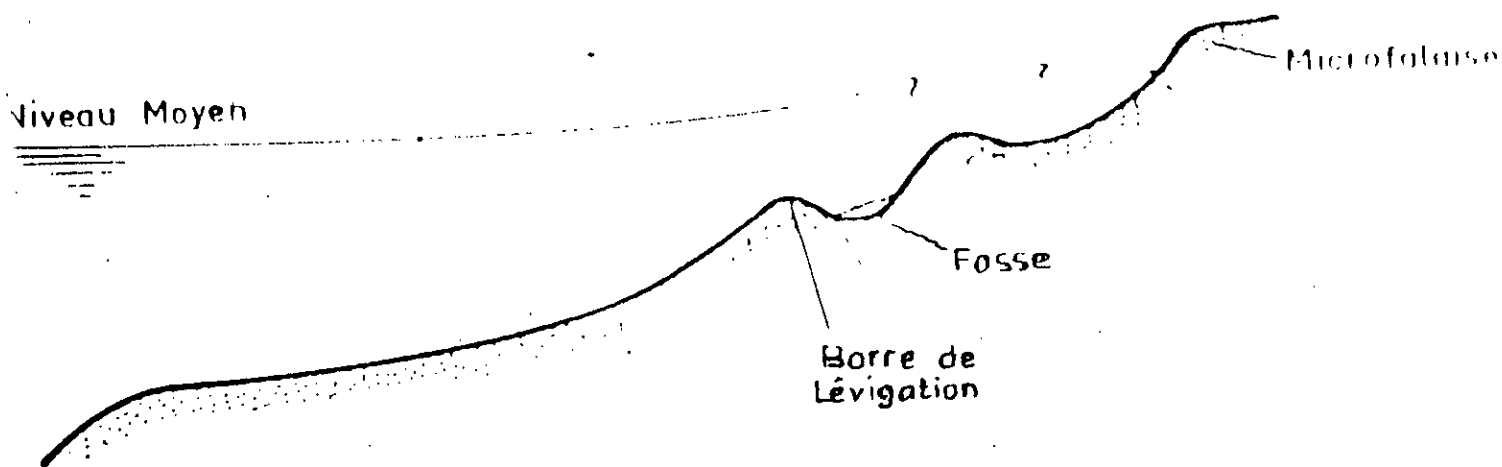


FIG II - 4 - a : Forme générale de la plage

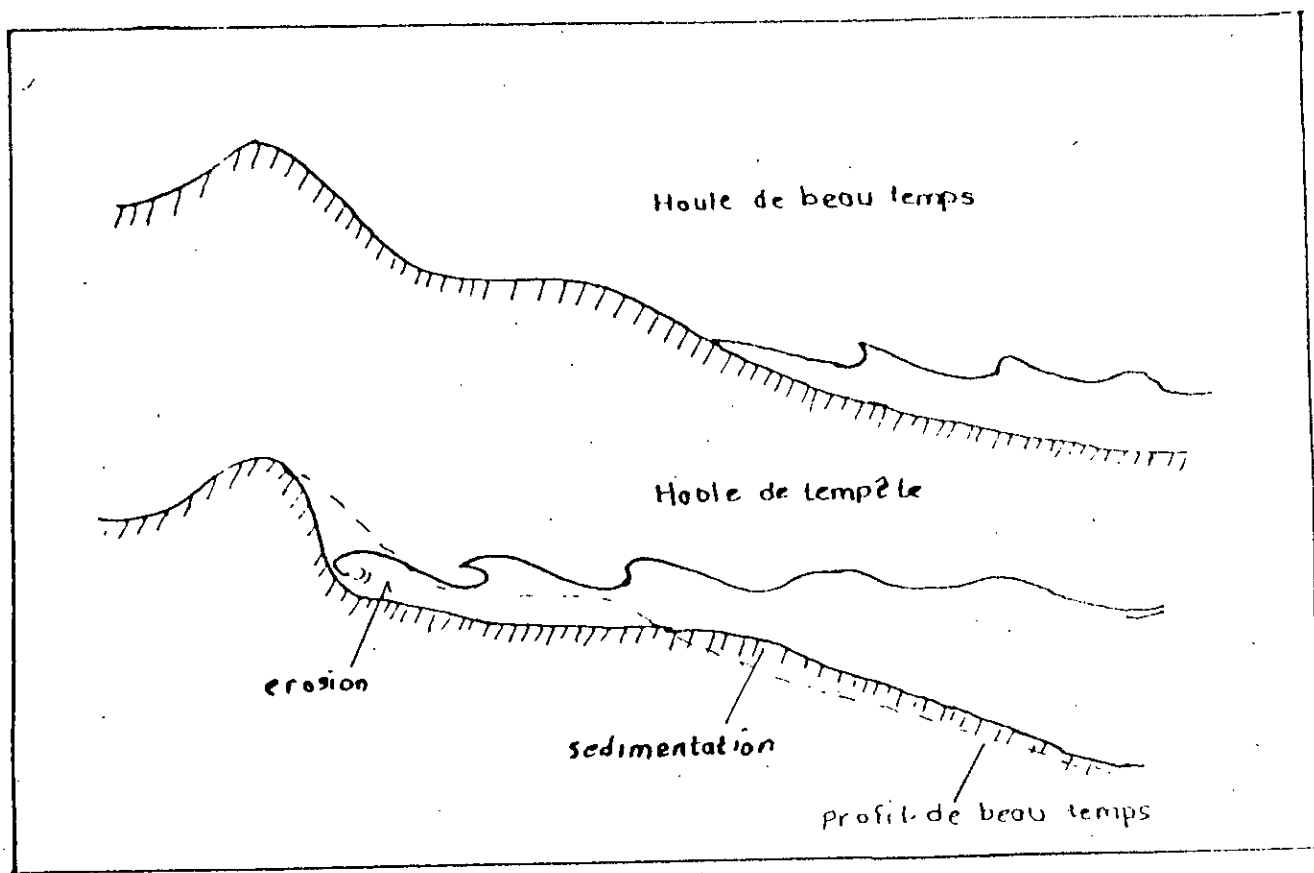


FIG II - 4 - b : Types de profils par saison :

- une partie abrupte constamment immergée qu'on appelle microfalaise et qui se tient à la limite extrême d'action des vagues à haute mer.

La pente de chacune des parties du profil limite dépend:

- des caractéristiques et de l'orientation de la houle
- des caractéristiques du sable
- des courants (de marée ou d'autres)
- des points fixes (tels que le plateau continental, les massifs coralliens ou les bancs de terrain dur) auxquels le profil doit nécessairement se raccorder.

Les pentes des plages sont de l'ordre de 1 à 5 %; elles sont d'autant plus douces que la houle est creuse et que le sable est fin et plus raide que la houle est moins creuse et que le sable est plus gros.

Le sable grossier et les galets se déposent dans les parties les moins abritées à turbulence maximale.

Il est connu que les profils subissent des variations saisonnières (fig II.4.b).

La houle d'été a tendance à regarnir la plage contrairement à la houle d'hiver.

M.LARRAS propose le profil d'équilibre de la partie concave constamment immergée et remuée diffère peu d'une parabole de degré fractionnaire.

$$\frac{Y}{L_0} = K \left( \frac{X}{L_0} \right)^m \quad (\text{II.12})$$

X: La distance horizontale de chaque point du profil à la tracée du niveau de repos des eaux le long de la plage.

Y: La profondeur de chaque point du profil sous le niveau de repos.

$L_0$ : La longueur d'onde de la houle au large pour grande profondeur.

K et m deux nombres sans dimensions



Sur modèle réduit on a pratiquement.

$$K = \frac{h_o}{L_o} + 0,039 \frac{d^{1/2}}{(\rho' - 1)^{1/3}} \quad (II.13)$$

$$m = 11,5 \frac{h_o}{L_o} + 0,0275 \frac{l}{(\rho' - 1)^{1/3}} - 0,05$$

D'autres spécialistes du domaines ont établi des modèles de profil d'équilibre, tel que ils ont classé les profils d'équilibre en trois types en fonction des caractéristiques de la houle ( $H_o$ ,  $L_o$ ), de la taille ( $d$ ) des sédiments et de la pente initiale ( $\text{tg } \beta$ ).

- Type I:

$$\frac{H_o}{L_o} > 4 (\text{tg } \beta)^{0,27} \left( \frac{d}{L_o} \right)^{0,67} \quad (II.14)$$

Pour ce type, la ligne de rivage recule et les sédiments se déposent au large: érosion de la plage.

- Type II:

$$4 (\text{tg } \beta)^{0,27} \left( \frac{d}{L_o} \right)^{0,67} < \frac{H_o}{L_o} < 8 (\text{tg } \beta)^{0,27} \left( \frac{d}{L_o} \right)^{0,67} \quad (II.15)$$

Dans ce cas, la ligne de rivage avance et les sédiments s'accumulent au large et vers la côte de part et d'autre de la zone de déferlement.

- Type III :

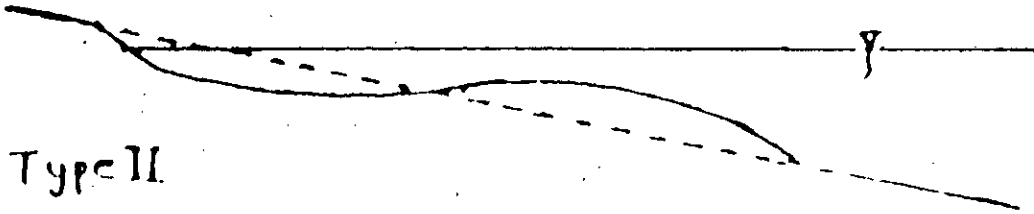
$$\frac{H_o}{L_o} < 4 (\text{tg } \beta)^{0,27} \left( \frac{d}{L_o} \right)^{0,67} \quad (II.16)$$

La ligne de rivage avance également pour ce type de profil.

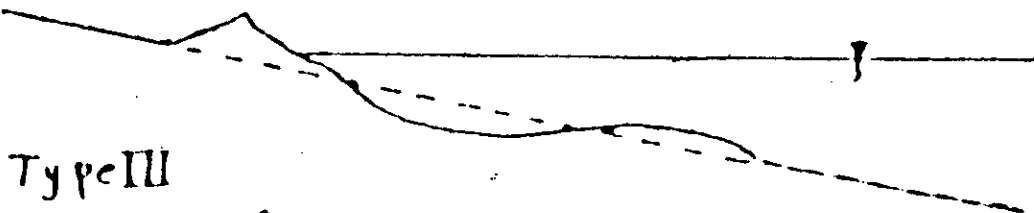
Il y a érosion dans la zone de déferlement et dépôt vers la côte.

La figure (II.4.c) résume les trois types de profil d'équilibre.

Type I



Type II



Type III

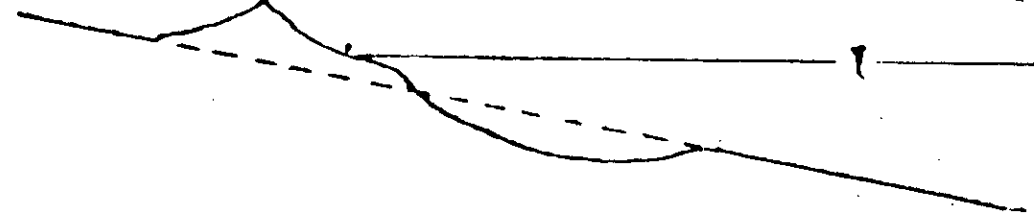


FIG II-4-C Types de profils d'équilibre théoriques.

# CHAPITRE III

DYNAMIQUE DES SEDIMENTS  
MARINS

### III.1- Comportement des sédiments dans un courant

Une particule sédimentaire déposée sur les fonds ne peut être mise en mouvement que si les forces hydrodynamiques qui agissent sur elles sont supérieures aux forces stabilisatrices de la pesanteur propres à l'élément intéressé et à son imbrication dans l'ensemble des éléments. Pour les éléments fins, il faut en plus tenir compte des effets de cohésion entre particules, le début d'entraînement est caractérisé par:

#### III.1.1- Force tractrice sur le fond

Le début d'entraînement d'un grain est caractérisé par la force tractrice  $\tau_0$  s'exerçant sur les fonds:

$$\tau_0 = \rho \cdot g \cdot R_{II} \cdot i \quad (III.1)$$

#### III.1.2- La vitesse moyenne de l'écoulement

Le début d'entraînement d'une particule est caractérisé par la vitesse moyenne de l'écoulement:

$$\overline{U} = k R_{II}^{2/3} i^{1/2} \quad (III.2)$$

Avec

k : coefficient de STRICKLER

Plus simplement, on peut définir la vitesse moyenne comme étant:

$$\overline{U} = Q / S$$

Avec

Q : le débit liquide

S : la section transversale de l'écoulement

Mais ce paramètre ne permet pas d'avoir une grande précision pour définir la vitesse critique d'entraînement d'un grain  $U_c$  puisque la vitesse critique d'entraînement dépend de la hauteur d'eau H au dessus du matériau.

$$\overline{U}_c = f(H^{1/6})$$

### III.1.3- Vitesse de frottement sur le fond

On peut aussi caractériser le début d'entraînement d'une particule par la vitesse de frottement  $U^*$  définie par:

$$U^* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad (III.3)$$

On peut connaître la valeur de  $U^*$  à partir :

- des caractéristiques hydrauliques (la pente de la ligne d'eau, le rayon hydraulique

$$U^* = (\tau_0/\rho)^{1/2} = (g \cdot R_H \cdot i)^{1/2} \quad (III.4)$$

- de la répartition des vitesses au dessus des fonds, on admet une répartition logarithmique de vitesse:

$$U / U^* = 5,75 \log (Y / 0,108 \nu / U^* + 0,033 k_s) \quad (III.5)$$

Avec

$$Y \leq 0,16 H \quad (H \text{ profondeur d'eau totale})$$

$K_s$  : le coefficient de rugosité de NIKURADSE

La vitesse de frottement est rattachée en régime uniforme à la vitesse moyenne  $\bar{U}$  par le coefficient de CHEZY :

$$\bar{U} / U^* = C \cdot g^{1/2} \cdot k R_H^{1/2} \cdot g^{1/2} \quad (III.6)$$

### III.1.4- Début d'entraînement des sédiments par un courant

#### 1- Matériaux grossiers non cohésifs

##### a- Force tractrice de début d'entraînement

Les particules sédimentaires sont caractérisées par leur diamètre, leur densité, leur forme et leur état de surface.

Les différentes expériences effectuées en laboratoire sur le début d'entraînement des matériaux montrent que la force tractrice critique nécessaire pour remettre une particule en mouvement est proportionnelle

d'une part, au diamètre du grain  $d$ , d'autre part, à sa densité relative (densité sous l'eau):

$$\tau_c = A (\gamma_s - \gamma_o) d \quad (\text{III.7})$$

Ou

$$\tau_c = A (\rho_s - \rho) g d$$

Avec

A: Paramètre compris entre 0,04 et 0,06

En fait, la valeur exacte de la force tractrice de début d'entraînement dépend du critère que l'on s'est fixé pour caractériser le mouvement suivant que l'on prend comme définition le départ d'un grain, de quelques grains ou un mouvement généralisé les valeurs peuvent passer de 1 à 4.

A partir de la force tractrice  $\tau_c$  on peut en déduire la vitesse de frottement critique  $U^*c$  correspondante, nécessaire pour remettre une particule en suspension.

### **b) Paramètres adimensionnels permettant de définir le début d'entraînement des particules**

Le début d'entraînement des particules dû à la houle est caractérisé par:

- paramètre du grain: ce paramètre caractérise le comportement des grains et les fluides:

$$G = \frac{R_*^2}{\tau_o / \rho' \rho g d} = \frac{\rho' g d^3}{\nu^2} \quad (\text{III.8})$$

Avec

$$R_* = \frac{U_* d}{\nu} = \text{Reynolds étoilé}$$

- Le diamètre étoilé: BONNEFILLE a utilisé un autre paramètre sans dimension:

$$d^* = G^{1/3} = (\rho'g / \nu^2)^{1/3} d \quad (\text{III.9})$$

avec

$$d^* = f(R^*)$$

## **2- Matériaux cohésifs (limons, vases, argiles)**

Pour les sédiments cohésifs, on constate que la vitesse de frottement, ou la force tractrice nécessaire pour éroder le dépôt, varie considérablement suivant son état de tassement et la nature du complexe sol-eau. Le diamètre et la densité des particules élémentaires ne sont plus suffisants pour déterminer le début d'érosion et il faut tenir compte de la rigidité initiale du dépôt.

Pour les concentrations très faibles: les vases fraîchement déposées se comportent comme un véritable fluide visqueux et l'on constate qu'à l'interface de l'eau et la vase un mouvement ondulatoire dû à la différence des vitesses entre les deux fluides. Les ondes ainsi formées pourront déferler littéralement en remettant une grande partie des dépôts en suspension.

Pour les concentrations moyennes: les vases qui ont subi un début de consolidation se comportent comme un corps plastique présentant au début de l'action du courant des figures de « déchirement » de la pellicule superficielle qui peut être arrachée du fond et délivre dans les eaux avec un gradient de concentration du fond vers la surface.

Pour les fortes concentrations: les vases après un stade de tassement prolongé, présentent une très grande résistance aux arrachements.

Le début d'entraînement des vases par les courants est lié à l'état du dépôt:

a- Dépôts anciens: en présence approximatives, la vitesse d'érosion  $U^*$  varie comme le carré de la concentration fig.(III.1).

$$U^* \approx k c^2 \quad (III.10)$$

b- Dépôts récents: la vitesse d'érosion des vases imparfaitement consolidées varie proportionnellement à la concentration.

$$U^* \approx k c \quad (III.11)$$

Pour mieux prévoir au laboratoire le comportement des dépôts de vases sous l'action des forces hydrodynamiques, on préfère utiliser la rigidité initiale  $\tau_y$

D'une façon schématique, on a:

$$\tau_y = n C^{4.5} \quad (III.12)$$

La vitesse critique  $U^*c$  est liée à la rigidité initiale  $\tau_y$  fig.(III.2)

c- Les dépôts consolidés: la vitesse critique est donnée par

$$U^* \approx 0,016 \tau_y^{1/2} \quad (III.13)$$

Avec

$U^*_c$  en m/s et  $\tau_y$  en  $N/m^2$ .

d- les dépôts plastiques non consolidés:

$$U^*_c = \tau_y^{1/4} \quad (III.14)$$

$U^*_c$  exprimé en cm/s et  $\tau_y$  en dynes/cm<sup>2</sup>.



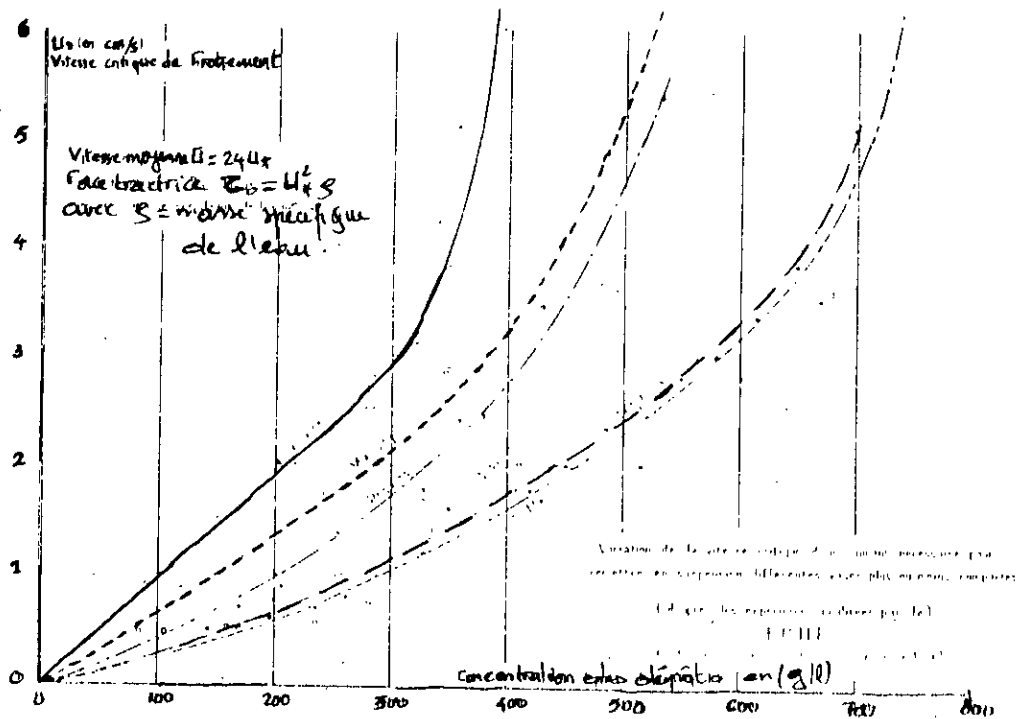


FIG III.1: Influence de la concentration en particules solides et de la nature des sédiments.

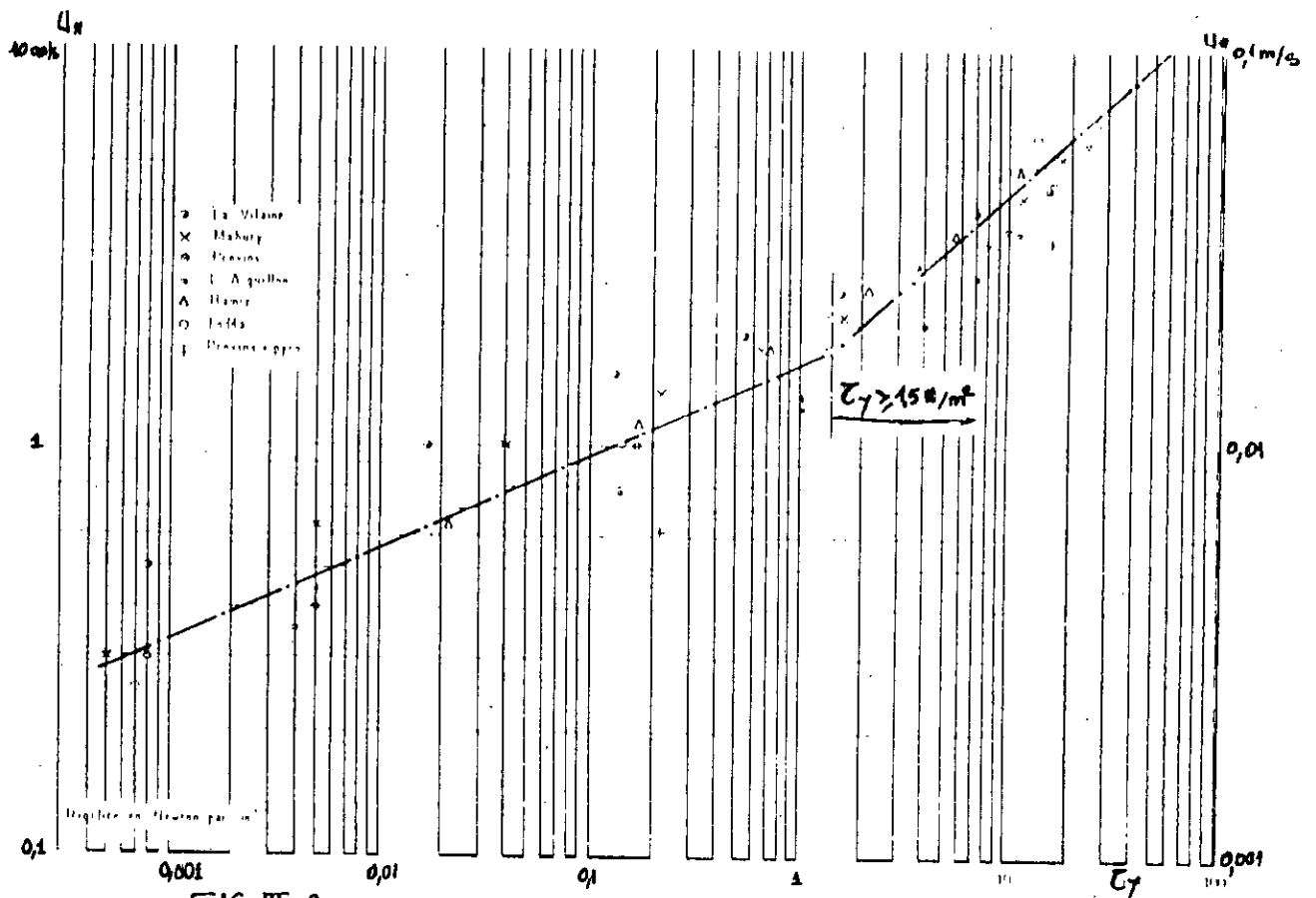


FIG III.2: Relation entre la vitesse critique de frottement  $U_c$  et la rigidité initiale  $\gamma_0$

### III.1.5- Débits solides transportés par les courants

Arrachées au fond, les particules solides vont être transportées par charriage ou en suspension suivant les caractéristiques des sédiments et celles des courants.

Les transports en suspension sont relativement faciles à mesurer et il suffit de connaître les vitesses et les turbidités des eaux, c'est à dire la concentration des particules solides en un point donné. Par contre, les transports par charriage sont beaucoup plus difficiles à apprécier et les techniques des « pièges à sables » que l'on dispose sur les fonds, donnent des résultats assez dispersés.

#### 1- Débit solide des sédiments grossiers (charriage)

Les formules de transport par charriage et saltation peuvent être basées sur le concept de force tractrice et de vitesse moyenne ou sur le concept de la turbulence.

Parmi les formules basées sur le concept de vitesse moyenne et de force tractrice, on trouve:

##### - formule de DUBOIS (1879):

Selon laquelle on admet que le transport s'effectue dans une série de couches superposées d'une épaisseur égale au diamètre d'une particule et que la vitesse des couches superficielles décroît linéairement.

La formule s'écrit:

$$g_s = \Psi' \cdot \tau_o (\tau_o - \tau_c) \quad (III.15)$$

Avec

$g_s$ : débit solide en poids par mètre de largeur

$\Psi'$ : coefficient qui dépend d'un certain nombre de paramètres

**- Formule de MEYER PETER**

Cette formule fait intervenir une correction de parois et une distinction entre la rugosité due aux berges et aux grains.

$$g_s = A (\tau_o - \tau_c)^{3/2} \quad (\text{III.16})$$

Avec

$$A = \left( \frac{g}{\gamma_o} \right)^{1/2} \frac{\gamma_s}{\gamma_s - \gamma_o} = 0,40$$

Parmi les formules basées sur le concept de la turbulence, on trouve :

**- Formule d'EINSTEIN**

Cette formule est basée sur l'aspect probabiliste, pour que les particules se déplacent ou déposent suivant la force hydrodynamique et les propriétés physiques des particules en forme simplifiée:

$$\phi = f(\Psi) \quad (\text{III.17})$$

$$\Psi = \frac{\gamma_s - \gamma_o}{\gamma} \frac{D}{R_H} = \frac{\gamma_s - \gamma}{\gamma_o} D$$

$$\phi = \frac{g_s}{A \gamma_s} \left( \frac{\gamma}{\gamma_s - \gamma} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{g D^3} \right)^{1/2}$$

Expérimentalement  $A = 0,082$

Pour bien simplifier les formules de transport, on peut les présenter en fonction des relations :

$$Q_s / (\rho' g d^3)^{1/2} \text{ et } f = \tau_o (\gamma_s - \gamma_o) d$$

$Q_s$  étant le débit solide en volume:  $Q_s = g_s / \gamma_o$

Schields :  $Q_s / (\rho' g d^3)^{1/2} = 10 c (f - 0,076) f^{3/2}$

Meyer-Peter :  $Q_s / (\rho' g d^3)^{1/2} = 8 (f - 0,047)^{3/2}$

$$\begin{aligned} \text{Kalink} & : Q_s / (\rho' g d^3)^{1/2} = 10 f^{5/2} \\ \text{Bonnefille} & : Q_s / (\rho' g d^3)^{1/2} = 5,5 f^{2/2} \\ \text{Einstein} & : Q_s / (\rho' g d^3)^{1/2} = 32,6 f^1 \end{aligned}$$

En mettant ces équations sous une forme graphique fig(III.3) on constate que pour une même valeur de la force tractrice et des caractéristiques du sédiment, on peut obtenir des écarts entre les volumes transportés.

### III.2- Comportement des sédiments sous l'action de la houle

L'action de la houle sur les sédiments déposés sur les fonds se présente d'une part par l'action des mouvements orbitaires au voisinage du fond, d'autre part, par l'action des courants induits (courants dans la couche limite et courant de compensation) suivant le rotationnel du mouvement fig (III.4).

Enfin, le déplacement des lames obliques à la côte dans le même sens que la propagation de la houle fig(III.5).

#### III.2.1- Vitesses alternatives sur les fonds

Les courants engendrés par la houle, au voisinage du fond entraînent l'oscillation des particules solides si leur vitesse est supérieure à la vitesse critique d'entraînement des sédiments.

La vitesse orbitale maximale,  $U_{max}$  sur le fond est donnée par l'expression:

$$U_{max} = \frac{\pi H}{\pi S h 2 \pi h/l} \quad (III.18)$$

Sachant que la vitesse orbitale instantanée est:

$$U = U_o \sin 2 \pi (x/L - t/T) \quad (III.19)$$

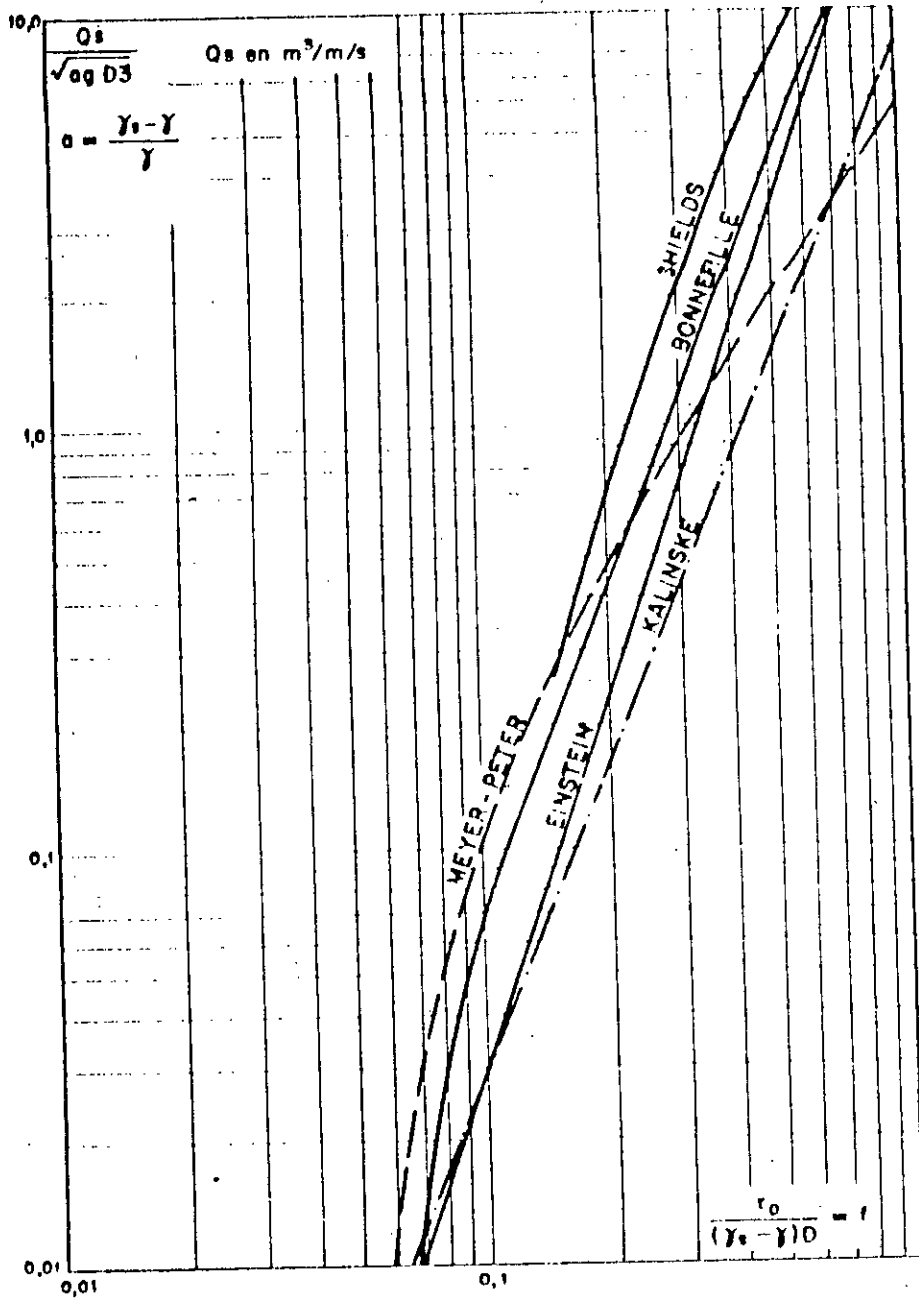


FIG III-3- Comparaison de quelques formules de transport

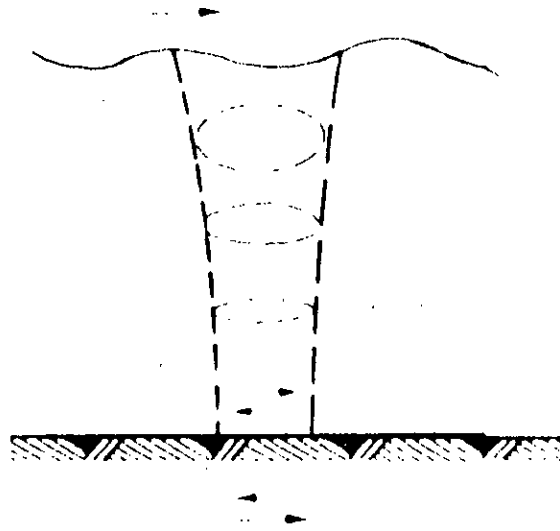


FIG III - 4 - Mouvements orbitaires

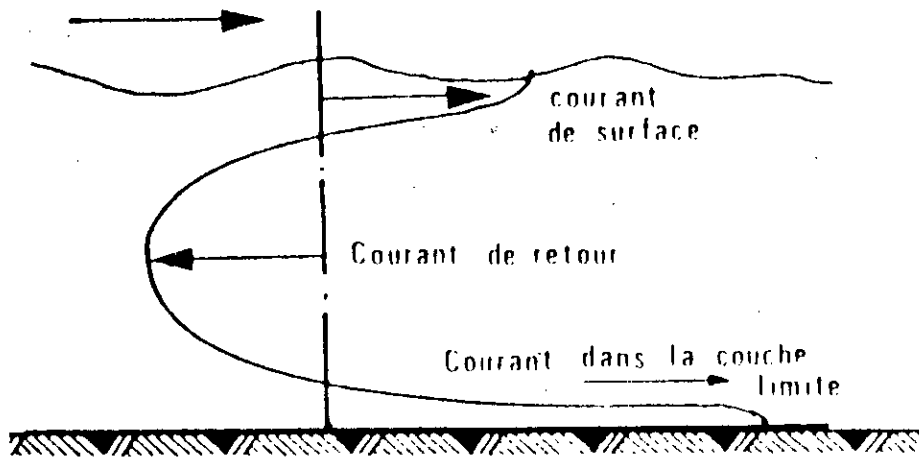


FIG III-5 - Courants d'entraînement dans la masse du fluide

Tel que:

$$U_o = \frac{\pi W}{T S h 2 \pi h/LH}$$

La vitesse de frottement sur le fond peut s'exprimer comme:

$$U_* = \left( \frac{8 \nu U_{\max}^2}{\pi T} \right)^{1/4} \quad (\text{III.20})$$

Ou

$$U_* = 0,07 \left( \frac{H^2}{T^3 S h 2 \pi h/L} \right)^{1/4} \quad (\text{III.21})$$

L'expression de la force tractrice sur le fond peut être déduite en se servant de la définition même de  $U^*$ :

$$\tau_o = \rho U_*^2 \quad (\text{III.22})$$

On peut déterminer directement la valeur de  $U_{\max}$  et de  $U^*$  à partir des abaques fig (III.6) en connaissant la profondeur et les caractéristiques de la houle.

### III.2.2- Courant dû à la houle

#### 1- Courant de translation et de compensation

Oscillant alternativement sur les fonds, sous l'action de la houle, les molécules d'eau peuvent être soumises en plus à des déplacements du large vers la côte dans la couche limite lorsque cette dernière est laminaire. Dans ce cas, à chaque mouvement d'oscillation, les molécules pourraient avoir une composante de déplacement vers la côte, proportionnelle à la vitesse moyenne  $U_{CL}$  déterminée d'après P.Lhermite par l'expression:

$$U_{CL} = k U_{\max}^{1,6} \cdot H^{-0,6} \quad (\text{III.22})$$

VALEUR DE  $u_{\star}$  EN FONCTION DE  
 $U_0$  ET DE T

$$u_{\star}^4 = \frac{8 \nu U_0^3}{\pi T}$$

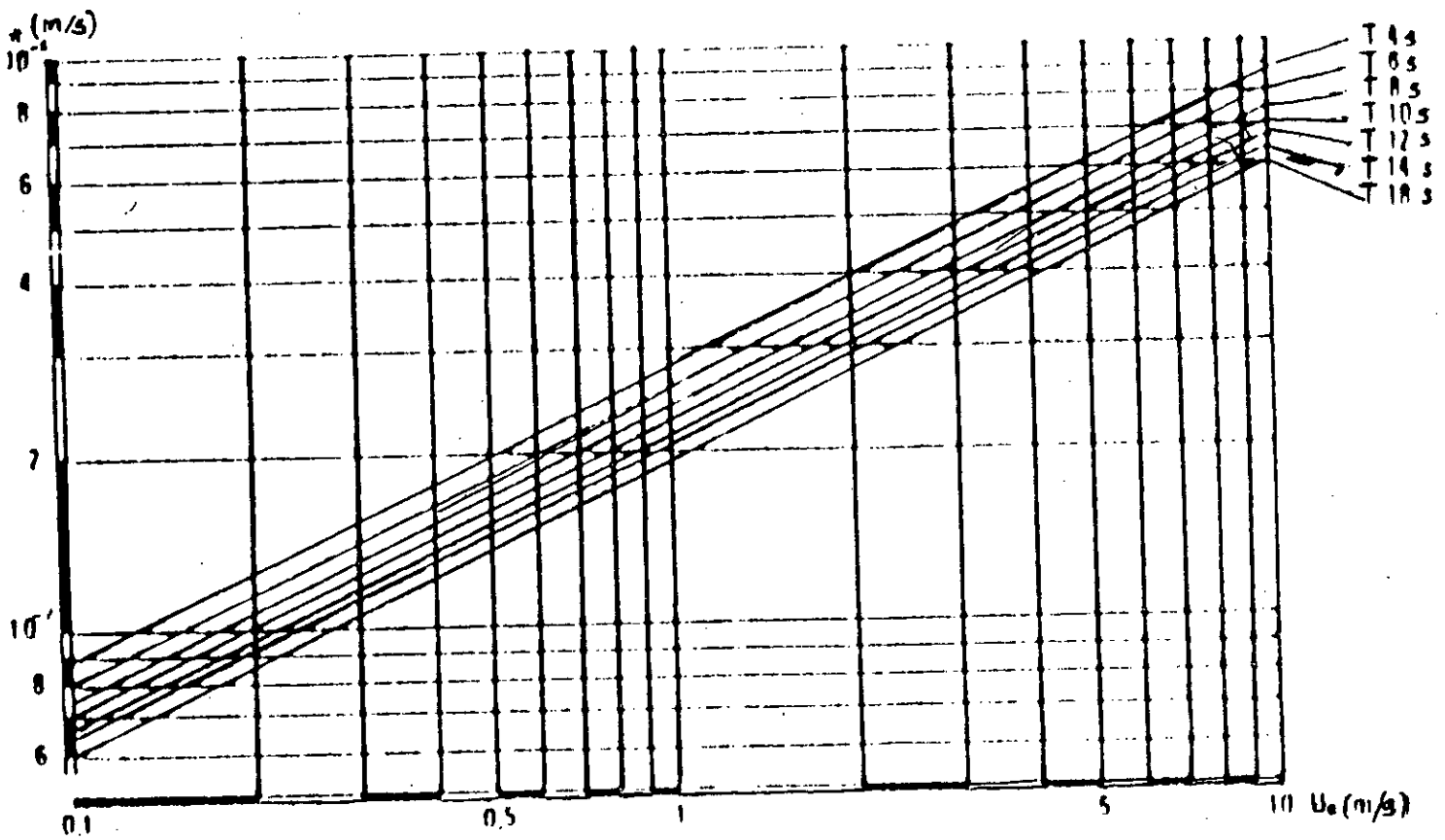


FIG III-6 - Détermination de  $U_{max}$  et  $u_{\bullet}$



Avec

$$k = 1/18 \text{ en unité c.g.s}$$

$$U_e = [1/1,6] U_{cl} \quad (\text{III.23})$$

$U_e$ : la vitesse du courant de masse près du fond démontrée par P. Lhermite.

Si la couche limite devient turbulente Fig (III.7), ce qui est le cas le plus souvent en tempête ou lorsque l'action du vent se superpose à la houle, (houles très encombrées et irrégulières), il n'existe plus de courant de translation au voisinage du fond mais des fonds de turbulence qui peuvent contribuer à mettre les sédiments en suspension sur une certaine épaisseur au dessus des fonds, les particules pourront alors être entraînées vers le large par les courants de compensation Fig. (III.8).

Les vitesses instantanées dans la lame déferlante sont très importantes et entraînent des projections d'eau vers la côte contre balancées par les courants de retour au voisinage du fond qui peuvent ramener les sédiments côtiers vers ce véritable pôle d'attraction sédimentaire qui représente le déferlement et la côte subit des fluctuations pouvant atteindre 1/10 à 1/15 de la différence entre les amplitudes des vagues, ces fluctuations pourront parfois entraîner des courants de retour important et être à l'origine des seiches.

## **2- Courant littoral (ou courant de houle)**

La houle qui aborde la côte obliquement donne naissance à un courant qui se dirige parallèlement au rivage appelé « courant de houle » susceptible de transporter en suspension, ou par charriage, des masses considérables apportées du large par le courant de translation sur les fonds ou arrachés à la côte par la houle.

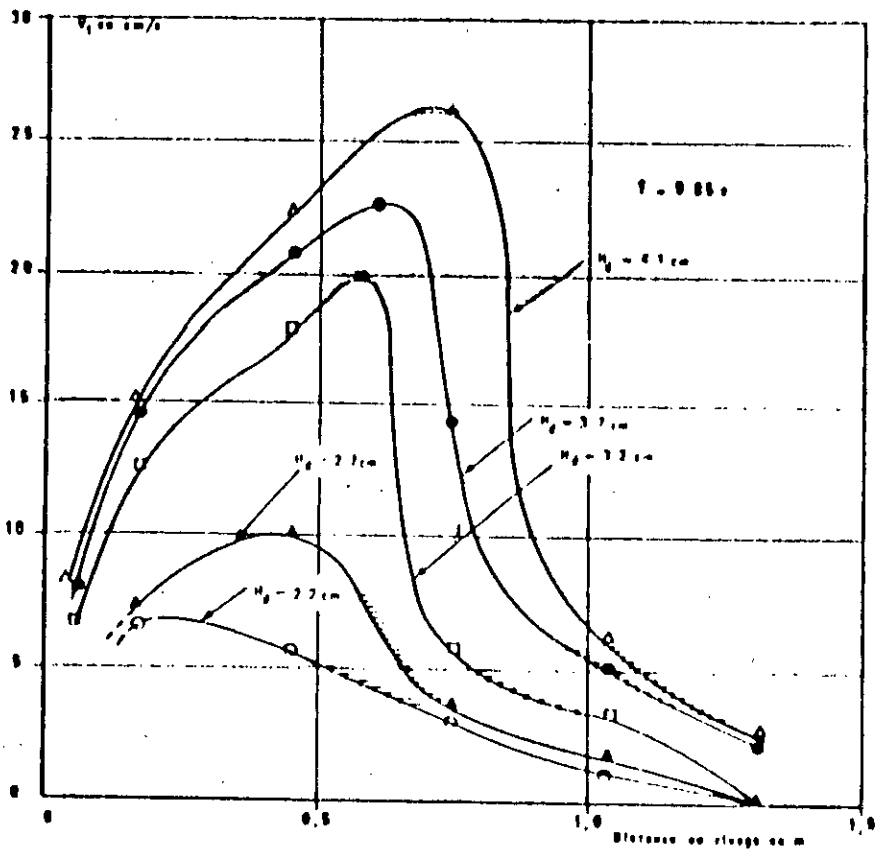


FIG III-7 - Répartition des vitesses du courant de houle à différentes distances de la côte.

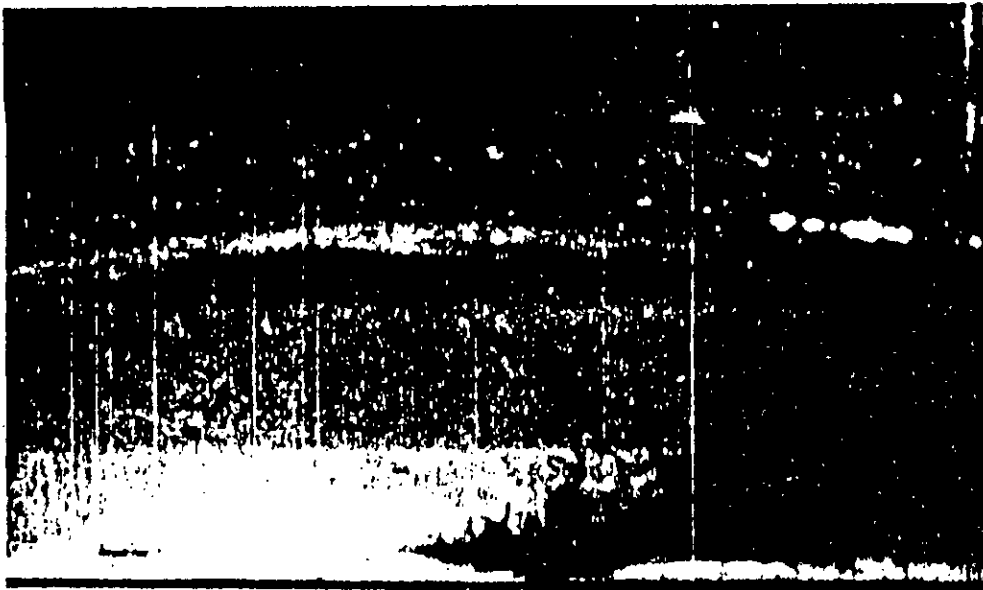


FIG III-8 : Couche limite Turbulente

La vitesse de ce fleuve littoral (courant littoral) a un maximum vers la côte entre une demi longueur et une longueur d'onde du point de déferlement vers le large, les vitesses diminuent rapidement alors que vers la côte, cette diminution est lente Fig.(III.8). Plusieurs formules ont été proposées pour calculer la vitesse du courant de houle:

$$\text{C.E.R.C: } V = 20,7 i (g H)^{1/2} \sin 2\alpha \quad (\text{III.24})$$

$$\text{J. LARRAS: } V = 2,6 \left( \frac{g H^2 i}{T} \sin 2\alpha \right)^{1/3} \quad (\text{III.25})$$

Avec

$\alpha$  = obliquité des lames du large avec le rivage

### **3- Courant de retour ou « d'INTERTOW » et « RIP-CURRENTS »**

Entre la zone de déferlement et la côte, les fluctuations du niveau d'eau provoquant des échanges importants des masses d'eau qui s'évacueront vers le large donnant ainsi naissance aux « courants de retour » proches du fond appelés « indertow » s'il n'y a pas de passage d'eau à travers les orthogonaux.

Les masses d'eau projetées par le déferlement vers la côte ne seront pas restituées complètement par les courants de retour « indertow » et il y aura donc accumulation d'eau le long de la rive avec des retours compensateurs vers le large.

On appelle ces retours des « rip-currents », qui prennent naissance à des endroits où l'amplitude de la houle est la plus faible Fig(III.10).

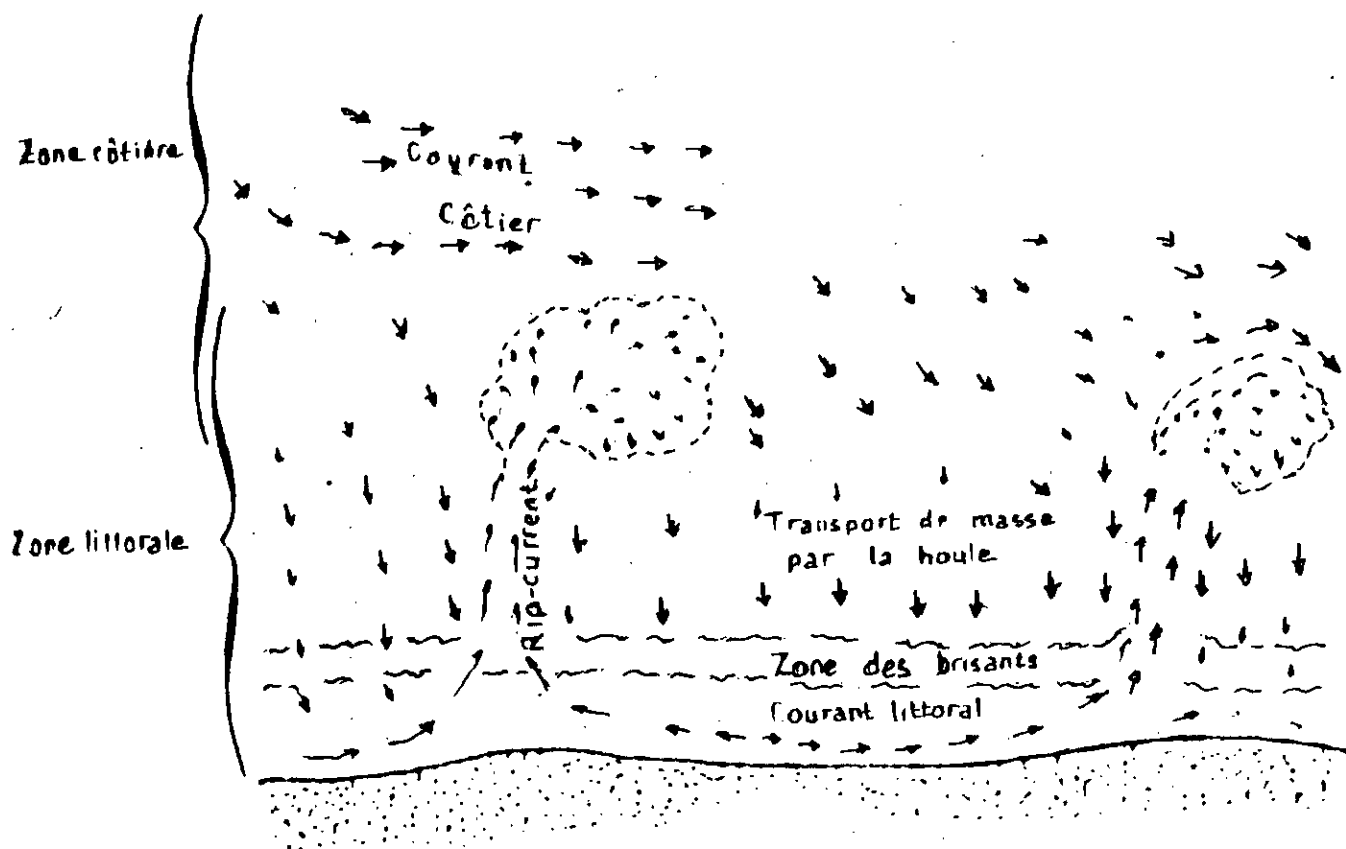


FIG III-9 - Schéma général des courants près de la côte

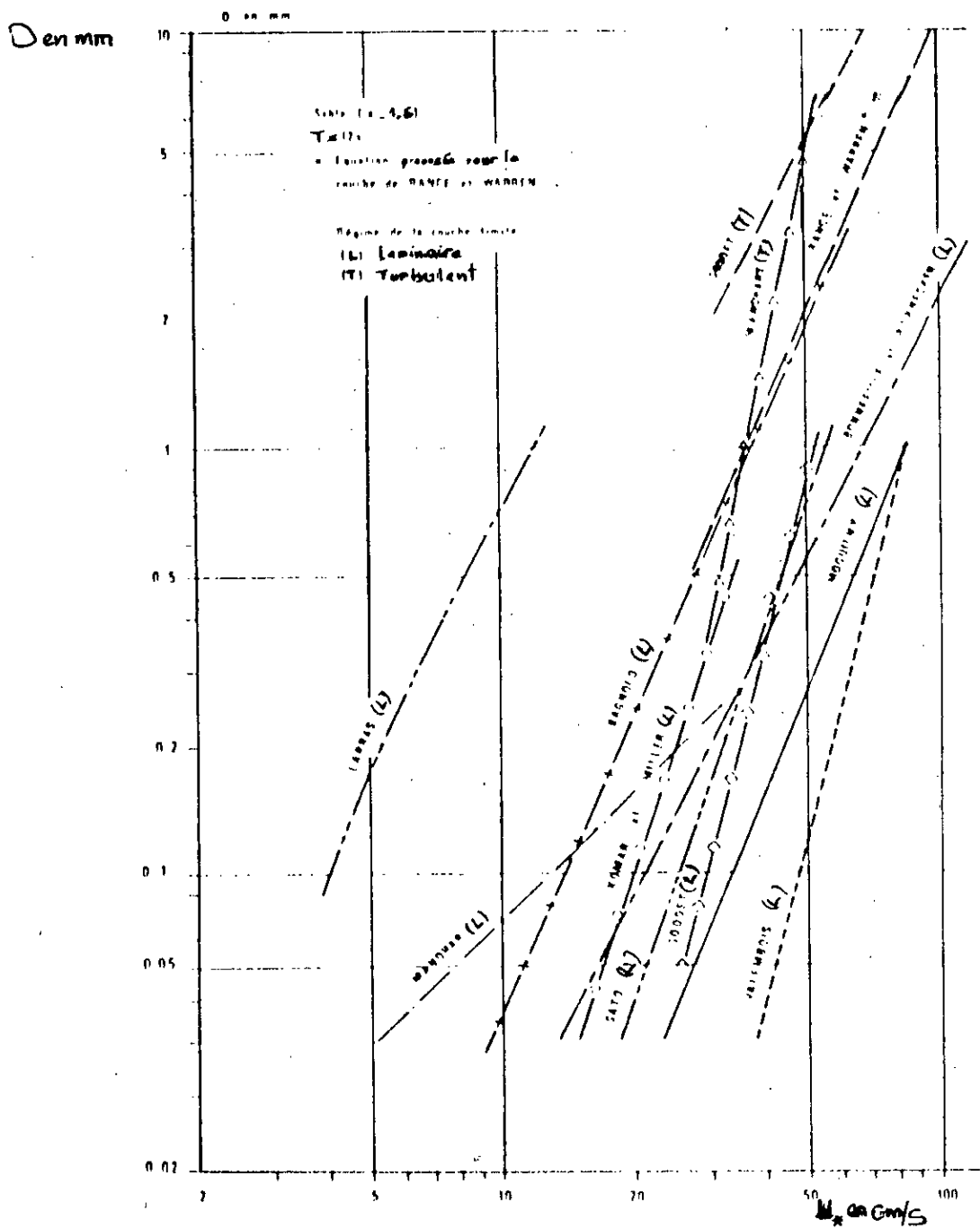


FIG III-10 — Début d'entraînement des sédiments non cohésifs sous l'action de la houle. Comparaison des différentes équations

### **3- Courant d'expansion latérale**

La houle peut avoir des concentrations en certains points du fait de modifications de la topographie et l'amplitude sera différente d'une zone à l'autre. Cette différence provoque un déplacement des masses d'eau de la zone de forte amplitude vers la zone où l'amplitude de la houle est la plus faible.

Les vitesses dans ces courants d'expansion latérale peuvent atteindre 0,5 à 1 m/s et sont à l'origine de certains colmatages des passes d'entrée portuaires.

### **III.2.3- Mouvements sédimentaires engendrés par la houle perpendiculairement au littoral**

Les mouvements engendrés par la houle dans la masse fluide, que ce soit les mouvements orbitaires sur les fonds. Les courants de translation et de compensation. Les courants littoraux ou de retour vont réagir sur les sédiments provoquant dans certains cas leur déplacement en masse vers des secteurs privilégiés.

Ces mouvements sédimentaires s'effectueront de façon très différente suivant les caractéristiques des matériaux la profondeur à laquelle ils se trouvent et les conditions océanographiques existantes.

#### **1- Mise en oscillation des sédiments sous l'action des mouvements orbitaires**

##### **a- Matériaux non cohésifs**

Pour les matériaux non cohésifs du type sables, graviers et galets, la mise en mouvement dès que les vitesses des courants alternatifs développés par la houle sur les fonds seront supérieures à la vitesse critique d'entraînement des sédiments.

En fait, dans la plupart des matériaux les mouvements orbitaires ne seront pas limités à l'interface sol-eau, mais pourront se propager à l'intérieur de la masse sédimentaire provoquant des sous-pressions favorables à la mise en mouvement des particules. De nombreux auteurs ont essayé de rattacher le début d'entraînement des particules de différents diamètres « d » à la vitesse maximale  $U_{\max}$  engendrée par la houle sur les fonds. On peut comparer quelques unes de ces formules en les mettant sous une même forme qui fait intervenir la densité des matériaux sous l'eau «  $\rho'$  » la viscosité «  $\nu$  », le diamètre des particules « D » ou la vitesse de chute « W » et la période de la houle « T ».

$$U_{ocr} = 32,4 (\rho')^{2/3} d^{0,433} T^{1/3} \quad \text{en unité c.g.s}$$

(Bagnold - laminaire)

$$U_{ocr} = 0,025 (\rho' g)^{1/2} \nu^{1/2} T^{1/2} d$$

(Manohar - laminaire)

$$U_{ocr} = 7,45 (\rho' g)^{0,4} \nu^{0,2} d^{0,2}$$

(Manohar - turbulent)

$$U_{ocr} = W + 95 (\rho')^{1/3} \nu^{1/2} T^{-1/2}$$

(Larras - laminaire)

La figure (III.11) donne un aperçu des écarts que l'on peut obtenir entre les différentes formules.

On peut également caractériser le début d'oscillation des sédiments sur le fond sous l'action de la houle par la force tractrice.

Les matériaux seront entraînés si la force tractrice  $\tau_0$  développée par la houle devient supérieure à la force tractrice critique  $\tau_c$ .

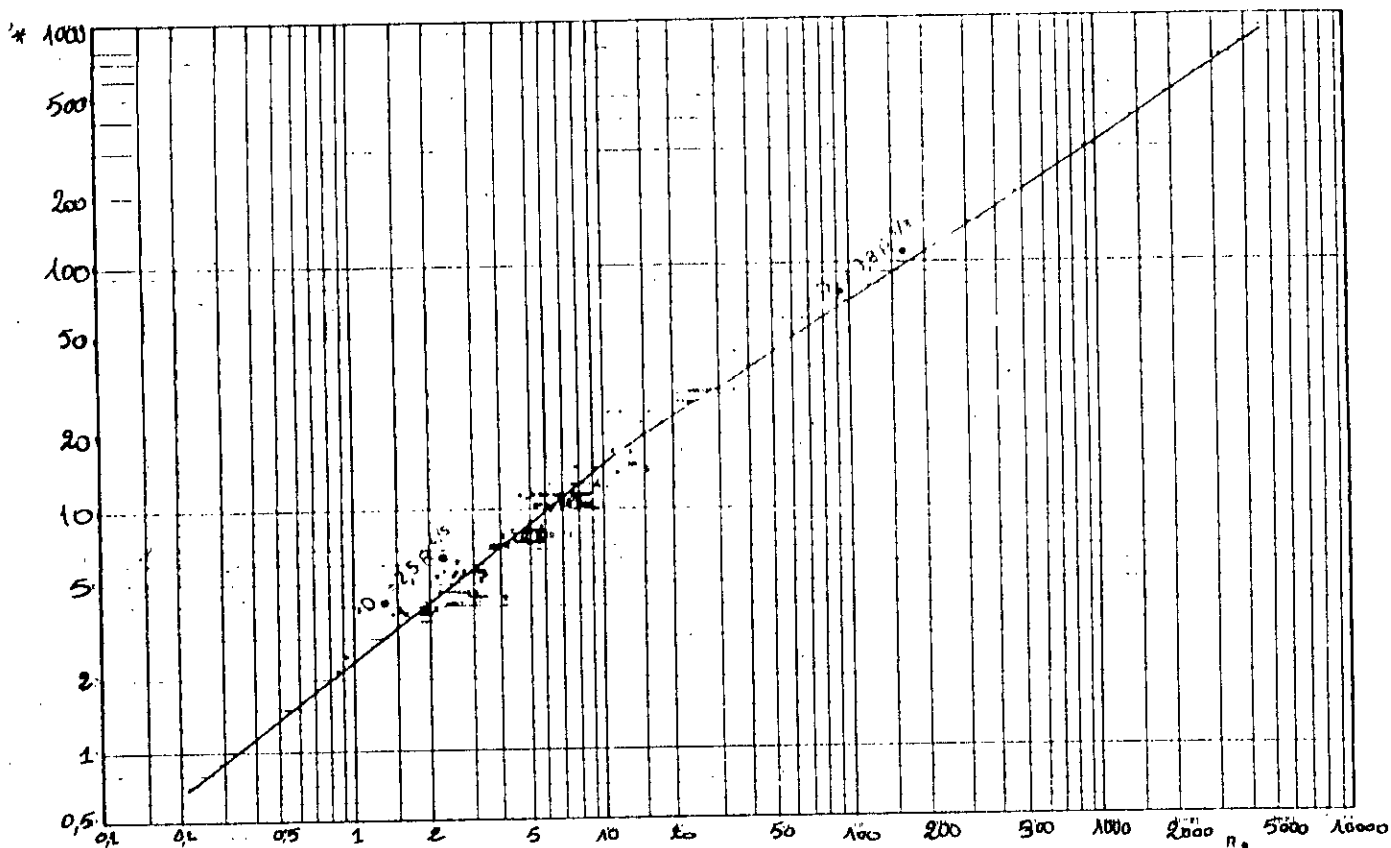


FIG III - 41 : Loi de début d'entraînement des sédiments



$$\tau_c = 50 (\rho_s - \rho) d \cdot g \quad (\text{III.26})$$

et

$$\tau_o = \rho U^* = 100 \left( \frac{8 \nu U_{\max}^2}{\pi T} \right)^{1/2}$$

On peut tirer la condition de début d'entraînement pour :

$$\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$U_{\max} / T^{1/2} > 500 \text{ d}$$

On peut également utiliser comme pour les courants des paramètres adimensionnels en:

$$d^* = \left( \frac{\rho g}{\nu^2} \right)^{1/3} d = \text{diamètre sé dimentobgique}$$

$$d^* = \left( \frac{U^* d}{\nu} \right) = \text{nombre de Reynolds é toilé}$$

La relation  $d^* = f(Re^*)$  donnée sous forme d'abaque représente la loi de début d'entraînement Fig.(III.12).

$$\text{Si } 0,3 < Re^* < 12 \quad : \quad d^* = 2,5 Re^{4/5}$$

$$Re^* > 12 \quad : \quad d^* = 3,8 Re^{3/8}$$

### **b- Matériaux cohésifs**

Sur les fonds de vase et sous l'action de la houle, se développent des mouvements de translation des particules solides. La répartition des vitesses le long d'une verticale montre l'existence d'un gradient de vitesse dans la masse des vases en fonction de la profondeur.

La vitesse de déplacement des vases décroît très rapidement avec la profondeur.

La vitesse est d'autant plus grande que la viscosité de la vase est plus faible et la houle forte.

Le débit solide entraîné par les mouvements de translation des vases est inversement proportionnel à la viscosité des vases.

La vitesse de déplacement en surface peut s'exprimer en fonction de la vitesse théorique dans la couche limite comme:

$$Uv = 0,25 U_{CL} \quad (\text{III.28})$$

Avec

$$U_{CL} = 0,18 U_o^{1,6} H^{-0,6} \text{ en unité c.g.s}$$

Il faut noter que la remise en suspension s'effectue dans la zone de turbulence près de la zone de déferlement où les sédiments peuvent être entraînés par les courants littoraux. Au large de cette zone, les matériaux sont transportés dans la couche limite laminaire près du fond.

#### **III.2.4- Mouvements des sédiments parallèlement au rivage**

Les houles obliques provoquent un transport de matériaux parallèlement au rivage dans le sens de propagation de la houle « c'est le transport littoral »:

Le transport littoral est divisé en deux types suivant que l'on a une houle forte ou faible.

Le premier type s'effectue principalement en suspension sous l'action des houles fortes et intéresse des volumes de matériaux importants.

Le deuxième type correspond au transit mixte en « dent de scie » sur la plage et dans le rouleau de déferlement en bas de la côte et le volume intéressé dans ce cas est faible.

La plus grande partie du transport fait partie du transport en suspension s'effectue dans la zone des barres de fonds 6 à 7 m de profondeur.

### **III.2.5- Transport par jet de rive**

Les lames des houles obliques déferlantes arrachent du fond les matériaux et les projettent vers la rive dans le sens de propagation de la houle. La descente de l'eau vers le bas de la côte suivant la ligne de la plus grande pente. Il en résulte un déplacement des matériaux « dent de scie » qui ont une composante de déplacement parallèle à la côte dans le même sens de propagation de la houle.

Le transport par jet de rive ne représente qu'une faible partie du transport total dû à la houle.

### **II.2.6- Transport au voisinage du déferlement**

La zone de déferlement a un véritable pôle d'attraction sédimentaire vers lequel les sédiments de large peuvent être remontés et ceux du littoral redescendus, pour certaines caractéristiques des vagues, par suite de la concentration de l'énergie des houles et de la forte turbulence, les sédiments sont remis en suspension et brassés par les vagues.

La plus grande partie du transport s'effectuant dans le premier tiers de la distance comprise entre les brisants et la côte. Fig. (III.12).

Si l'obliquité de la houle avec le rivage est appréciable, il se crée au voisinage du déferlement un courant de houle capable d'entraîner parallèlement au littoral une masse importante de sédiments en suspension et en charriage créant un débit solide qui constitue dans le cas de sables le mode de transport prédominant dû à la houle.

### **III.3- Comportement des sédiments sous l'action combinée des courants et des houles**

Jusqu'à là, on a étudié l'action des houles et des sédiments séparément.

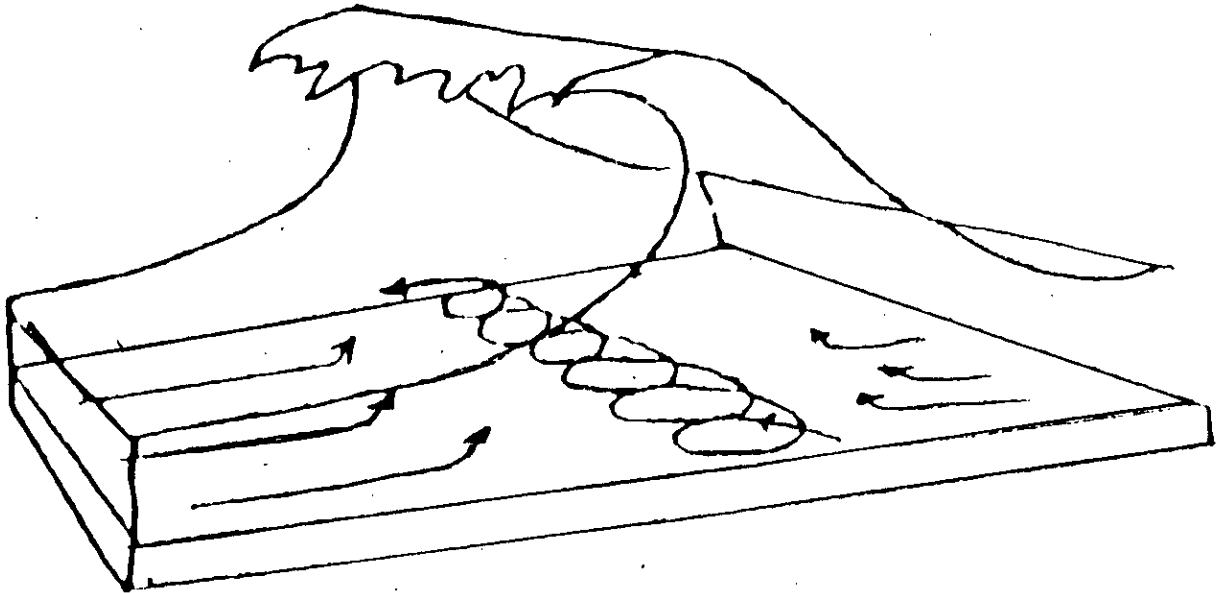


FIG III\_12 : Schéma du mouvement des grains dans les brisants

Dans ce qui suit, nous étudierons en bref le comportement des sédiments sous l'action combinée de la houle et du courant, en donnant quelques formules proposées pour le calcul du transport solide. La méthode de calcul est compliquée par rapport à celle qu'on a utilisé jusqu'ici. Et les formules du transport solide s'expriment différemment suivant ce que l'on utilise la première ou la deuxième méthode.

Nous nous limiterons à un exemple sur l'utilisation de la deuxième méthode (action combinée) en donnant la procédure de calcul.

### III.3.1- Calcul du transport solide

#### 1- Transport par charriage

Pour le calcul du transport par charriage, la formule proposée par Frijlink peut s'écrire:

$$q_{sc} = 5 d (\mu \tau / \rho)^{1/2} \exp \left( -0,27 \rho' d \frac{\rho g}{\mu \tau} \right) \quad (\text{III.29})$$

Avec

$\tau$ : Contrainte du frottement du fond en  $\text{N/m}^2$ .

$\mu$ : Coefficient des rides indiquant qu'une partie de la contrainte totale de cisaillement du fond est disponible pour transporter les sédiments.

La formule de Frijlink ne fait pas intervenir la contrainte critique au fond, de plus, le terme

$$\frac{q_{sc}}{D \left( \frac{\mu T}{\rho} \right)^{1/2}}$$

oscille entre 1 et 10,4; de ce fait, la formule donne de mauvais résultats.

Les résultats des différents essais (tests) effectués sur l'action du courant seul d'une part et d'autre part, sur l'action combinée du courant et de la houle, montrent que les grandes valeurs du terme  $\rho' d \rho g / \mu T$  sont

dues à la houle, mais elle ne provoquent une variation appréciable du transport solide.

Ceci s'explique par le fait que le matériau du fond est soulevé par la houle et enlevé par le courant.

Dans la formule de Frijlink:

$$\frac{q_{sc}}{d \left( \frac{\mu \tau}{\rho} \right)^{1/2}} = b \exp \left[ a \frac{\rho' d \rho g}{\mu \tau} \right] \quad (III.30)$$

$d/(\mu \tau / \rho)^{1/2}$  est le facteur qui régie le transport du matériau arraché du fond dans la direction du courant.

$\tau$  est remplacé par  $\tau_c$  du courant en introduisant la vitesse du courant:  $V = C \sqrt{g h i}$  on trouve:

$$d/(\mu \tau / \rho)^{1/2} = d V (\mu g)^{1/2} / C$$

Le terme  $q_{sc} / [d(\mu \tau / \rho)^{1/2}]$  est appelé « paramètre de transport » dans lequel la contrainte de frottement doit être celle dans la direction du courant.

La valeur  $\exp(a \rho' d \rho g / \mu \tau)$  est le paramètre déterminant la quantité du matériau arraché; cependant, ce terme est appelé « paramètre d'arrachement » et la contrainte de frottement dans ce cas doit être la contrainte résultante.

Bijker en examinant la formule proposée par Frijlink « que la contrainte résultante de l'action combinée de la houle et du courant est »:

$$\tau_r = \left[ 1 + \frac{(\xi U_{max} / V)^2}{2} \right] \tau_c \quad (III.31)$$

Avec

$$\xi = 0,45 \frac{k C}{g^{1/2}} = 0,0575$$

k : constante de Von Karman = 0,4

Le terme  $5 d (\mu \tau \rho)^{1/2}$  représente le transport solide par le courant, si on remplace  $\tau$  par  $\tau_c = \rho g V^2 C^2$ , le vecteur vitesse change de valeur et de direction, mais la vitesse moyenne résultante peut rester égale à la vitesse originale du courant, bien que les fluctuations de ce vecteur remuent fortement les matériaux de fond et de transport, s'intensifie de plus en plus. Ce fait est exprimé dans le terme en exp de l'équation (III.29) en remplaçant  $\tau$  par  $\tau_c$ .

Enfin, la formule du transport par charriage peut être mise sous la forme:

$$q_{sc} = 5 d \frac{V}{C} (\mu g)^{1/2} \exp \left[ 0,27 \frac{\rho' d C^2}{\mu V^2} \left[ 1 + \frac{(\xi U_{max} / V)^2}{2} \right]^{-1} \right] \quad (III.32)$$

## 2- Transport en suspension

Si on appelle  $C(Y)$  la concentration moyenne à une hauteur  $Y$  du fond, on aura:

- Le transport vers le haut de matières en suspension est:

$$D_c \frac{dC(Y)}{dY}$$

Où  $D_c$  représente le coefficient de diffusion

- Le transport vers le bas est:

$$\bar{C}(Y) W$$

Où  $W$  est la vitesse chute en eau calme puisqu'il y a régime permanent en suspension, ces deux quantités doivent être égales donc:

$$C(Y) W(Y) = D_c \frac{dC(Y)}{dY} = 0$$

Supposons que le coefficient de diffusion des particules solides est égale au coefficient de diffusion de quantités de mouvement, on obtient:

$$D_c = k \cdot U^* \cdot Y \left(1 - \frac{Y}{h}\right)$$

Où

k : constante de Von Karman (0,4)

En intégrant l'équation différentielle, on obtient la formule dite de Rouse.

$$\frac{\bar{C}(Y)}{C_a} = \left[ \left( \frac{h - Y}{Y} \right) \left( \frac{a}{h - a} \right) \right]^Z$$

Avec  $Z = W / k U^*$

$C_a$  = la concentration mesurée à une distance a au dessus du fond.

a est estimé à 0,4 m à partir des mesures faites en modèle réduit.

On déduit immédiatement le débit de matériaux en suspension

$$q_{sc} = \int_Y^h \bar{C}(Y) U(Y) dY$$

$U(Y)$  étant la vitesse moyenne à la distance Y du fond.

Il est également possible d'estimer le transport en suspension par la formule proposée par EINSTEIN en faisant recours au transport par charriage:



$$q_{sc} = q_{sc} (I_1 \cdot \ln 33 h/r + I_2) \quad (\text{III.33})$$

Avec

$r$  : rugosité du fond

$I_1$  et  $I_2$  = des intégrales

$$I_1 = 0,216 \frac{(a/h)^{z-1}}{(1-a/h)^z} \int_{a/h}^1 \left( \frac{1 - Y/h}{Y/h} \right)^z d(Y/h)$$

$$I_2 = 0,216 \frac{(a/h)^{z-1}}{(1-a/h)^z} \int_{a/h}^1 \left( \frac{1 - Y/h}{Y/h} \right)^z \text{Ln } Y/h d(Y/h)$$

Bien que EINSTEIN a donné un graphe pour les intégrales  $I_1$  et  $I_2$ , le calcul est assez laborieux et il est préférable d'utiliser l'outil informatique.

# CHAPITRE IV

MODELISATION HYDRAULIQUE  
ET SEDIMENTOLOGIQUE

### **Introduction**

Le milieu marin est constamment en mouvement, affecté de changement de configuration des rivages sans cesse. Ce changement est la résultante des différentes interactions du milieu marin et des courants, qui est dû à la houle ainsi que les sédiments constituant le fond. En conséquence de ces interactions, des processus d'érosion et de sédimentation prennent naissance et engendrant ensuite des problèmes d'ensablement ou d'envasement et d'affouillement dans les aménagements maritimes tels que:

- les ouvrages de prises et de rejets des centrales à production d'énergie implantés sur le littoral.
- Les parcs et les bassins des aménagements portuaires.

Pour l'étude de tels phénomènes et afin de palier à ces problèmes, il s'avère que le modèle réduit est le moyen le plus convaincant pour répondre aux questions des ingénieurs dans ce domaine. Contrairement aux techniques mathématiques basées sur les modèles numériques qui sont délicats à la réalisation de ce genre de situation (problèmes de formulation des conditions aux limites). Pour mettre en évidence tous les paramètres qui interviennent dans ce genre de problème, on utilise soit:

- des modèles purement hydrauliques (modèles à fond fixe): qui servent à étudier des phénomènes hydrauliques relatifs aux écoulements des fluides à l'exclusion du transport solide.
- des modèles sédimentologiques (modèles à fond mobile): ils permettent d'étudier les modifications de fond dues au transport des sédiments.
- Des modèles mixtes: c'est la combinaison des deux modèles.

#### IV.1- Similitude hydraulique

Le processus d'établissement des conditions et règles de similitude est basé sur deux procédés:

- le premier est le plus sûr, consiste à appliquer le principe d'homogénéité aux systèmes d'équations qui régissent les lois élémentaires des phénomènes. Dans le cas de l'hydraulique fluviale, on peut énoncer ainsi ce principe:

« une loi physique étant exprimée avec des termes dimensionnellement homogènes. Chaque terme de cette relation est multiplié par une même valeur lorsqu'on passe du modèle au prototype. Cette valeur est l'échelle de la dimension des termes de la relation ».

En appliquant ce principe aux systèmes d'équations qui régissent les phénomènes et qui comprennent des relations relatives à la conservation des masses aux impulsions, aux énergies, aux effets périphériques, on déduit toutes les relations d'échelles.

- Le deuxième procédé utilise l'analyse dimensionnelle et le théorème des  $\pi$  de Vaschy-Buckingham. Ce théorème indique que toute loi physique exprimée avec des grandeurs physiques, peut être écrite avec des termes indépendants et sans dimensions; ces termes sont égaux entre modèle et prototype. Le nombre des termes indépendants sans dimensions doit être égal au minimum à  $(m-n)$ ,  $m$  étant le nombre de grandeurs physiques intervenant dans le phénomène (vitesse, viscosité, pesanteur, pression, etc.) et  $n$  étant le nombre des unités de base permettant d'exprimer les grandeurs physiques. En hydraulique fluviale, ces unités sont réduites à trois: temps, longueur et force.

Dans ces conditions, il n'est pas nécessaire en principe de connaître les relations physiques réelles. Il suffit de recenser toutes les grandeurs physiques et unités de base intervenant dans le phénomène, de

constituer, avec ces grandeurs, le nombre voulu de termes indépendants sans dimensions et, sachant que chaque terme a la même valeur entre modèle et prototype, donc que leurs rapports sont égaux à 1, d'en tirer les échelles des différentes grandeurs. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle ne donne aucune indication sur l'importance des divers paramètres.

Or, comme on ne peut pas arriver à une similitude complète, mais seulement approchée en négligeant certains paramètres ayant une faible influence, la première méthode doit être préférée, car elle permet de mieux utiliser les connaissances empiriques confirmées.

En hydraulique fluviale, on doit assurer trois types de similitude:

#### **IV.1.1- Similitude géométrique**

Le modèle est dit géométriquement semblable au prototype, si les dimensions linéaires homologues du modèle  $L_m$  et du prototype  $L_p$  sont dans un rapport  $\lambda$  constant:

$$\lambda = L_m / L_p \quad (\text{IV.1})$$

#### **IV.1.2- Similitude cinématique**

Les mouvements dans le modèle et dans le prototype sont cinématiquement semblables, si les vitesses et les accélérations sont dans un rapport constant en tout les points homologues.

Soient:

$$V_p = L_p / t_p \quad , \quad V_m = L_m / t_m$$

L'échelle des vitesses

$$\lambda_v = V_m / V_p$$

En fonction de l'échelle géométrique et l'échelle des temps:

$$\lambda_v = \lambda \cdot \lambda_t^{-1} \quad (\text{IV.2})$$

De même pour les accélérations:

$$\gamma_p = L_p / l_p^2 \quad \gamma_m = L_m / l_m^2$$

et

$$\lambda_\gamma = \lambda v_l^{-2}$$

On remarque bien que le choix de  $\lambda_l$  impose celui de

$$\lambda_v = \lambda / \lambda_l \quad \text{et de } \lambda_\gamma = \lambda / \lambda_l^2.$$

#### IV.1.3- Similitude dynamique

Pour que les deux systèmes (modèle et prototype) en mouvement sous l'action de deux systèmes de force, soient dynamiquement semblable, il est nécessaire que toutes les forces agissant en des points homologues soient dans le même rapport.

En hydraulique fluviale, les forces agissantes sont:

- les forces d'inertie;
- les forces de turbulence;
- les forces de pesanteur;
- les forces de viscosité;
- les forces de capillarité.

##### a- Les forces de capillarité:

N'interviennent pas dans notre étude:

##### b- Les forces d'inertie (Fi):

la force d'inertie agissant sur une particule de masse  $m$  animée d'une vitesse  $V$  et d'une accélération  $\gamma$  a pour expression:

$$F_i = m \cdot \gamma$$

Comme  $m = \rho \cdot V$

$$\text{Donc } \lambda_m = \lambda_\rho \lambda^3$$

Pour la force d'inertie

$$\lambda_{Fi} = \lambda_\rho \cdot \lambda^4 \cdot \lambda_l^{-2} \quad (\text{IV.4})$$

**c- Les forces de turbulence (F<sub>t</sub>):**

Ce sont les forces tangentielles appliquées à la masse m placée au sein d'un écoulement turbulent.

$$F_t = \rho S \overline{U'V'}$$

Avec

S = surface pour laquelle la force F<sub>t</sub> est appliquée

$\overline{U'V'}$  : la moyenne du produit des fluctuations de la vitesse instantanée

$$\lambda_V = (F_t)_m / (F_t)_p = \lambda_p \lambda^4 \lambda_t^{-2} \quad (IV.5)$$

On constate que  $\lambda_{F_t} = \lambda_{F_t}$

**d- Les forces de pesanteur (F<sub>p</sub>)**

On sait que F<sub>p</sub> = m g

Le rapport des forces de pesanteur est:

$$\lambda_{F_p} = \lambda_p \lambda^3 \lambda_g \quad (IV.6)$$

**e- Les forces de viscosité (F<sub>v</sub>)**

Ces forces sont tangentielles et s'exercent sur chaque surface S de masse m en contact avec couche voisine de vitesse différente:

$$F_v = \mu S dV/dn$$

dV/dn = le gradient de vitesse le long de la normale n à la surface S

Le rapport des forces de viscosité sera donc:

$$\lambda_{F_v} = \lambda_\mu \lambda^2 \lambda_v \lambda_t^{-1}$$

d'où

$$\lambda_{F_v} = \lambda_\mu \lambda^2 \lambda_v \lambda_t^{-1} \quad (IV.7)$$

**IV.1.4- Principales lois de similitude****a- Similitude de Froude :**

Dans ce cas, les forces de viscosité sont négligeables par rapport aux forces d'inertie, de turbulence et de pesanteur.

La similitude des deux systèmes sera réalisée si les échelles  $\lambda_{Fi}$ ,  $\lambda_{Ft}$ ,  $\lambda_{Fp}$  sont les mêmes :

$$\lambda_{Fi} = \lambda_{Ft} = \lambda_{Fp}$$

Compte tenu de ce que  $\lambda_{Fi} = \lambda_{Ft}$  la condition se résume à :

$$\lambda_{Fi} = \lambda_{Fp}$$

C'est à dire

$$\lambda_p \lambda^4 \lambda_t^{-2} = \lambda_p \lambda^3 \lambda_g$$

D'où

$$v v_i^{-2} = v_p \quad \text{C'est la condition de Froude}$$

Il est pratiquement impossible de faire varier  $g$  donc  $\lambda_g = 1$  ce qui conduit à:

$$\lambda_v = \lambda^{1/2} \quad (\text{IV.8})$$

Cette relation est connue sous le nom de: « lois de similitude de Froude » qu'on peut exprimer autrement:

$$\frac{V_m}{V_p} = \sqrt{\frac{L_m}{L_p}} = \sqrt{\frac{L_m g}{L_p g}}$$

Ou:

$$\frac{V_m}{\sqrt{g L_m}} = \frac{V_p}{\sqrt{g L_p}} = F$$

Avec

F : nombre de Froude



En combinant les différentes similitudes, on peut établir les rapports de toutes les grandeurs physiques:

Grandeurs	Echelle
Vitesses	$\lambda_v = \lambda^{1/2}$
Temps	$\lambda_t = \lambda^{1/2}$
Débits	$\lambda_{q1} = \lambda^{5/2}$
Accélérations	$\lambda_a = \lambda_t^{-2} \lambda = 1$
Forces	$\lambda_F = \lambda_p \lambda^3$
Pression	$\lambda_p = \lambda_p \lambda$
Pente	$\lambda_i = 1$

Tableau IV.1: Echelle de différentes grandeurs

La similitude de Froude s'applique en toute rigueur aux écoulements des fluides parfait ( $\nu = 0$ ) et aux fluides réels, elle s'applique avec une bonne approximation en régime turbulent rugueux.

**b- Similitude de Reynolds**

Dans ce cas les forces de pesanteur sont négligeables par rapport aux forces d'inertie, de turbulence et de viscosité.

La condition se résume à :  $\lambda_{Fi} = \lambda_{Fv}$

D'où :

$$\lambda_p \lambda^4 \lambda_t^{-2} = \lambda_\mu \lambda^2 \lambda_t^{-1}$$

D'où :  $\lambda_\mu / \lambda_s = \lambda^2 \lambda_t^{-1} = \lambda \lambda_v$

Comme:

$\lambda_\mu / \lambda_p = \lambda_v =$  « échelle des coefficients de viscosité cinématique

A la fin :

$\lambda \lambda_v / \lambda_v = 1$  c'est la condition de Reynolds qu'on peut exprimer sous une autre forme.

$$(L_m/L_p)(V_m/V_p)(\nu_p/\nu_m) = 1$$

D'où:

$$\frac{L_m V_m}{\nu_m} = \frac{L_p V_p}{\nu_p} = R_e = Cte$$

La similitude de Reynolds s'applique en toute vigueur aux écoulements pour lesquels les forces de pesanteur sont nulles.

### c- Incompatibilité de deux similitudes de Froude et de Reynolds

Si on veut réaliser un modèle sans négliger les forces de viscosité ni les forces de pesanteur, on doit satisfaire simultanément la condition de Froude et celle de Reynolds.

Ces deux conditions imposent respectivement :

$$\lambda_v = \sqrt{\lambda}$$

$$\lambda_v = \lambda_v \lambda^1$$

Ce qui donne  $\lambda^{3/2} = \lambda_v$

Or dans la pratique, il est très difficile de faire varier  $\lambda$  et le plus souvent, on utilise le même liquide (eau) dans le modèle et en nature c'est à dire  $\lambda_v = 1$ , ce qui entraîne  $\lambda = 1$  d'où l'incompatibilité peut être surmontée en s'assurant que le régime d'écoulement est turbulent, rugueux à la fin sur le modèle et sur le prototype sans qu'il soit nécessaire d'avoir l'égalité des deux nombres de Reynolds.

#### IV.1.5- La distorsion des échelles géométriques

Jusqu'à présent, nous avons supposé que l'échelle des dimensions géométriques était la même dans les trois directions: hauteur, largeur, longueur.

Dans certains cas, il est possible d'avoir des échelles différentes, ceci est utilisé pour réduire l'encombrement, souvent assez grand, des modèles fluviaux et pour mieux satisfaire les inéquations. On adopte une échelle plus faible pour les dimensions en plan et une échelle plus forte pour les hauteurs. Ceci ne se peut que lorsque les accélérations verticales sont négligeables devant les accélérations longitudinales et lorsque les accélérations transversales ne sont pas faussées par une trop forte distorsion géométrique.

La distorsion est le rapport entre l'échelle des profondeurs et l'échelle des longueurs:

$$\Delta = \lambda_h / \lambda_L \quad \Delta : \text{est la distorsion}$$

#### IV.2- Similitude sédimentologique

De plus des critères de la similitude hydraulique, le modèle à fond mobile doit tenir compte des critères de similitude de l'évolution et de déformation des fonds. Cependant la réalisation d'un modèle sédimentologique semblable au prototype répond aux exigences suivantes:

- Le début d'entraînement des sédiments survient en des points homologues pour des conditions hydrauliques semblables. Cela revient à satisfaire la condition d'égalité entre les échelles des contraintes de cisaillement des forces tractrices et de leurs valeurs critiques, c'est à dire en tout point du modèle, nous aurons:

$$\lambda_{\tau_0} = \lambda_{\tau_c}$$

- L'échelle des débits solides soit connue.

Le déroulement du processus sédimentologique fait intervenir d'une manière simultanée le fluide, les particules solides et le régime d'écoulement.

Par conséquent, toute grandeur  $X$  quantifiant fidèlement le phénomène sédimentologique qui doit être fonction des paramètres.

#### **IV-2. Similitude sédimentologique**

De plus des critères de la similitude hydraulique, le modèle à fond mobile doit tenir compte des critères de similitude de l'évolution et de déformation des fonds. Cependant la réalisation d'un modèle sédimentologique semblable au prototype répond aux exigences suivantes:

- le début d'entraînement des sédiments survient en des points homologues pour des conditions hydrauliques semblables cela revient à satisfaire la condition d'égalité entre les échelles des contraintes de cisaillement des forces tractrices et de leurs valeurs critiques, c'est à dire on tout point du modèle, nous aurons:

$$\lambda_{\tau_0} = \lambda_{\tau_c}$$

- Lorsque les particules solides se déplacent en suspension en plus de la condition de similitude de mise en mouvement, il peut être parfois nécessaire d'imposer aux particules solides de décanter en suivant des chemins homologues dans le modèle et la nature.
- L'échelle des débits solides soit connue.

##### **IV.2.1- Similitude sédimentologique sous l'action de la houle:**

Pour reproduire sur le modèle des mouvements sédimentaires de type sableux, homologues à ceux de la nature, il est nécessaire de définir un matériau artificiel dont le comportement sous des actions hydrodynamiques en similitude, soit analogue à celui des sables naturels.

L'analyse dimensionnelle du phénomène de transport de sédiments sous l'action de la houle et des courants qu'elle engendre montre qu'il est caractérisé par deux paramètres adimensionnels  $D^*$  et  $Re^*$  appelés respectivement paramètre du grain et nombre de Reynolds lié au grain et la vitesse de frottement  $U^*$ .

La conservation de ces deux paramètres en nature et sur le modèle assure théoriquement d'avoir les mêmes types de transport sur ce dernier que sur le prototype.

Ces paramètres adimensionnels s'écrivent

$$D_* = \left( \frac{\rho' g}{\nu^2} \right)^{1/3} d \quad , \quad Re_* = \frac{U_* d}{\nu}$$

Où:

$$U_* = 2,2 \left( \frac{\nu H^2}{T^3 S h \frac{2 \pi h}{L}} \right)^{1/4} \quad (IV.9)$$

**a- Réfraction:** La similitude de la réfraction impose  $\lambda_h = \lambda_L$  ce qui entraîne  $\lambda_T = \lambda_h^{1/2}$  et  $\lambda_{U_*} = \lambda_H^{1/2} \lambda_h^{-3/8}$  (IV.10)

**b- Déferlement:** La similitude du déferlement impose  $\lambda_H = \lambda_h$  ce qui entraîne :

$$\lambda_{U_*} = \lambda_h^{1/8} \quad (IV.11)$$

et

$$\lambda_U = \lambda_v = \lambda_h^{1/2} \quad (IV.12)$$

$\lambda_U$  : rapport de similitude des vitesses orbitales

$\lambda_v$  : rapport de similitude des vitesses des courants secondaires

**C- Loi de début d'entraînement**

La conservation des deux nombres adimensionnels  $Re^*$  et  $D^*$  en nature et sur modèle assure théoriquement d'avoir les mêmes types de transport sur ce dernier que sur le prototype.

$$\lambda_{Re^*} = 1 \quad \text{donne} \quad \lambda_U \cdot \lambda_d = 1$$

Tenant compte de l'équation (IV.11)

On trouve:

$$\lambda_h^{1/8} \lambda_d = 1 \quad (IV.13)$$

$$\lambda_{D^*} = 1 \quad \text{donne}$$

$$\lambda_{\gamma_s}^{1/3} \cdot \lambda_d = 1$$

Ce qui donne pour l'échelle des diamètres des sédiments

$$\lambda_d = \lambda_{\gamma_s}^{-1/3} \quad (IV.14)$$

En combinant l'équation (IV.13) avec (IV.14), on trouve pour l'échelle des profondeurs :

$$\lambda_h = \lambda_{\gamma_s}^{-8/3} \quad (IV.15)$$

Il y a une deuxième possibilité pour trouver les échelles en vérifiant seulement la loi de début d'entraînement.

$$D^* = f(Re^*) \quad \text{donc} \quad Re^* \text{ et } D^* \neq 1 \text{ ce qui donne:}$$

$$\lambda_{D^*} = \lambda_{Re^*}^{4/5}$$

d'où

$$\lambda_h = \lambda_{\gamma_s}^{5/12} \lambda_L \lambda_d^{1/4} \quad (IV.16)$$

**d- Loi de décantation**

La similitude des trajectoires dans les courants orbitaux et dans les courants secondaires est obtenue en vérifiant la relation:

$$\frac{\lambda_H}{\lambda_V} = \frac{\lambda_H}{\lambda_U} = \frac{\lambda_h}{\lambda_L} \quad (IV.17)$$

Et compte tenu de la loi de vitesse de chute donnée par la formule

$$D^* = 2,5 R_{H'}^{1/2} \text{ valable pour } 1 < R_{W'} < 100$$

D'où :

$$\lambda_{D^*} = \lambda_{R^*}^{1/2}$$

On obtient

$$\lambda_h = \lambda_{\gamma_s}^{4/9} \lambda_L^{2/3} \lambda_d^{2/3} \quad (\text{IV.18})$$

D'où

$$\Delta = \lambda_{\gamma_s}^{-1} \quad (\text{IV.19})$$

### e- Similitude de début d'entraînement et de décantation

Dans ce cas, il reste un seul paramètre libre  $\lambda_L$  pour un matériau donné:

L'échelle des diamètres :

$$\lambda_d = \lambda_{\gamma_s}^{-1/3}$$

L'échelle des profondeurs :

$$\lambda_h = \lambda_L^{1/2} \lambda_{\gamma_s}^{1/3}$$

### IV.2.2- Similitude sous l'action des courants

La similitude de l'écoulement (similitude de Froude) impose la relation :

$$\lambda_t = \lambda_h^{1/2} = \lambda_v$$

Le rapport de similitude des vitesses de frottements dû aux courants s'écrit:

$$\lambda_{U_*} = \sqrt{\lambda_g \lambda_h \lambda_L}$$

Compte tenu de

$$\lambda_t = \frac{\lambda_h}{\lambda_L}$$

Donc

$$\lambda_{U_*} = \lambda_h \lambda_L^{-1/2} \quad (\text{IV.20})$$

**a- Loi de début d'entraînement**

Il y a deux façons possibles de respecter la similitude de début d'entraînement: soit en prenant  $\lambda_{D^*} = 1$  et  $\lambda_{Re^*} = 1$ , la similitude est alors assurée quelle que soit la forme de la loi, mais l'on dispose de peu de paramètres.

Soit en prenant  $D^*$  et  $Re^*$  quelconques, la similitude est liée à la loi de début d'entraînement choisie mais l'on dispose davantage de paramètres:

- si on prend  $\lambda_{Re^*} = 1$  et  $\lambda_{D^*} = 1$  on trouve:

$$\lambda_d = \lambda_{ys}^{-1/3} \tag{IV.21}$$

$$\lambda_h = \lambda_L^{1/2} \lambda_{ys}^{1/3} \tag{IV.22}$$

Si on prend :  $\lambda_{Re^*}$  et  $\lambda_{D^*} \neq 1$  et respectant la loi de début d'entraînement :

$$\begin{aligned} \text{Pour: } - Re^* < 12 & \quad D^* = 2,5 Re^{*4/5} \\ - Re^* > 12 & \quad D^* = 3,8 Re^{*5/8} \end{aligned}$$

Avec la loi  $D^* = 2,5 Re^{*4/5}$

En terme d'échelle

$$\lambda_{D^*} = \lambda_{Re^*}^{4/5}$$

d'où

$$\lambda_h = \lambda_{ys}^{1/3} \lambda_L^{1/2} \lambda_d^{1/4} \tag{IV.23}$$

**b- Loi de décantation**

Si l'on veut que les matériaux décantent suivant des trajectoires homologues en nature et sur modèle, il faut que l'on ait la relation:

$$\frac{\lambda_w}{\lambda_v} = \frac{\lambda_h}{\lambda_L}$$

Compte de la loi de vitesse de chute des sédiments:

$$D^* = 2,5 Re^{*1/2}$$

d'où

$$\lambda_{D^*}^2 = \lambda_{Re^*}$$



Donc

$$\lambda_h = \lambda_{ys}^{4/9} \lambda_L^{2/3} \lambda_d^{2/3} \quad (IV.24)$$

Il est à noter que cette relation est identique à celle obtenue par la décantation dans le cas des houles.

### c- Similitude de début d'entraînement et de décantation

- Cas  $\lambda_{Re^*} = 1$  et  $\lambda_{D^*} = 1$

Dans ce cas, il ne reste aucun paramètre libre pour un matériau donné.

- Cas  $\lambda_{Re^*}$  et  $\lambda_{D^*} \neq 1$

$$\begin{cases} \lambda_h = \lambda_{ys}^{5/12} \lambda_L^{1/2} \lambda_d^* \\ \lambda_h = \lambda_{ys}^{4/9} \lambda_L^{2/3} \lambda_L^{2/3} \end{cases}$$

On tire:

$$\lambda_{D^*} = \lambda_{ys}^{-1/15} \lambda_L^{-2/5} \quad (IV.25)$$

$$\lambda_d = \lambda_{ys}^{2/5} \lambda_L^{2/5} \quad (IV.26)$$

Pour un matériaux donné, il reste un paramètre libre  $\lambda_L$

### IV.2.3- Compatibilité entre la similitude de l'action des courants et la similitude de l'action de la houle

On remarque qu'il y a parfaite compatibilité de similitude de décantation puisque les relations sont identiques dans le cas des courants et dans le cas de la houle d'après les équations (IV.18) et (IV.24). Malheureusement, il n'en est pas de même en ce qui concerne la similitude de début d'entraînement. Les tableaux ci-après qui comparent les deux similitudes dans le cas  $\lambda_{Re^*}$  et  $\lambda_{D^*} \neq 1$  le prouvent.

Bakélite ou la pierre ponce $\lambda_{\gamma s} = 1/4$								
	$\lambda_L$	1/20	1/50	1/100	1/200	1/300	1/400	1/1000
Similitude dans le cas des courants	$\lambda_h$	1/5,7	1/8,3	1/11	1/14,5	1/17	1/19	1/28
	$\lambda_d$	1/0,28	1/0,19	1/0,14	1/0,11	1/0,09	1/0,08	1/0,05
Similitude dans le cas de la houle	$\lambda_h$	1/5	1/12,5	1/25	1/50	1/75	1/100	1/250
	$\lambda_d$	1/0,22	1/0,35	1/0,5	1/0,7	1/0,87	1/1	1/1,58

**TAB IV.2:** Incompatibilité ente la similitude des courants et de la houle pour la bakélite et la pierre ponce

Plexiglas $\lambda_{\gamma s} = 1/8$								
	$\lambda_L$	20	50	100	200	300	400	1000
Similitude dans le cas des courants	$\lambda_h$	1/7,5	1/11	1/14,5	1/19	1/22	1/25	1/37
	$\lambda_d$	1/0,3	1/0,2	1/0,15	1/0,11	1/0,10	1/0,09	1/0,06
Similitude dans le cas de la houle	$\lambda_h$	1/2,5	1/6,25	1/12,5	1/25	1/37,5	1/50	1/125
	$\lambda_d$	1/0,05	1/0,08	1/0,11	1/0,15	1/0,19	1/0,22	1/0,35

**TAB IV.3:** Incompatibilité ente la similitude des courants et de la houle pour le plexiglas

On note que la compatibilité est réalisable pour les échelles assez grandes de l'ordre 1/20 pour la bakélite et de l'ordre de 1/150 pour le Plexiglas.

Le tableau IV.4. donne les valeurs de  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  obtenues en faisant varier  $\lambda_h$  entre 1/40 et 1/200 et  $\lambda_d$  entre 0,2 et 2 pour les valeurs de  $\lambda_{\gamma s}$  égales à 1/4 et des valeurs de  $\lambda_L$  égales à 300, 400 et 500.

$\lambda_{ys}$	$\lambda_L$	$\lambda_h$	$\lambda_d$	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$
1/4 Bakélite	1/300	1/50	1/0,6	0,61	0,97	1,28
		1/60	1/0,6	0,53	0,96	0,98
	1/400	1/60	1/0,5	0,57	0,92	1,08
		1/70	1/0,6	0,53	0,94	1,03
		1/80	1/0,8	0,50	0,98	1,13
		1/80	1/0,6	0,52	0,92	1,06
1/8 Plexiglas	1/300	1/40	1/0,2	0,74	1,0	0,95
		1/50	1/0,2	0,62	0,98	0,68
	1/400	1/60	1/0,2	0,60	0,96	0,70
		1/70	1/0,4	0,61	1,09	1,09
		1/80	1/0,6	0,60	1,17	1,34
		1/80	1/0,4	0,67	1,09	1,37
1/500	1/70	1/0,4	0,60	1,07	1,12	
	1/80	1/0,4	0,60			

Tab IV.4: La variation des coefficients  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  en fonction des échelles

Le tableau montre qu'il est pratiquement impossible de satisfaire simultanément aux trois conditions  $\alpha = \beta = \gamma = 1$ . Il faut donc accepter que l'un des paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  ait une valeur nettement différente de l'unité, c'est à dire accepter d'attribuer moins d'importance à la reproduction en similitude de l'une des trois lois: début d'entraînement par les courants, début d'entraînement par la houle ou décantation.

Pour cela, il faut trouver un compromis entre les deux similitudes, en introduisant un coefficient  $\alpha$  dans la loi de début d'entraînement par les courants, un coefficient  $\beta$  dans la loi de début d'entraînement par la houle et un coefficient  $\gamma$  dans la loi de décantation commune aux courants et à la houle.

En terme de rapports de similitude ces trois lois s'écrivent alors:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \lambda_{D^*} = \alpha \lambda_{R^*}^{4/5} & \text{Pour les courants} \\ \lambda_{D^*} = \beta \lambda_{R^*}^{4/5} & \text{Pour la houle} \\ \frac{\lambda_{D^*}}{\lambda_v} = \gamma \frac{\lambda_h}{\lambda_L} & \end{array} \right.$$

Si les coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  sont inférieurs à l'unité, le matériau sera moins mobile sur le modèle que dans la nature; s'ils sont supérieurs à l'unité, le matériau sera plus mobile que dans la nature. De même, si le coefficient  $\gamma$  est inférieur à l'unité, le matériau décantera plus rapidement sur le modèle que dans la nature et, s'il est supérieur à l'unité, la décantation sera moins rapide sur le modèle que dans la nature.

Les trois relations ci-dessus constituent un système de trois équations à 7 inconnues:  $\lambda_{\gamma_s}$ ,  $\lambda_L$ ,  $\lambda_h$ ,  $\lambda_d$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ . Nous fixons les valeurs de 4 paramètres à savoir  $\lambda_{\gamma_s}$ ,  $\lambda_L$ ,  $\lambda_h$ ,  $\lambda_d$ . Les valeurs de  $\alpha$ ,  $\beta$ , et  $\gamma$  sont alors déterminées par les formules:

$$\alpha = \lambda_p^{1/3} \lambda_h^{1/10} \lambda_d^{-1/5} \dots\dots\dots (IV.27)$$

$$\beta = \lambda_p^{1/3} \lambda_L^{2/5} \lambda_h^{4/5} \lambda_d^{-1/5} \dots\dots\dots (IV.28)$$

$$\gamma = \lambda_p^{2/3} \lambda_L^{-1} \lambda_h^{3/2} \lambda_d^{-1} \dots\dots\dots (IV.29)$$

Si l'on constate que le sable est principalement mis en mouvement par la houle et en suite transporté par les courants jusqu'à décantation, il est préférable d'attacher une plus grande importance à la similitude du début d'entraînement par la houle et à la décantation dans les courants.

#### IV.2.4- Détermination des échelles des débits solides

##### - Pour les courants

D'après la formule de Meyer-Peter et Muller:

$$q_s = A(\tau_o - \tau_c)^{3/8} \text{ Avec } A = \left(\frac{g}{\gamma}\right)^{1/2} \frac{\gamma_s}{\gamma_s - \gamma}$$

qui peut s'écrire:

$$q_s = 8 \left( \frac{\gamma_s}{\gamma_s - \gamma} \right) \left( \frac{1}{\rho} \right)^{1/2} (\tau - 0,047 \gamma_s d)^{3/2} \quad (\text{IV.30})$$

Soit encore

$$\frac{q_s}{\rho U_*^3} = \frac{8}{1 - \frac{\rho}{\rho_s}} \left( 1 - 0,047 \frac{\gamma_s d}{\rho U_*^2} \right)$$

Posons  $\lambda = \frac{\gamma_s d}{\rho U_*^2}$  en terme d'échelle

$$\lambda_\lambda = \frac{\lambda_{\gamma_s} \lambda_d}{\lambda_{U_*^2}}$$

Compte tenu de  $\lambda_{U_*} = 1$  et  $\lambda_R = 1$

On trouve  $\lambda_\gamma = 1$

L'équation (IV.30) s'écrit :

$$\frac{q_s}{\rho U_*^3} = \frac{8 \rho_s}{\rho_s - \rho} F(Y)$$

En terme d'échelle

$$\frac{\lambda_{q_s}}{\lambda U_*^3} = \frac{8 \rho_s}{\lambda_{\gamma_s}} \quad (\text{IV.31})$$

Compte tenu de  $\lambda_{U_*} = \lambda_h \lambda_L^{-1/2}$

On trouve

$$\lambda_{q_s} = \frac{\lambda_{\rho_s} \lambda_h^3}{\lambda_{\gamma_s} \lambda_L^{3/2}} \quad (\text{IV.32})$$

Le débit volumique serait égal donc à

$$\lambda_{Q_s} = \frac{\lambda_h^3}{\lambda_{\gamma_s} \lambda_L^{3/2}} \quad (\text{IV.33})$$

Avec  $Q_s = q_s \rho_s$

Pour la détermination des temps sédimentologiques, on utilise la relation classique:

$$Q_s = V_s / t \quad \text{Avec } V_s = C V_{tot}$$

C; étant la compacité

D'où

$$Q_s = V_{tot} \cdot t \quad \text{Où } t = C V_{tot} Q_s$$

D'où

$$\lambda_t = \lambda_c \lambda_h^{-2} \lambda_{ys} \lambda_L^{7/2} \quad (\text{IV.34})$$

### - Pour le cas de la houle

#### \* Transport par le transit littoral

D'après la formule donnée par le LCHF.

$$Q_s = H^2 T K (g C) f(\alpha) \quad (\text{IV.35})$$

où:

$\alpha$ : L'angle des crêtes avec la ligne du côte

$f(\alpha)$ : une fonction de l'angle  $\alpha$

$K$ : Coefficient du transport du matériau

$C$ : La cambrure

En terme d'échelle :

$$\lambda_{Q_s} = \lambda_H^2 \lambda_T \lambda_K \quad (\text{IV.36})$$

Pour la détermination du temps sédimentologique, on utilise la relation classique:

$$Q_s = V_s \cdot t \quad \text{Avec } V_s = H \cdot L^2$$

D'où on obtient

$$t = H^{1/2} \left( \frac{H}{L} \right)^2 K \quad (\text{IV.37})$$

En terme d'échelle

$$\lambda_t = \lambda_H^{1/2} \left( \frac{\lambda_H}{\lambda_L} \right)^2 \lambda_K \quad (\text{IV.38})$$

#### \* Transport dans le profil

Le volume transporté en  $m^3/m$  à différentes profondeurs  $d$  serait donné par l'expression :

$$V \text{ m}^3/\text{m} = f(d) \sum H^2 T t \quad (\text{IV.39})$$

D'où on obtient

$$Q_s = f(d) \sum H^2 T \quad (IV.40)$$

Où  $f(d)$  coefficient qui dépend de la profondeur  $d$

En terme d'échelle

$$\lambda_{Q_s} = \lambda_{f(d)} \lambda_H^2 \lambda_T \quad (IV.41)$$

Pour la détermination du temps sédimentologique, on utilise la formule classique:

$$\tau = H^{1/2} \left( \frac{H}{L} \right)^2 f(d) \quad (IV.42)$$

En terme d'échelle

$$\lambda_\tau = \lambda_H^{1/2} \left( \frac{\lambda_H}{\lambda_L} \right)^2 \lambda_{f(d)} \quad (IV.43)$$

#### IV.2.5- Détermination des échelles des vitesses et de la période

Pour une simple de première approximation, la vitesse orbitale par:

$$U = \frac{\sigma H C h(k Y)}{2 S h(k h)} \cos(\sigma t - kx) \quad (IV.44)$$

Nous remarquons que pour l'échelle des vitesses  $\lambda_U$  soit constante, il faut respectivement que:  $\lambda_{Ch(kY)}$  et  $\lambda_{sh(kh)}$  soient constants et ceci n'est possible que si  $kY$  et  $kh$  sont égaux pour le modèle et le prototype

$$(\lambda_H = \lambda_h) \quad (IV.45)$$

Donc:

L'échelle des hauteurs des vagues = l'échelle des profondeurs d'eau en terme d'échelle l'équation (IV.46) s'écrira :

$$\lambda_H = \lambda_\sigma \lambda_H$$

Avec :  $\sigma = 2\pi / T$  ou  $\lambda_\sigma = 1 / \nu_T$

D'où

$$\lambda_U = \lambda_H \cdot \lambda_T \quad (IV.47)$$

L'échelle des périodes peut être établie à partir de la relation des échelles suivantes:

$$\lambda_L = \lambda_{C^*} \cdot \lambda_T$$

Et d'après la théorie de premier ordre, la célérité aura pour expression :

$$C = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(kh)} \quad \text{Par conséquent}$$

$$\lambda_{C^*} = \sqrt{\lambda_g \lambda_L \lambda_{\tanh(kh)}}$$

et comme  $\lambda_{\tanh(kh)}$  doit être égal à 1 pour avoir  $\lambda_{C^*}$  constant

$$\lambda_{C^*} = \lambda_L^{1/2} \quad (IV.48)$$

$$\lambda_U = \lambda_H \lambda_L^{-1/2} \quad (IV.49)$$

Dans le cas de l'action combinée de la houle et du courant, la contrainte du fond s'exprime comme suit:

$$\tau = \rho g h i = \rho U^{*2}$$

avec :

$$U^* = V g^{1/2} \cdot C$$

D'où

$$\lambda_\tau = \lambda_p (\lambda_{U^*})^2 \quad (IV.50)$$

En tenant compte de l'expression de  $U^*$  et pour  $\lambda_g = \lambda_p = 1$ , il vient:

$$\lambda_\tau = \lambda_h^2 \lambda_L^{-1} \quad (IV.51)$$

et

$$\lambda_{U^*} = \lambda_h \lambda_L^{-1/2}$$

En tenant compte de la relation (IV.39) on a :

$$\lambda_{U^*} = \lambda_U \quad (IV.52)$$

De plus, pour avoir des échelles de vitesse des courants égales à celles des orbitales, il faut avoir un coefficient de CHEZY identique dans le modèle et le prototype.



# CHAPITRE V

CONCEPTION ET REALISATION  
DU MODELE

**V-1: Origine des données:****V-1-1: Situation géographique:**

Zéralda se situe à environ 40 km vers l'Ouest de la capitale ALGER. devant la ville face à la mer, un port de plaisance de part et d'autre de l'embouchure de l'Ouest de MAZAFRAN Fig (V-1).

**V-1-2: Bathymétrie:**

En se basant sur les levées bathymétriques réalisés par le L.E.M (laboratoire d'études maritimes) en fin 94. Nous avons pu tracer les profils du site d'étude (40 profils), et déterminer leur pente moyenne.

Le profil choisi est le profil moyen ( $P_m$ ) qui se trouve entre les deux profils ( $P_1$ ,  $P_2$ ) qui se trouvent à gauche et à droite de l'axe de l'oued

$P_m$  sont représentés dans la figure (V-2)

**V1-3: Etude sédimentologique:**

En se basant sur les levés de l'échantillonnage granulométrique (80 échantillons) effectués par le L.E.M en janvier 95 en ballant tout le site de Zéralda à des profondeurs du (0, -5, -10, -15m), on a pu faire une analyse granulométrique de tous les échantillons en traçant leurs courbes granulométriques représentatives (80 courbes).

Pour le choix de la courbe granulométrique à étudier, on a pris en compte les levés granulométrique qui se trouvent sur les deux profils  $P_1$ ,  $P_2$  et on a construit une courbe granulométrique étalée regroupant toute la gamme des diamètres existants dans les deux profils avec leur pourcentage moyen.

**A- Répartition granulométrique le long du profil**

D'après les courbes granulométriques, on remarque bien un triage granulométrique décroissant de la côte vers le large voir le tableau V-1

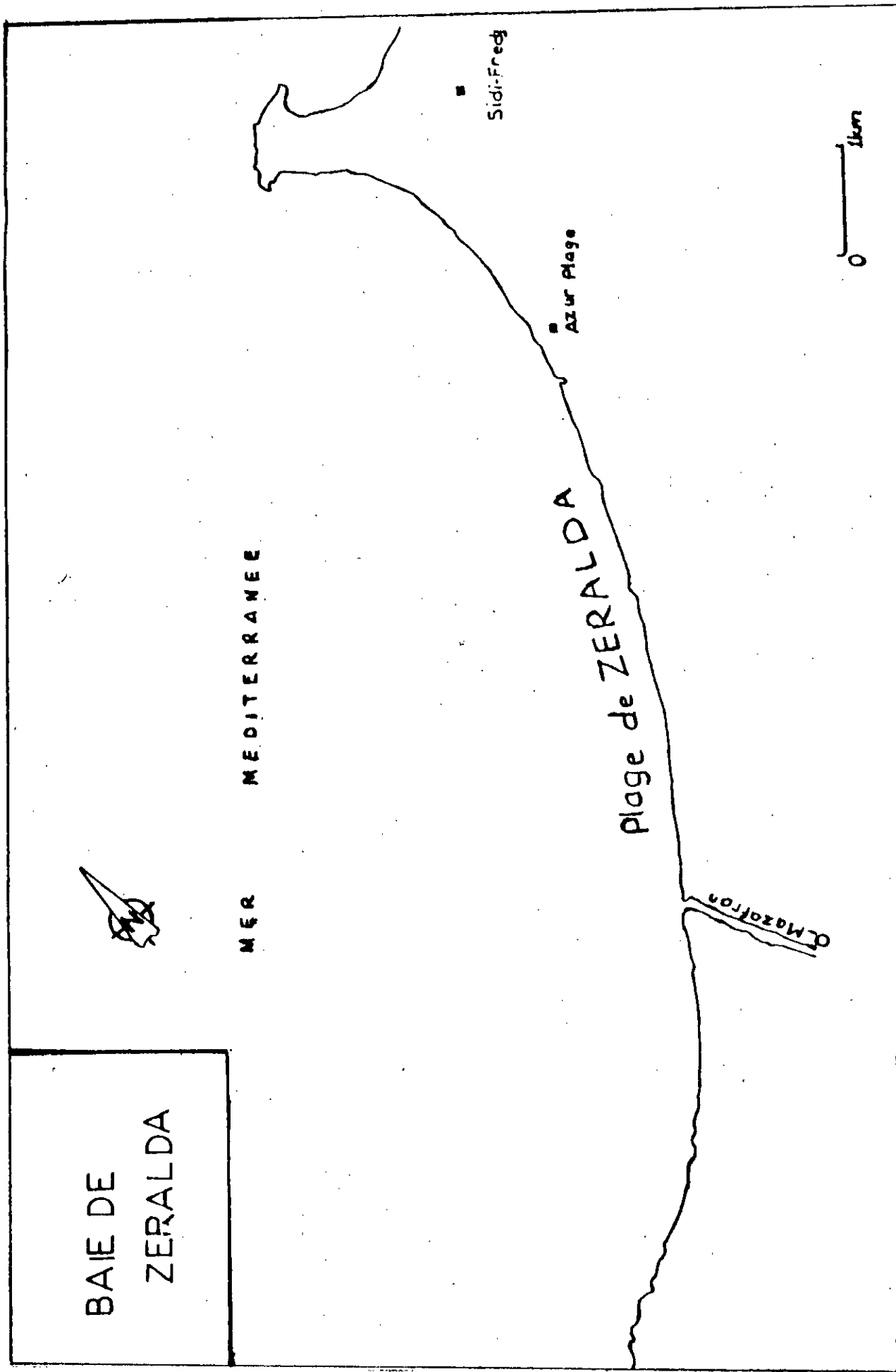


FIG V - 1: Situation géographique de la Baie de ZERALDA.

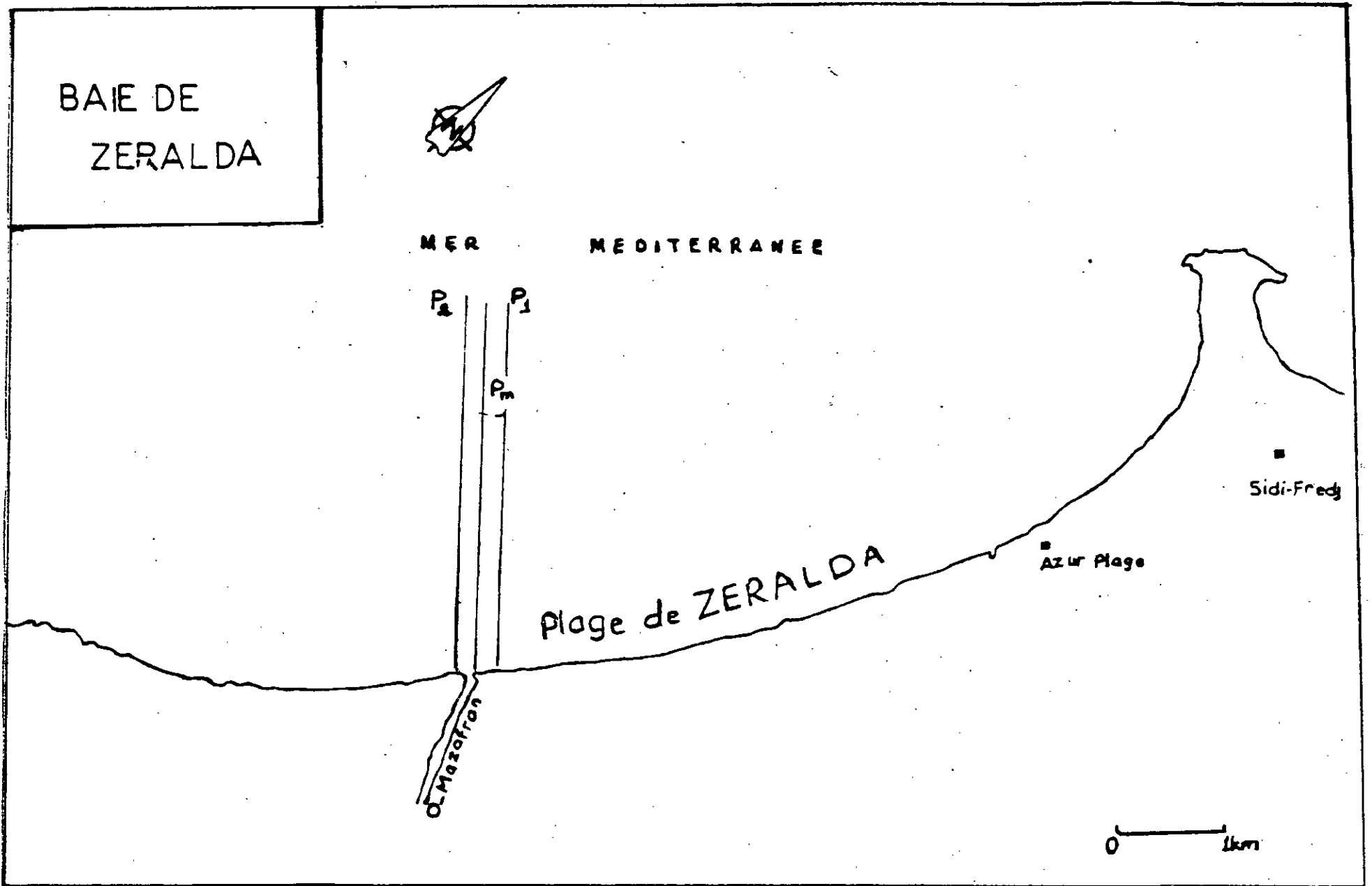


FIG V-2 : Position du profil moyen choisi.

Profondeur (m)	0	-5	-10	-15
Diamètre des grains D(mm)	[0, 279, 2.532 ]	[0,166, 1,434]	[0,019, 0,391]	[0,082, 0,169]
D <sub>50</sub> (mm)	1,49	0,49	0,141	0,130

**Tableau V-1:** Répartition granulométrique le long du profil

La figure V-3: représente la répartition dimensionnelle des grains dans le profil moyen.

## V-2.Choix du matériau utilisé:

Il faut choisir un matériaux mobile permettant de reproduire les formes et les évolutions de la plage sous l'effet des houles.

La réduction des diamètres avec une échelle très petite nous donne pour le modèle un matériaux trop fin présentant de la cohésion et manquant de mobilité.

Il est donc nécessaire de distordre le matériau, c'est à dire de choisir un matériau plus grossiers, mais en contre part plus léger, afin qu'il y a sur le modèle un comportement satisfaisant sous l'effet de la houle.

La liste des matériaux disponibles proposés est la suivante:

Type de matériaux	Plastique						Bois	Roche	
Matériaux	Plexiglace	Polyacétal	P.M.M.P	Polycarbonate	PVC	Backelite	Sérure de Bois	Pière ponce	Siporex
Densité	1,18	1,18	1,19	1,20	1,3-1,4	1,4	1,1	1,4	1,45

**Tableau V-3 la liste des matériaux proposés**

Pour des raisons techniques (broyage) et économiques (prix) on a opté pour le siporex (disponible au laboratoire).

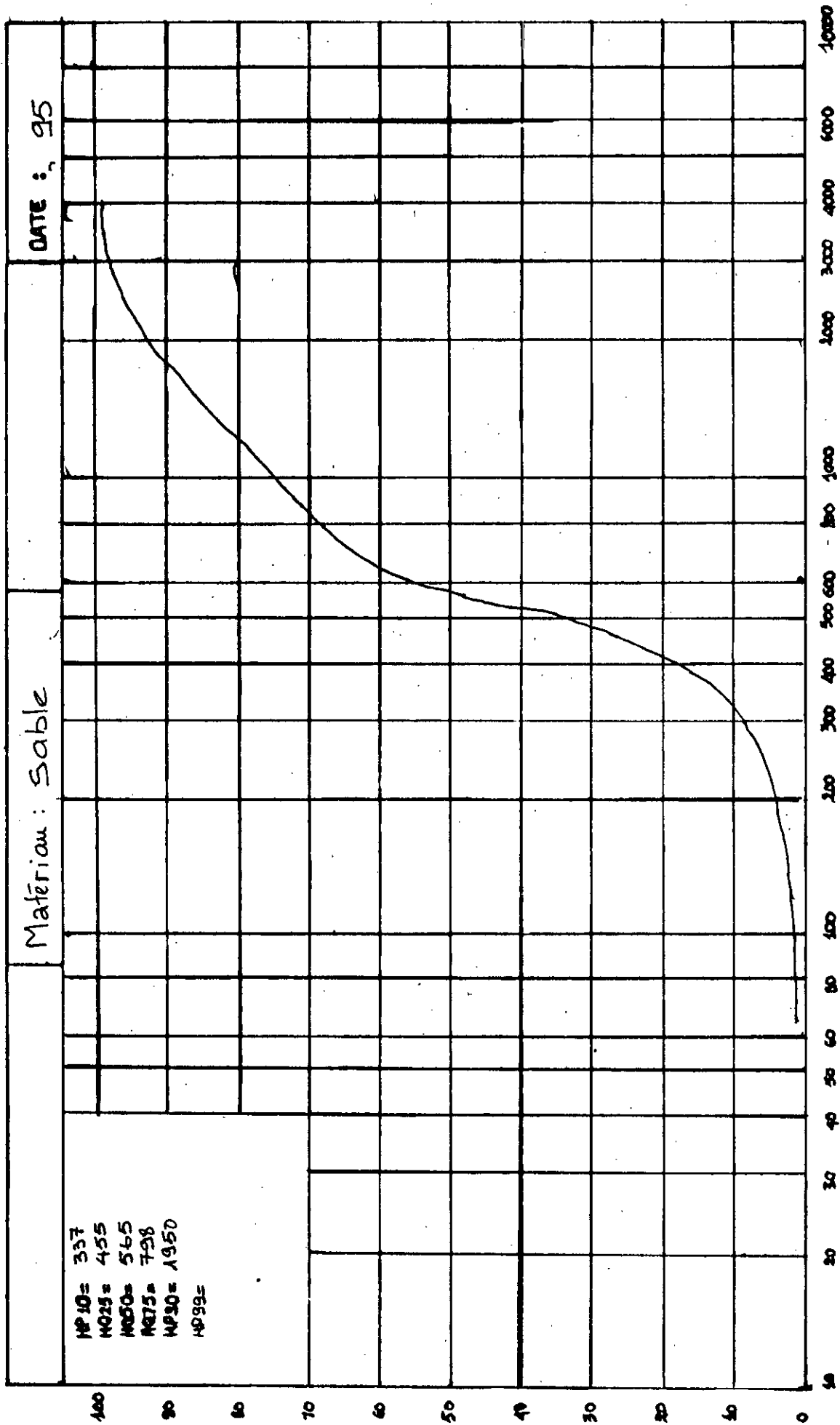


FIG I-3 : Répartition granulométrique dans le poids moyen. Pm

Ce matériau possède les caractéristiques suivantes:

- Densité:  $d = 1,45$  déterminée par la méthode classique (masse, volume).

En remarque que la densité varie en fonction de la répartition granulométrique et la concentration des particules fines.

- Compacité:  $C = 0,34$  déterminée en mesurant le volume des vides et le volume total d'un échantillon de siporex.

- Vitesse de chute en eau calme: en mesurant le temps mis par une particule de diamètre  $D$  le long d'un parcours bien déterminé voir fig V-4.

### **V-3: choix des échelles du modèle:**

Les échelles du modèle ont été choisies de telle façon à satisfaire:

- une similitude hydraulique (géométrique, cinématique, dynamique).

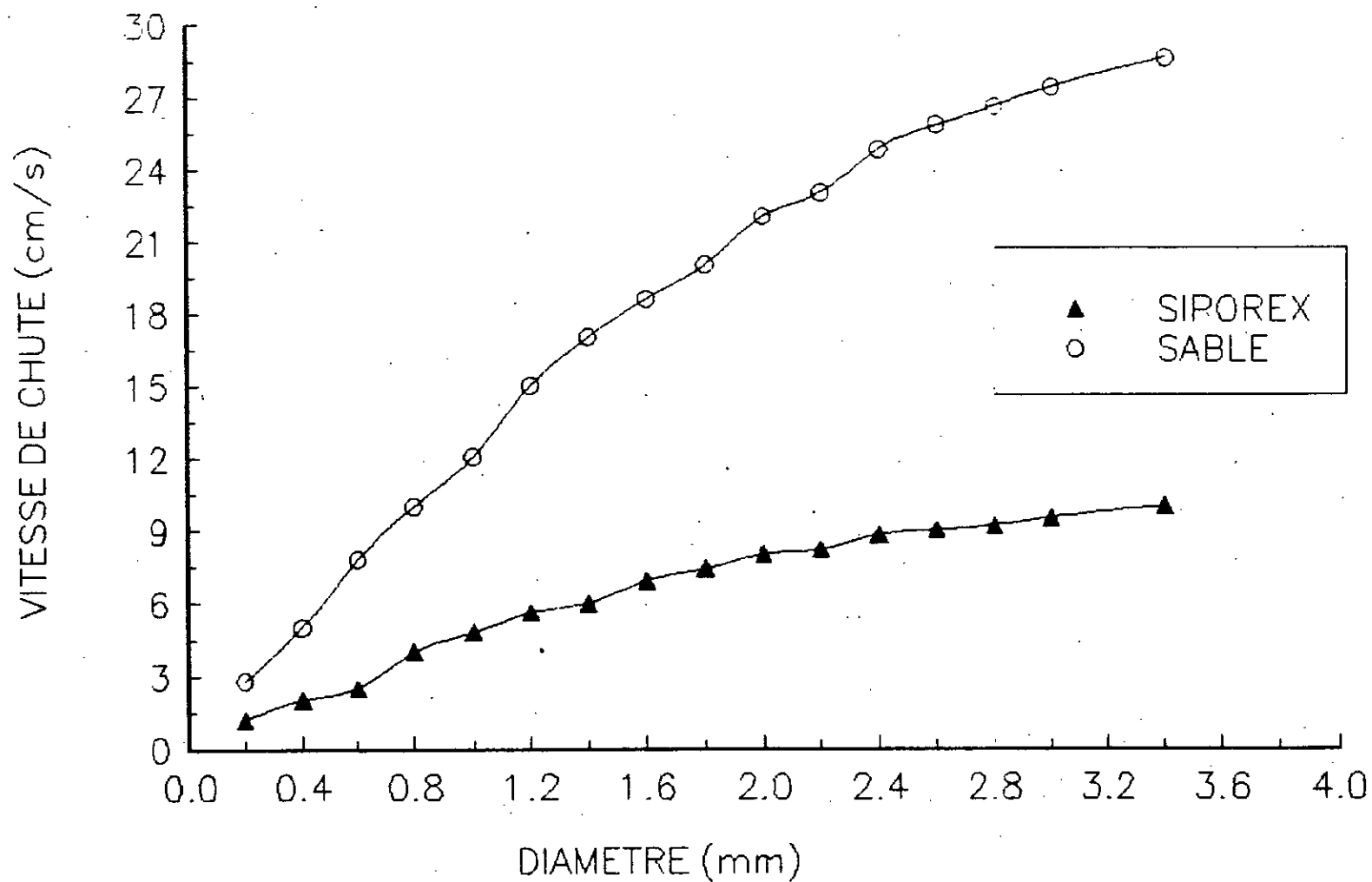
- une similitude sédimentologique: pour reproduire des mouvements sédimentaires homologues sur le modèle à ceux de la nature respectée:

a- La conservation de la loi de début d'entraînement

b- une conservation des trajectoires des particules en suspension dans le courant de houle avec une approximation.

FIG 7.4: VITESSE DE CHUTE EN EAU CALME

SIPOREX  $d=1.45$  SABLE  $d=2.65$





Les échelles obtenues sont récapitulées dans le tableau V-4

Dimension en plan	$\lambda_l$	1/144
Profondeur	$\lambda_h$	1/32
La distorsion	$\Delta$	4,5
Dimension des grains	$\lambda_D$	1,54
Densité apparente	$\lambda_{\gamma_s}$	1/3,67
Hauteur	$\lambda_H$	1/32
période	$\lambda_T$	1/5,65
Longueur d'onde	$\lambda_L$	1/32
Temps sédimentologique	$\lambda_t$	1/34,36
Débit solide	$\lambda_Q$	1/6

**Tableau V-4: Les échelles du modèle.**

#### **V.4.- Préparation du matériau**

##### **1. Broyage**

On a effectué le le broyage avec un grand broyeur à la briqueterie d'ELNADJAH à Réghaia d'une quantité estimée à 02 tonnes de siporex.

##### **2.- Tamisage**

On a effectué le tamisage au laboratoire (L.EM.) à l'aide d'une grande tamiseuse avec une série du tamis de norme AFNOR.

##### **3.- Préparation de fond mobile**

D'après la courbe granulométrique représentative du site Fig. V.3., et avec l'échelle des diamètres des grains, on a construit une courbe granulométrique représentative du matériau voir Fig (V.5) et Fig (V.6).

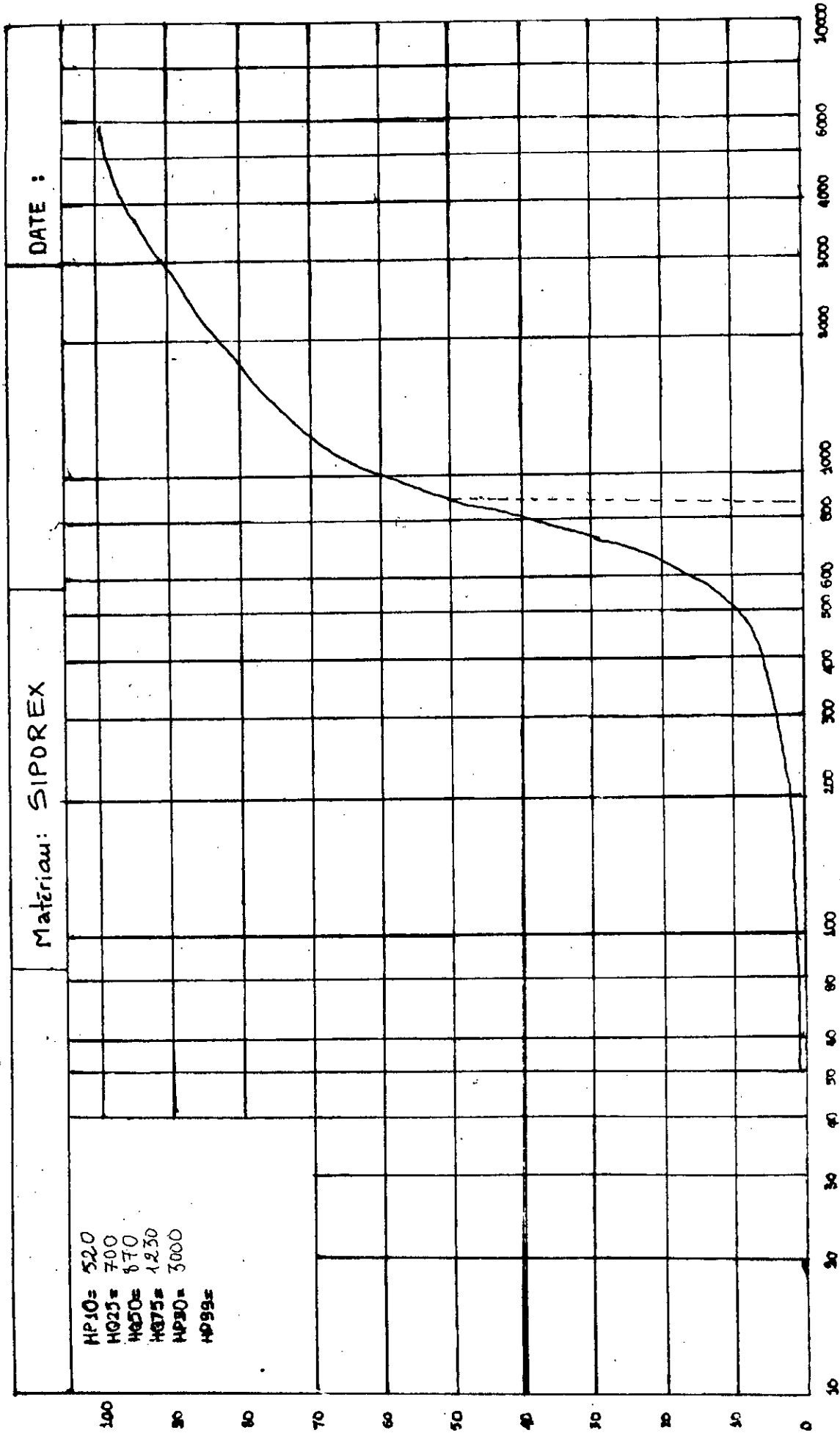


FIG.-V-5: Courbe granulométrique représentative du matériau utilisé dans le modèle.

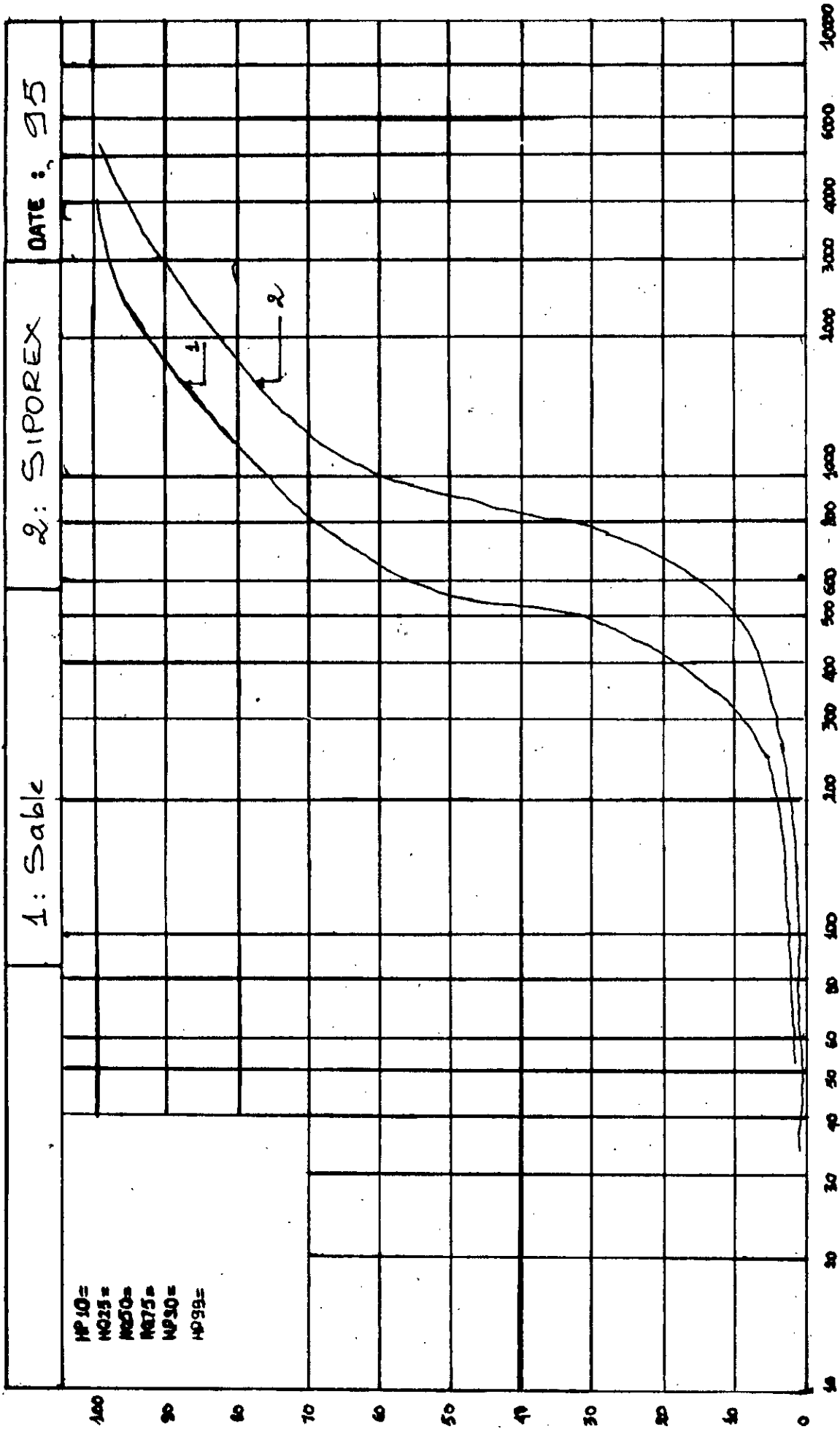


FIG. I-6: Courbes granulométriques représentatives des deux matériaux.

---

## **V.5.- Réalisation et description du modèle**

### **V.5.1.- Description du modèle**

Les essais ont été effectués dans un canal à houle au laboratoire (L.E.M), le canal a les caractéristiques suivantes :

Longueur : 39 m

Largeur : 0,6 m

Hauteur : 1,10 m

Il est équipé:

- d'un générateur de houle installé à l'extrémité avale du canal et qui comprend essentiellement un volet batteur oscillant produisant un front de houle de longueur bien déterminé.
- d'une chambre de commande qui transmet au générateur de houle les informations concernant les caractéristiques de la houle sous forme de signal.
- une règle graduée pour les mesures des profondeurs
- une installation d'eau pour l'alimentation du canal en eau et sa vidange.

Les équipements sont schématisés dans la figure V.7.

### **V.5.2.- Exécution du modèle**

L'exécution du modèle consiste à reconstruire les pentes du profil 1994 de Zéralda avec l'échelle des longueurs et des profondeurs, en premier lieu à fond fixe pour le réglage hydraulique (reproduire les houles de nature sur le modèle) puis mettre la couche mobile (siporex).

### **V.5.3.- Mode opératoire**

Après mettre en place le matériau de fond, on procède comme suit:

- Alimenter le canal lentement en eau jusqu'à le niveau 0
- Générer la houle avec ces caractéristiques (T, H; L)
- Arrêter le fonctionnement de générateur lorsque le profil d'équilibre est atteint.
- Vider lentement le canal
- Prendre des mesures concernant les profondeurs.

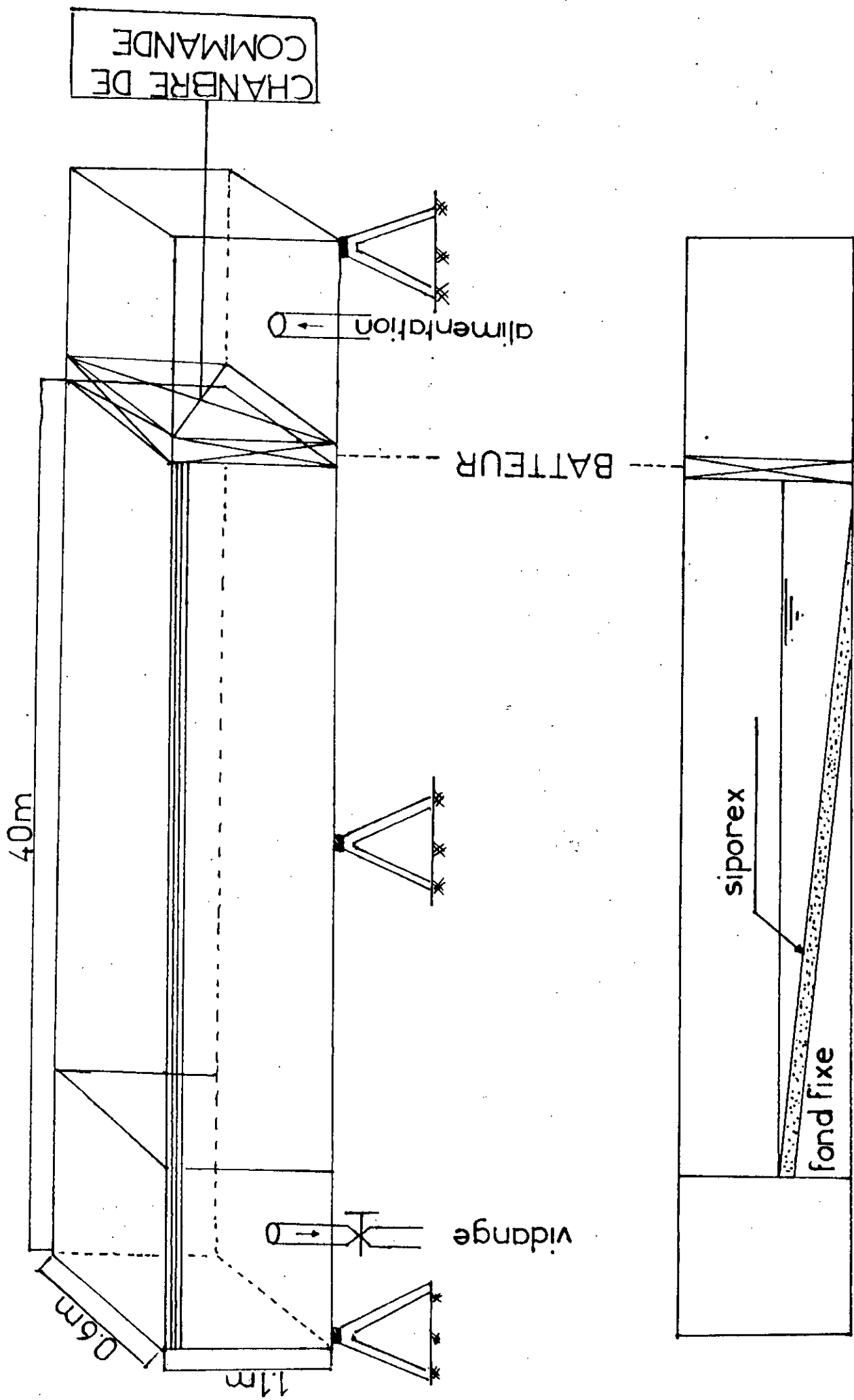


FIG. 7: CANAL A HOULE

# CHAPITRE VI

REGLAGE SEDIMENTOLOGIQUE  
ET APPLICATION

## Introduction

Pour réaliser un modèle sédimentologique qui peut prédire les futures évolutions des fonds marins, il faut faire un réglage sédimentologique qui consiste à reproduire les mêmes phénomènes sédimentologiques et océanographiques antérieurs sur le modèle réduit.

### VI.1.- Simulation des houles sur le modèle

Consiste essentiellement à vérifier que l'agitation due à la houle dans la région étudiée est semblable à celle de la nature en vérifiant que le déferlement se produit en des points homologues (nature et modèle), dans notre cas, nous avons réalisé un fond fixe (béton), les houles adoptées avaient les caractéristiques suivantes:

- Amplitude :  $H \in [0,5 , 7,5]$  en m
- Période :  $T \in [7 , 11,5]$  en S
- Temps d'action :  $t_a = 10$  min

On a remarqué pour ces houles que le déferlement se produit dans des régions semblables à celles de la nature.

### VI.2.- Essai proprement dits profils

Les critères de réglage sédimentologique retenue pour un modèle réduit de ce type consistent à reproduire les formes de plage, son profil en travers moyen et ces évolutions sous l'effet des houles, et la en mettant le matériau sur le canal avec une couche de 5 cm.

Les profils ont été levés avant essais et après essais (atteindre l'équilibre); l'équilibre de la plage a été déterminé en repérant périodiquement grâce à un marqueur sur la baie vitrée le tracé de profil jusqu'à sa stabilisation finale.



Le programme des essais avec les caractéristiques de la houle étudiée et leur temps d'action présenté dans le tableau VI.1.

Essai n°	Type de houle	Hs (m)	T (S)	L <sub>0</sub> (m)	t <sub>a</sub> (mn)
1	Irrégulière	0,81	7	76,5	90
2	Irrégulière	1,61	8	99,9	90
3	Irrégulière	2,30	9	126	90
4	Irrégulière	2,89	9,5	140,9	120
5	Irrégulière	3,00	10	168	120
6	Irrégulière	3,30	10	188,7	120
7	Irrégulière	4,19	11	180,9	120
8	Irrégulière	6,00	12	224,8	120

**Tab VI.1.** Caractéristiques des houles utilisées

Après chaque essai, on a prélevé des échantillons granulométriques à différentes profondeurs suivie d'un tamisage de chaque échantillon.

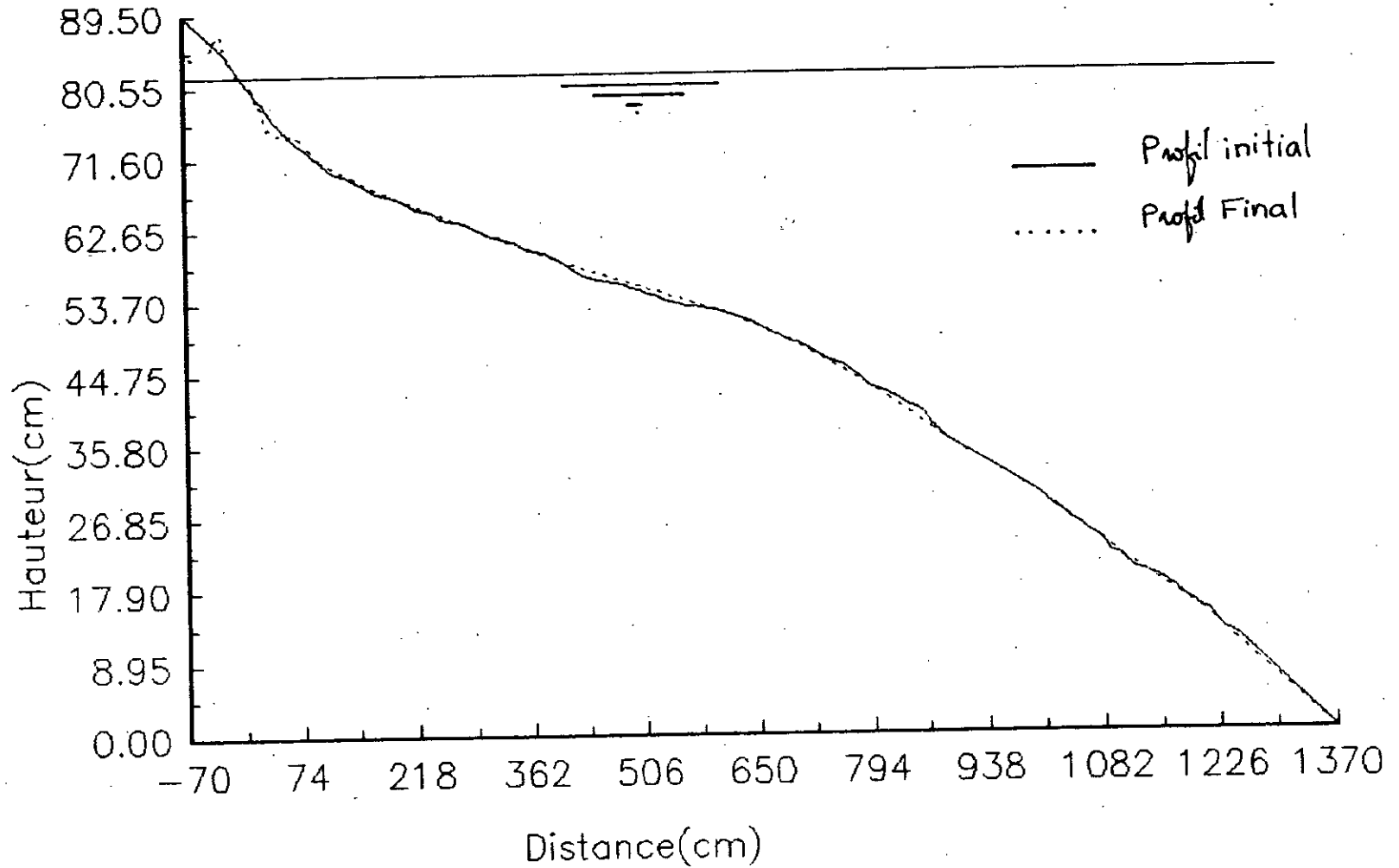
### **VI.3.- Présentation des résultats**

#### **VI.3.1.- Profils d'équilibre**

Les résultats sont présentés sous forme de graphe illustrant le profil initial et profil final. Après un temps d'action ( $t_a$ ) avec les caractéristiques de la houle: amplitude, la période et la cambrure  $C = H/L$  voir Fig (VI.a.1) au Fig (VI.a.8) et chaque graphe contient un agrandissement pour bien illustrer les profils obtenus.

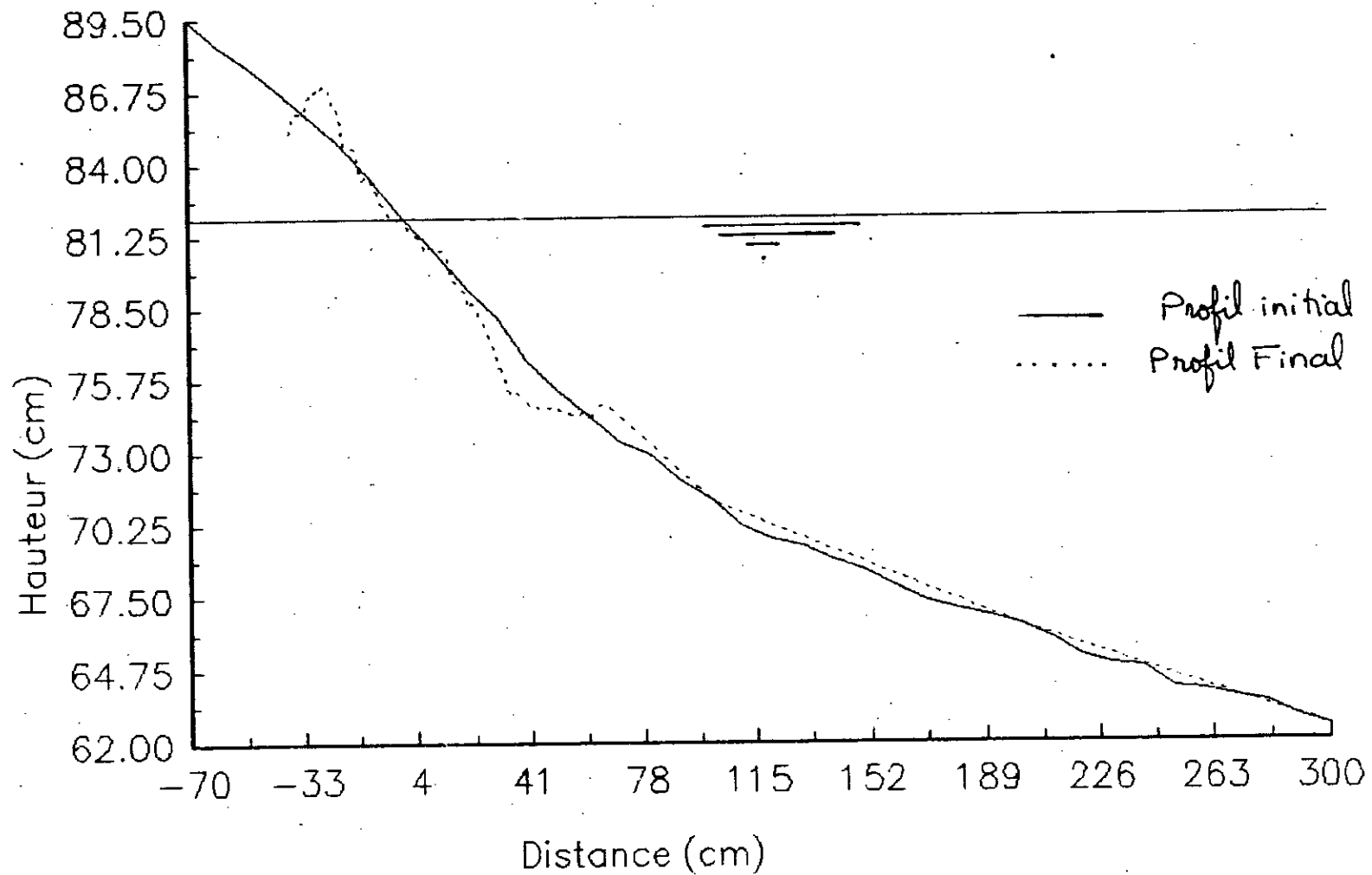
# FIG. a.1: Profil d'équilibre

Essai n=1 H=0.81 m, T=7S, C=0.01



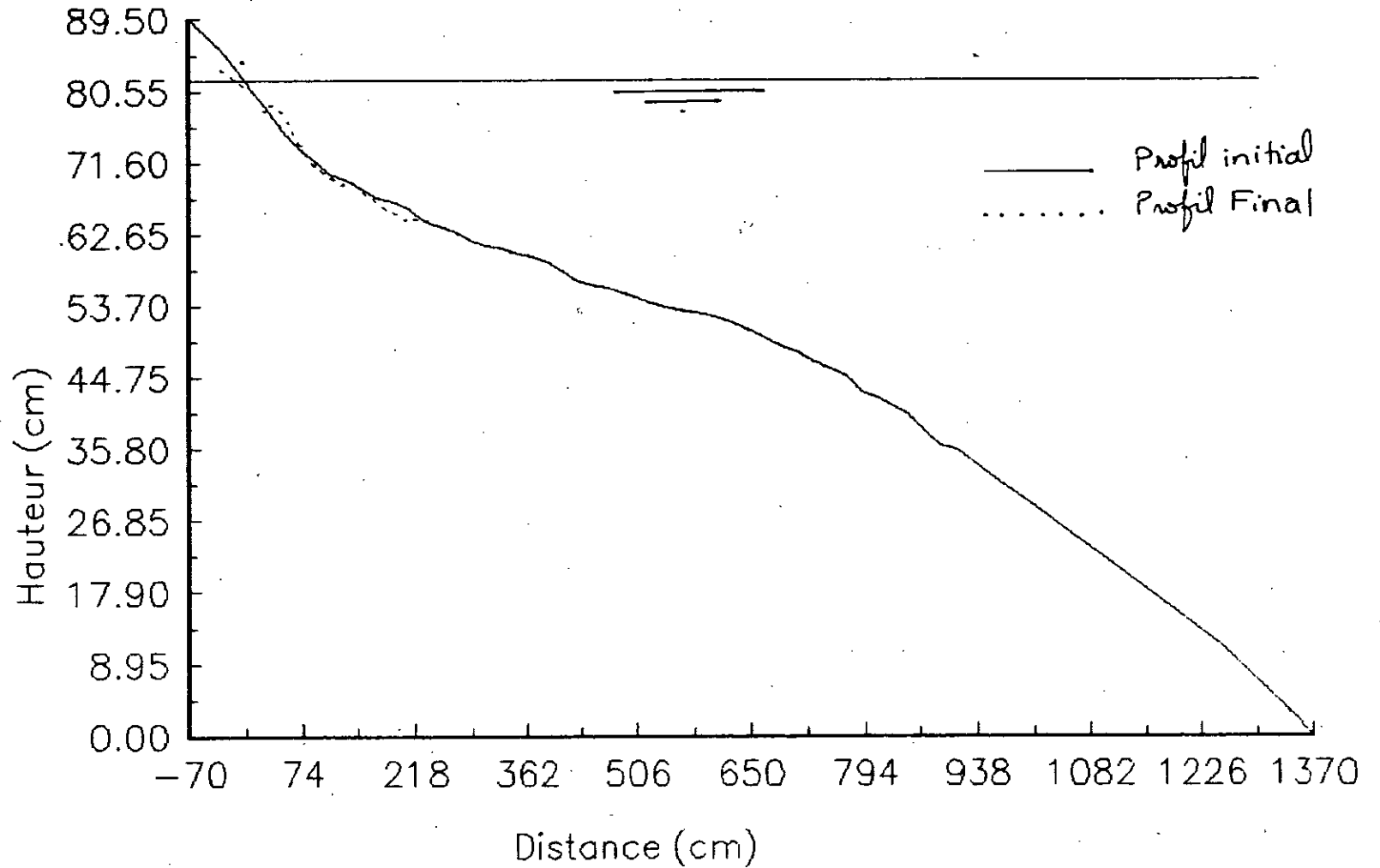
# Profil d'équilibre

Essai n=1 H=0.81 m T=7s t=1h30min C=0.01



# FIG V.a: Profil d'équilibre

Essai n=2 H=1.61 m T=8s t=1h30min C=0.016



# Profil d'équilibre

Essai n=2 H=1.61 m T=8s t=1h30min C=0.016

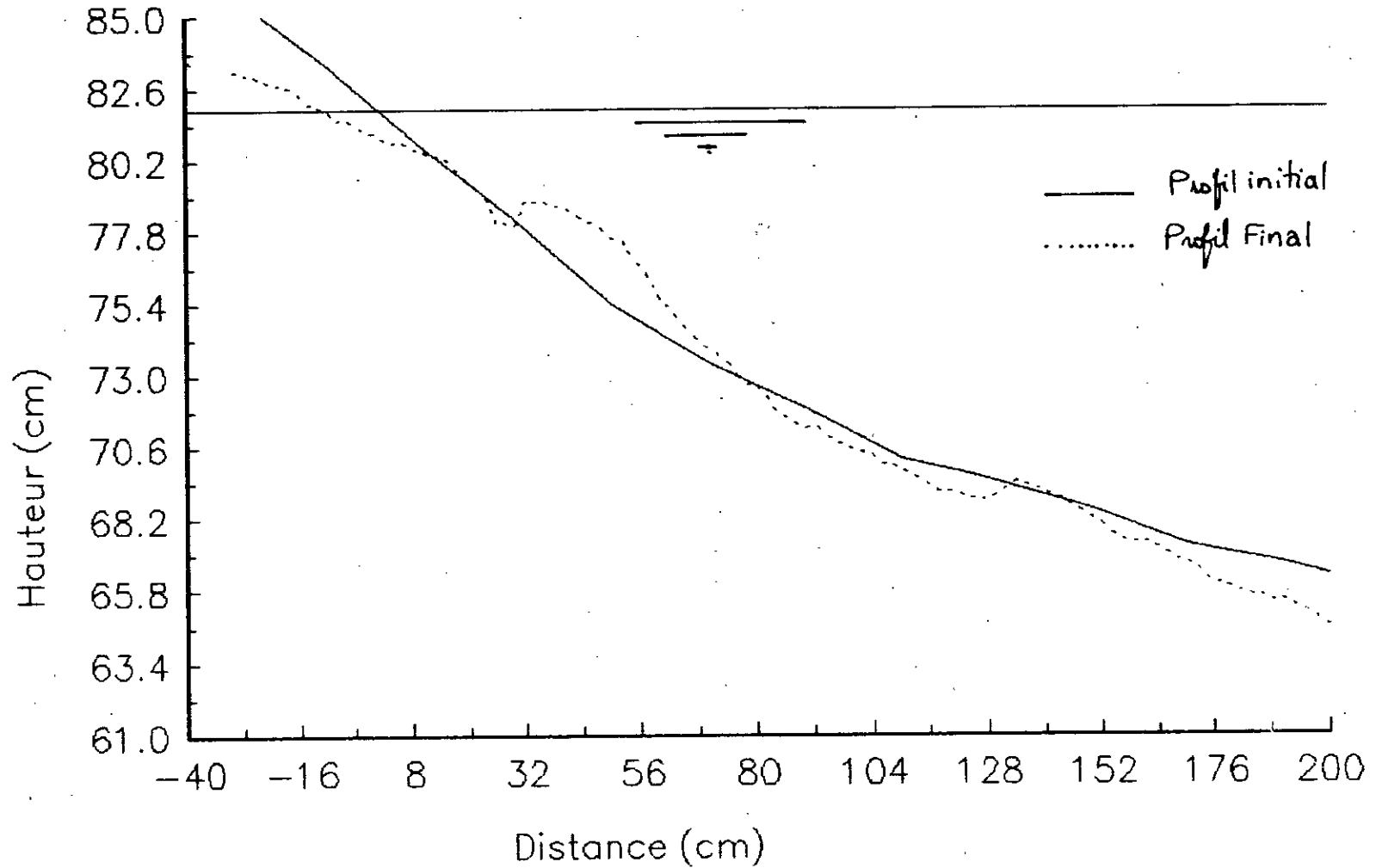
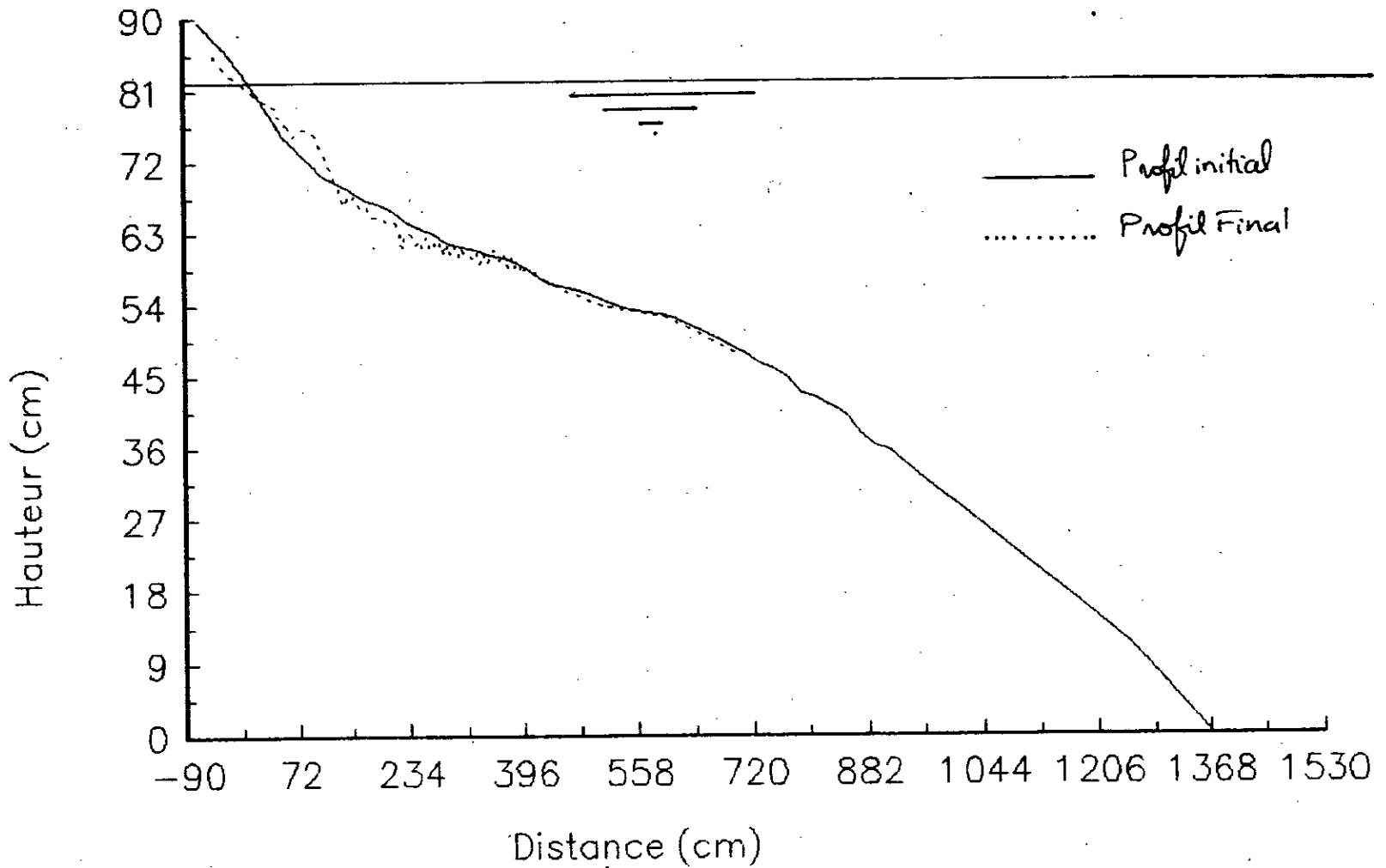


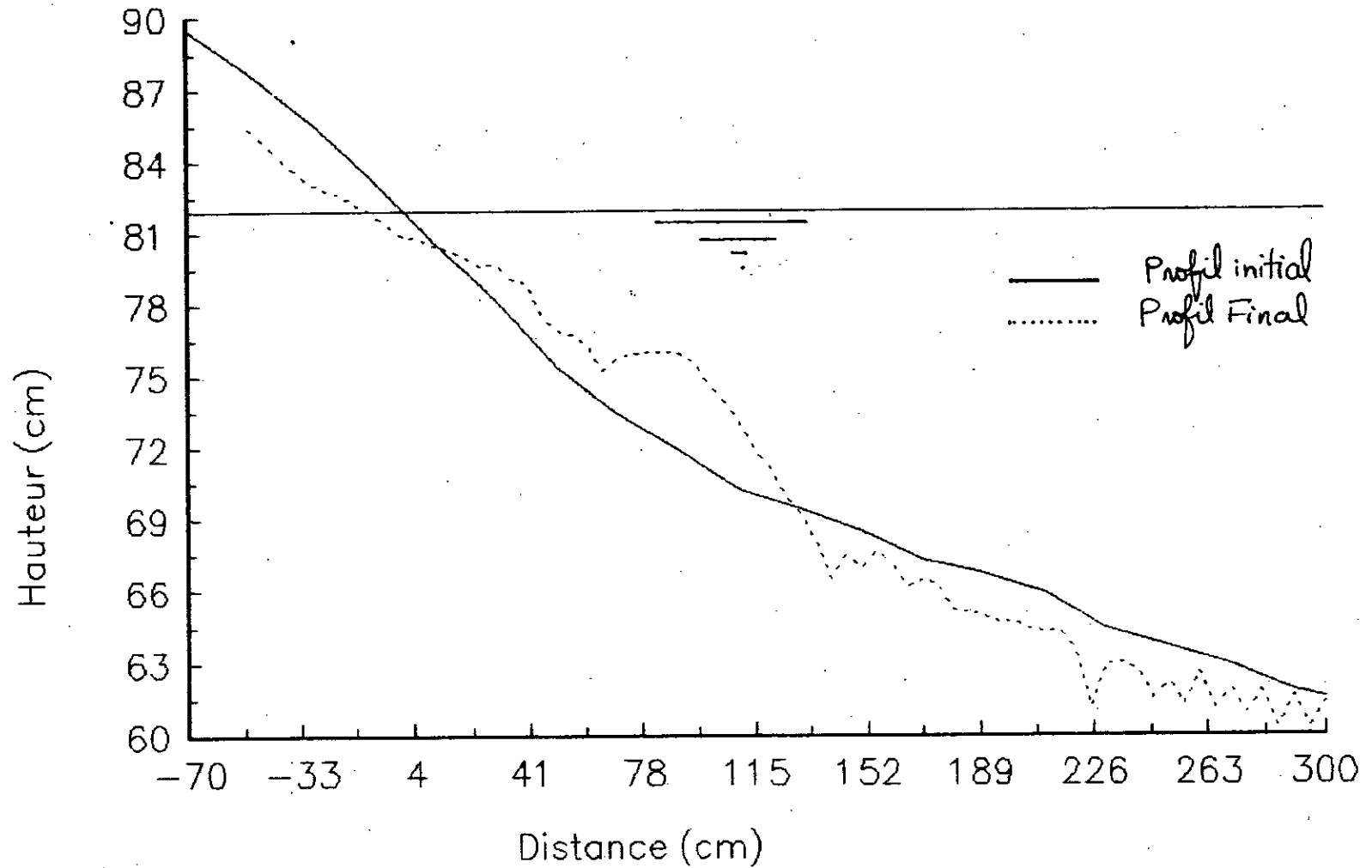
FIG VI.a.3: Profil d'équilibre

Essai n=3 H=2.3m T=9s t=2h C=



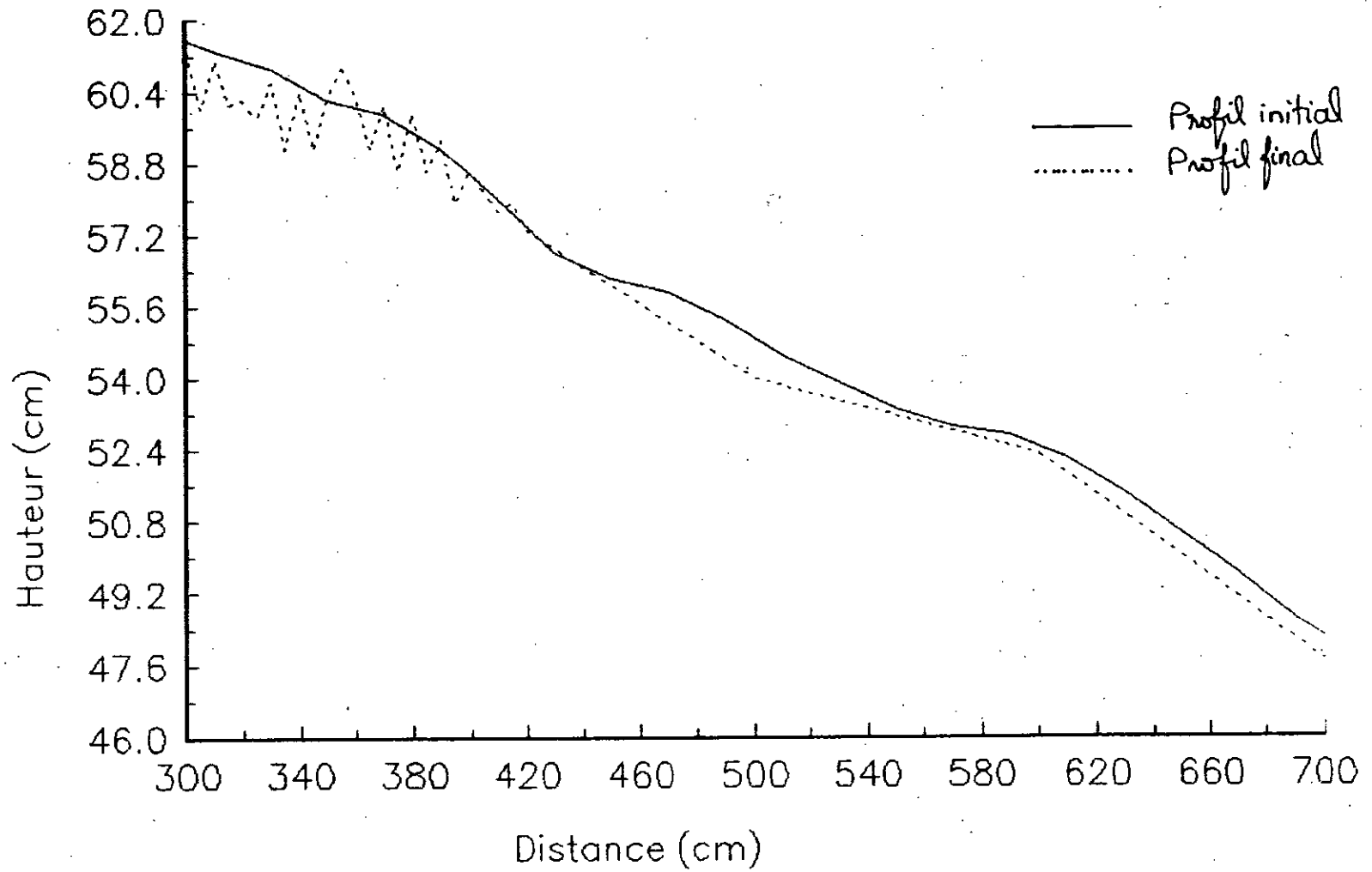
# Profil d'équilibre

Essai n=3 H=2.3m T=9s t=2h C=



# Profil d'équilibre

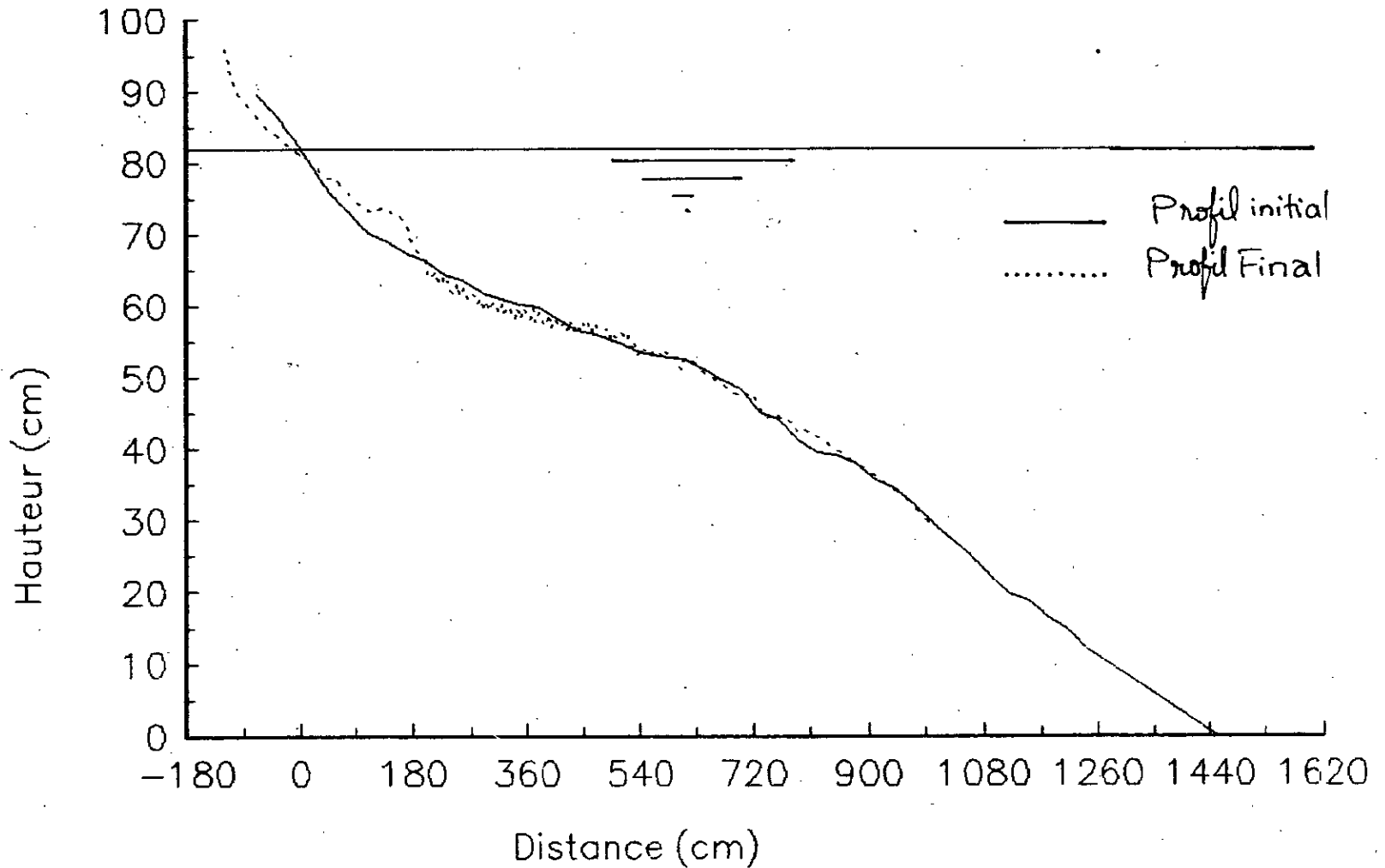
Essai n=3 H=2.3m T=9s t=2h C=





# FIG VI-a-4: Profil d'équilibre

Essai n=4 H=2.89m T=9.5S t=1h30min C=0.02



# Profil d'équilibre

Essai n=4 H=2.89m T=9.5S t=1h30min C=0.02

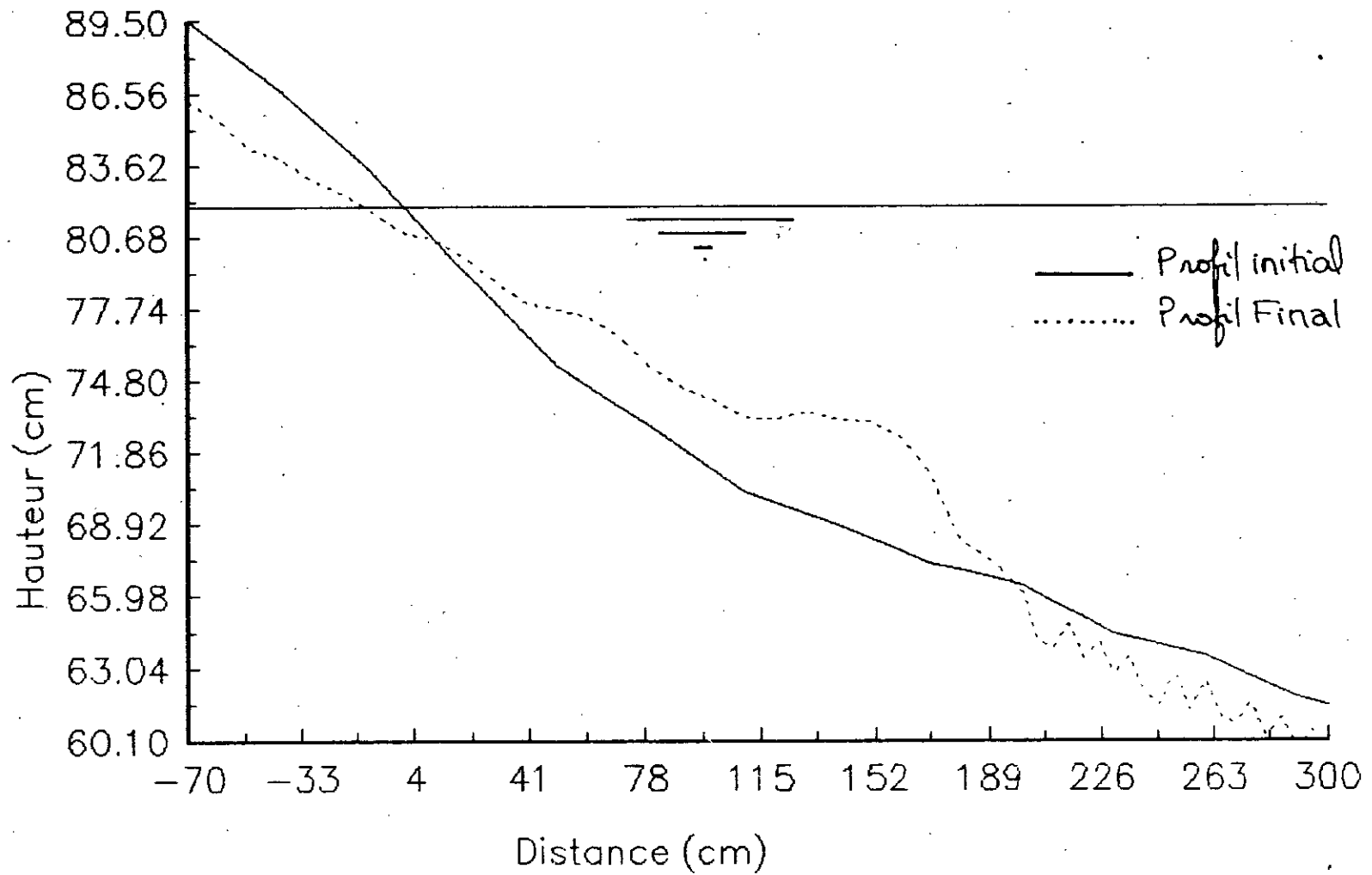
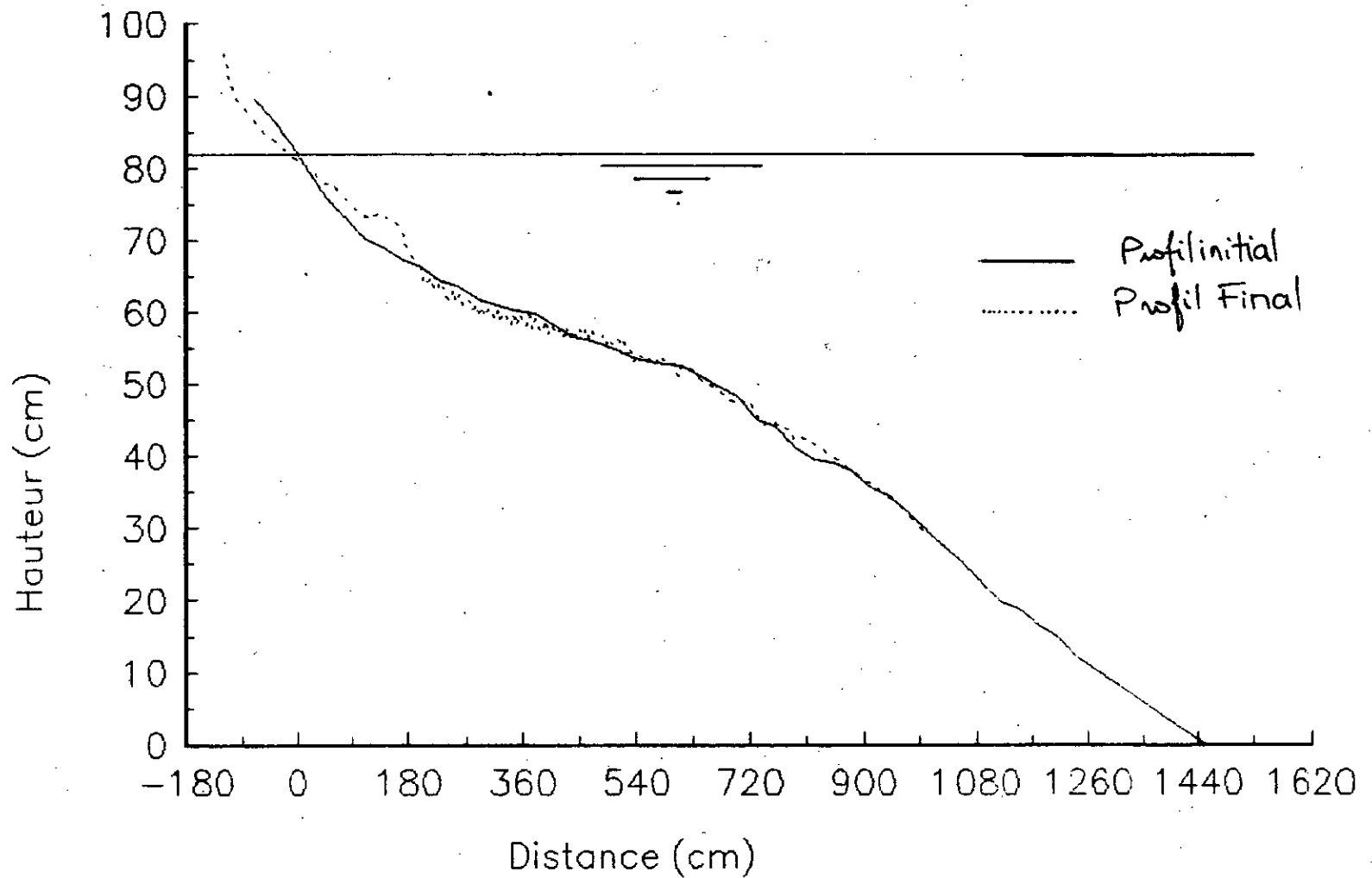


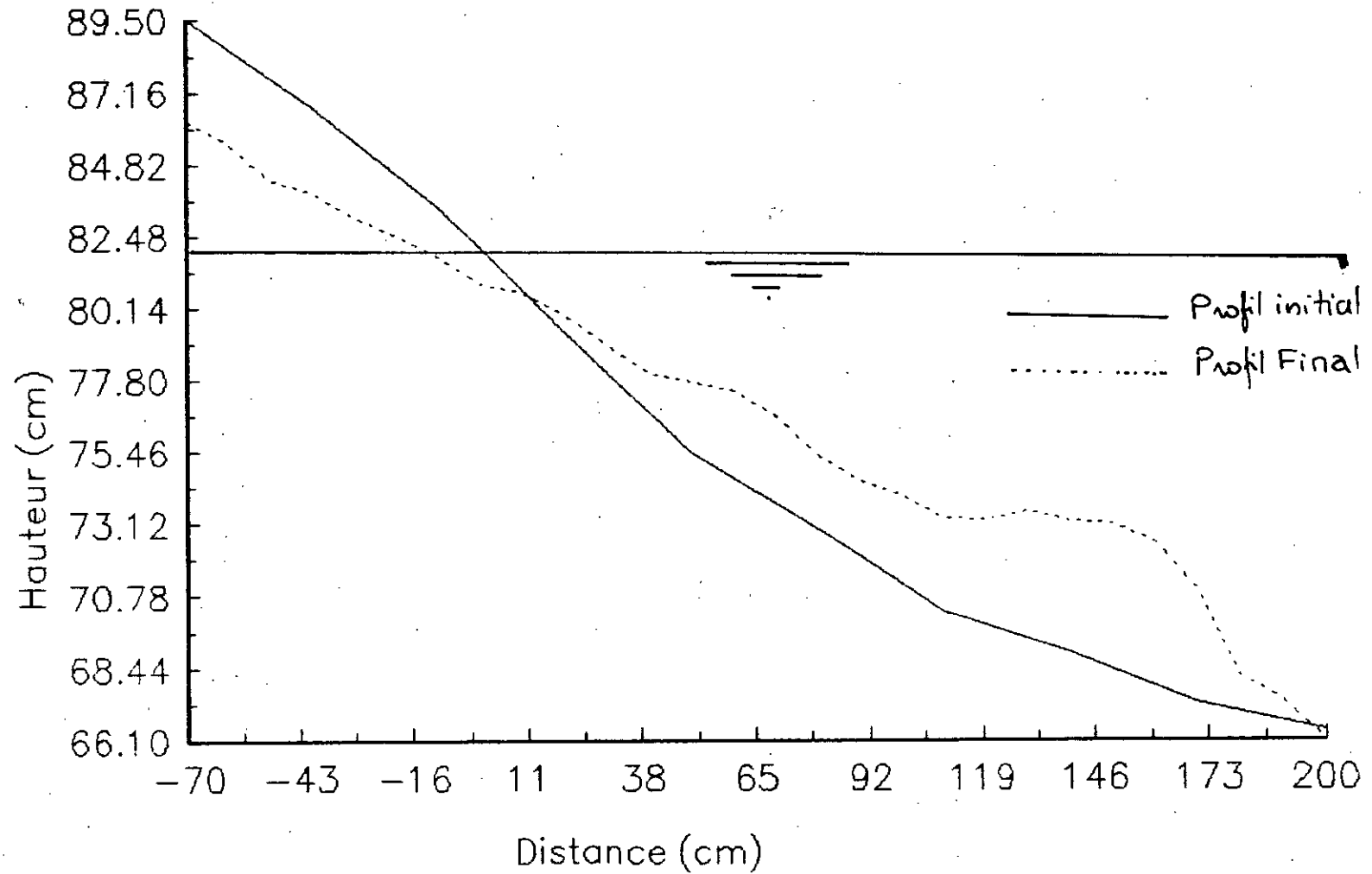
FIG VI-a-5: Profil d'équilibre

Essai n=5 H=3m T=10s t=2h C=0.017



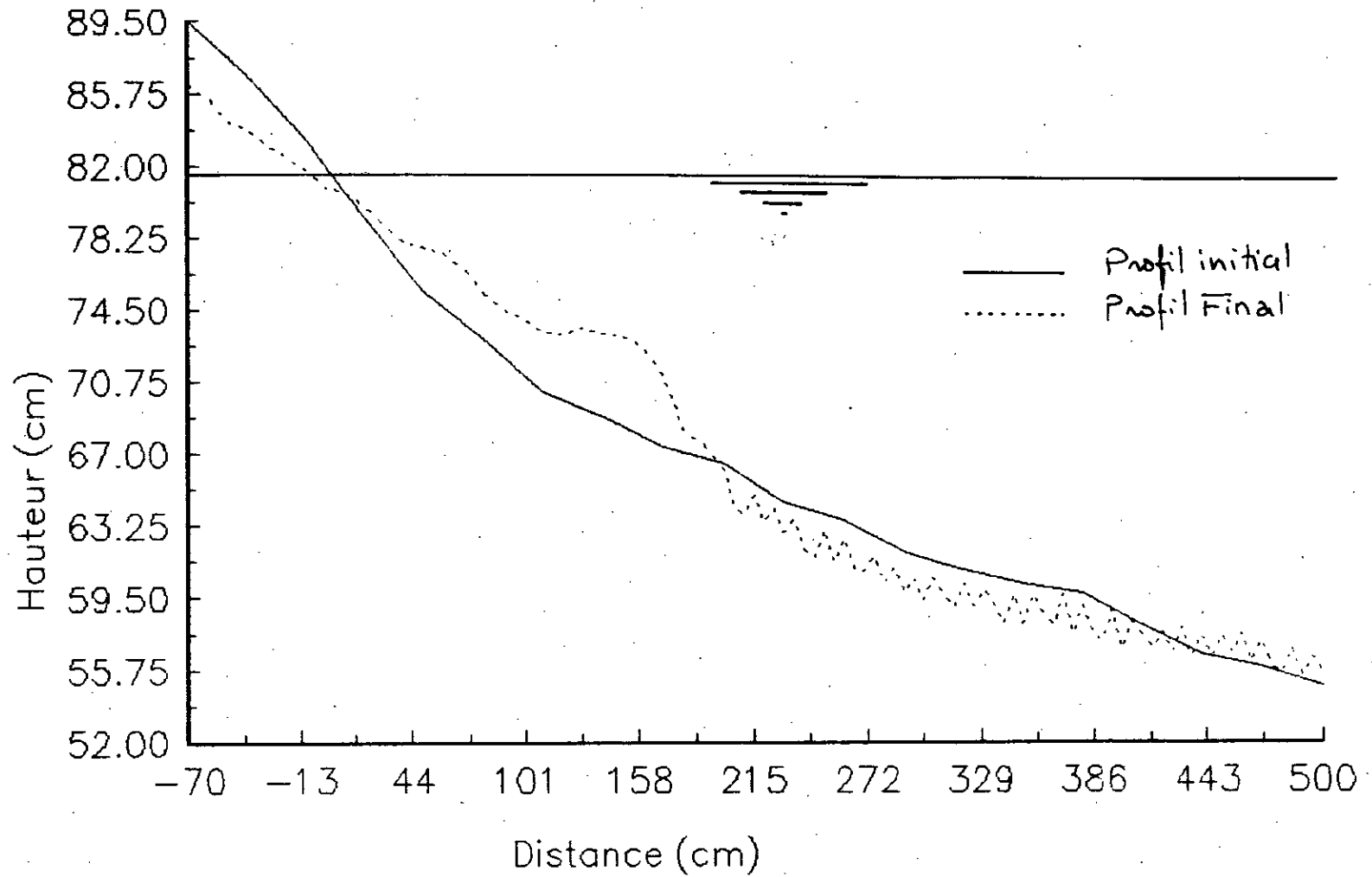
# Profil d'équilibre

Essai n=5 H=3m T=10s t=2h C=0.017



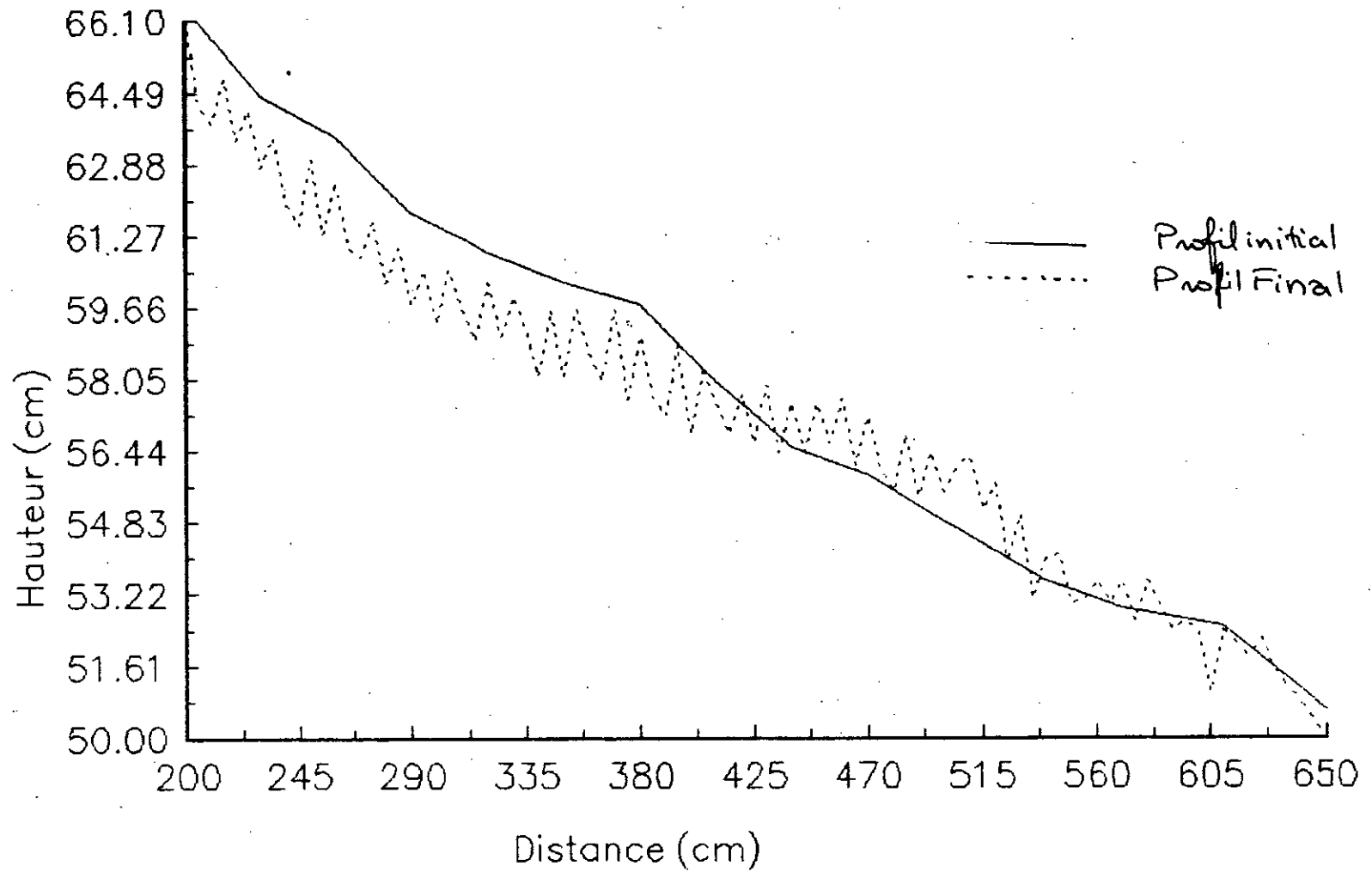
# Profil d'équilibre

Essai n=5 H=3m T=10s t=2h C=0.017



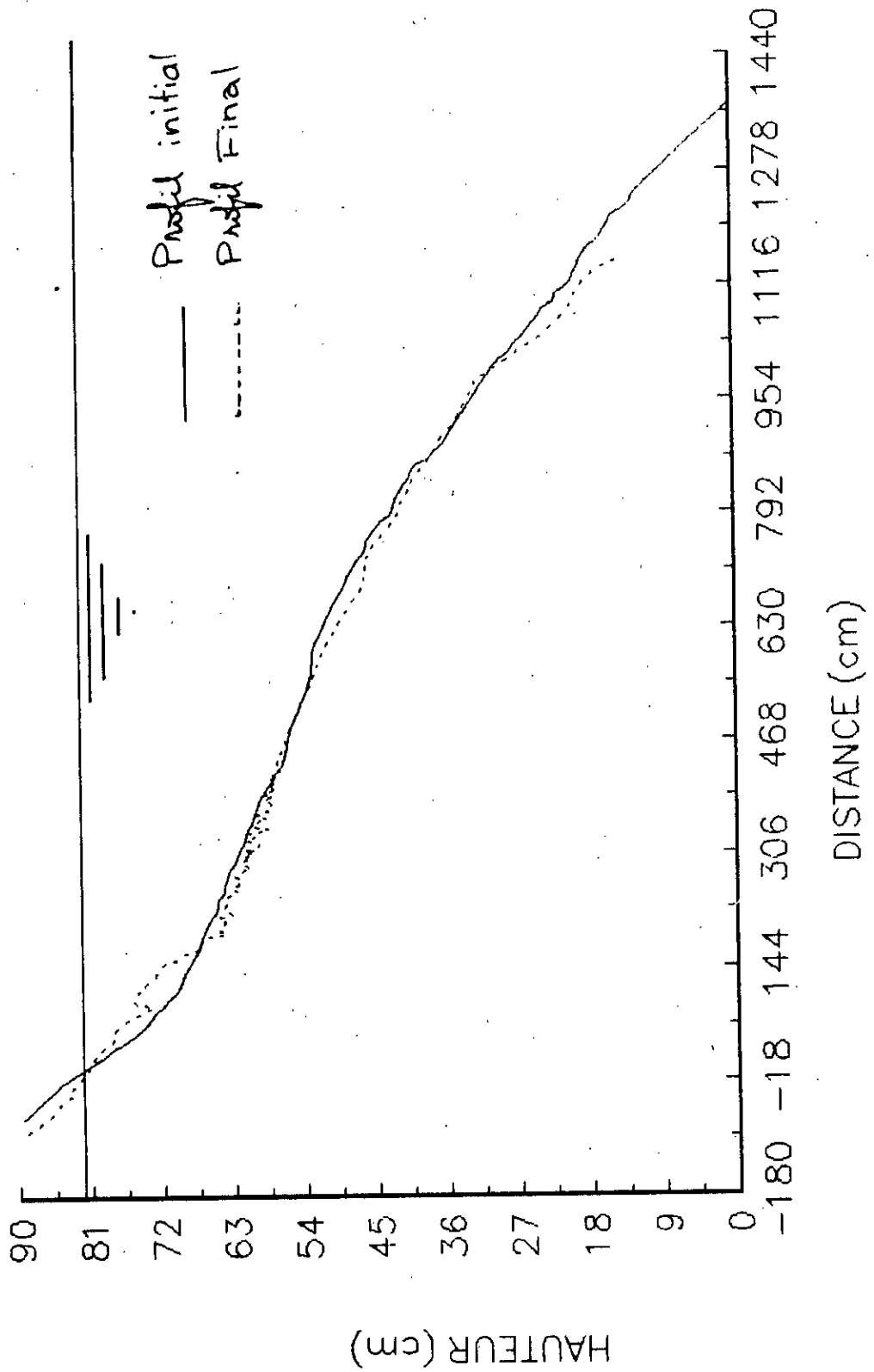
# Profil d'équilibre

Essai n=5 H=3m T=10s t=2h C=0.017



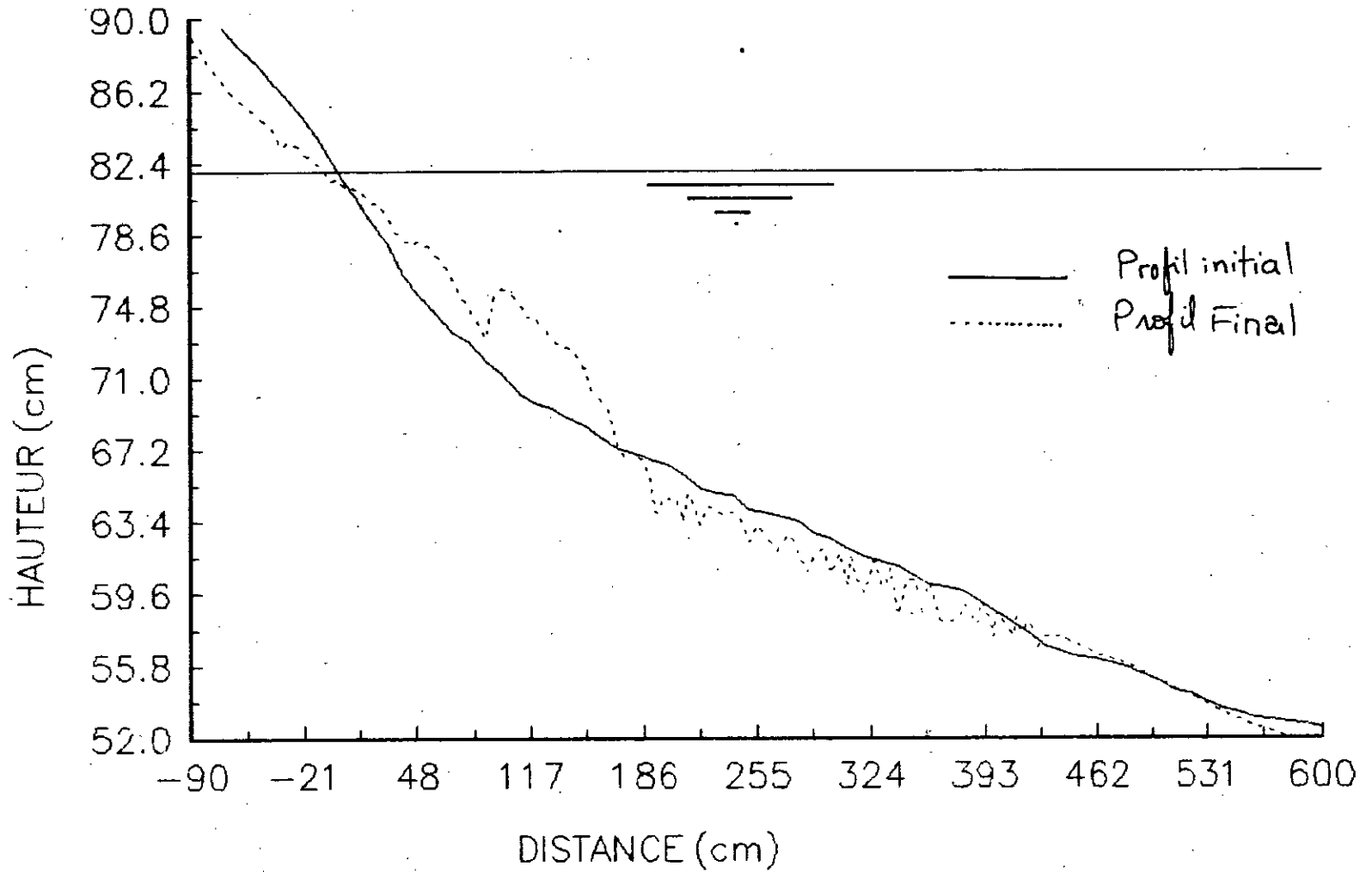
# FIG VII - a-6: PROFIL D'EQUILIBRE

Essai n=6 H=3.3m T=10s t=2h C=0.019



# PROFIL D'EQUILIBRE

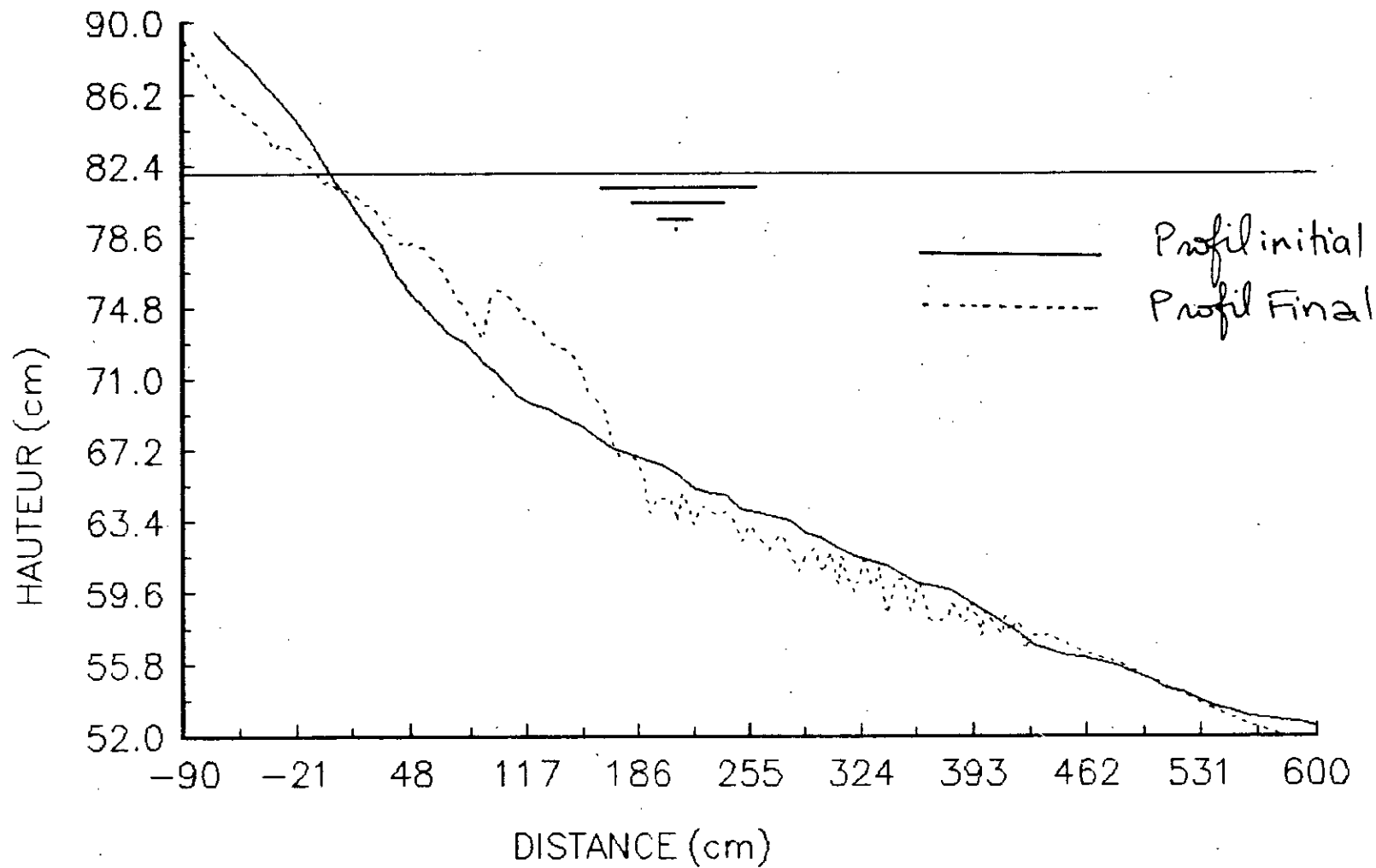
Essai n=6 H=3.3m T=10s t=2h C=0.019





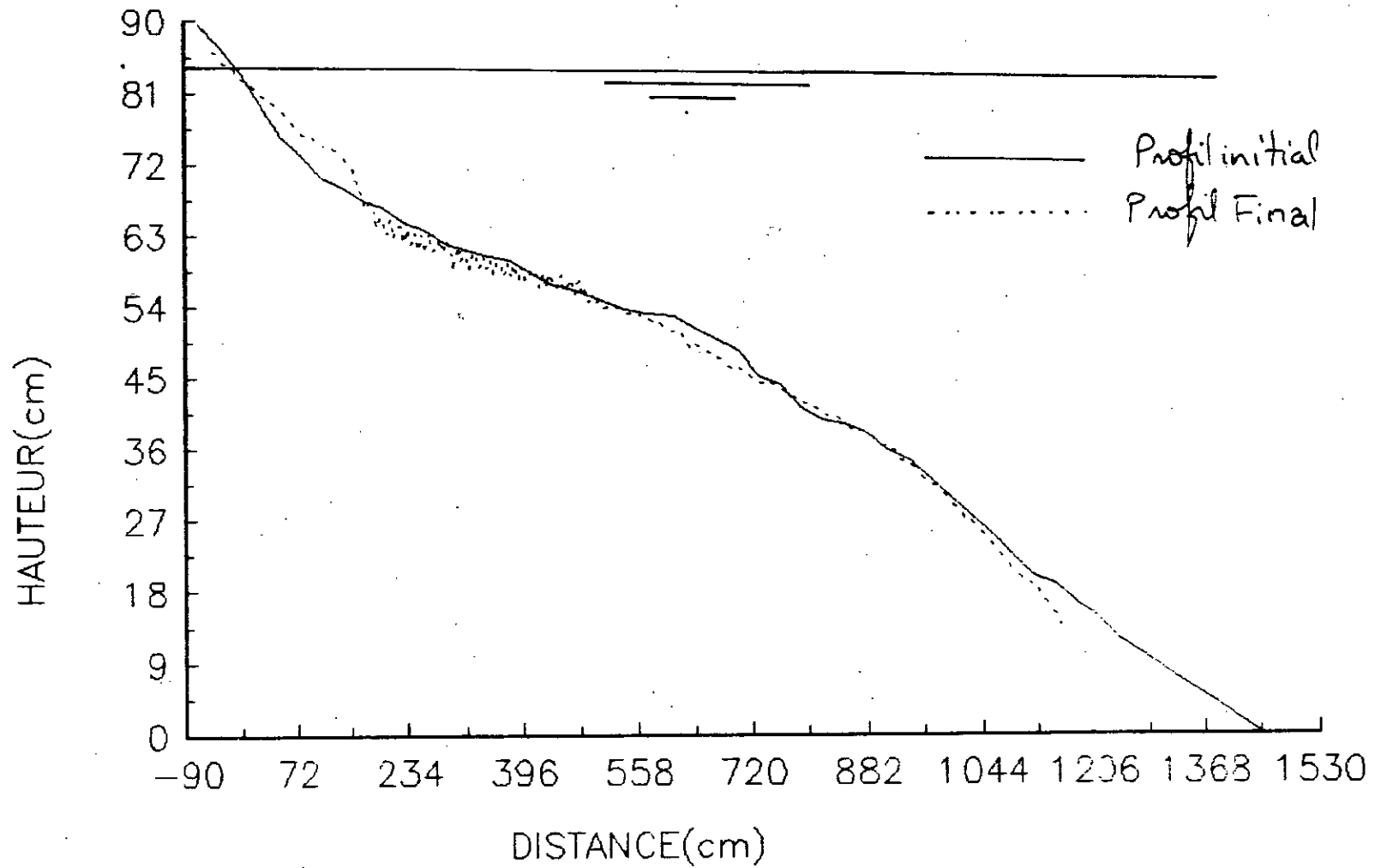
# PROFIL D'EQUILIBRE

Essai n=6 H=3.3m T=10s t=2h C=0.019



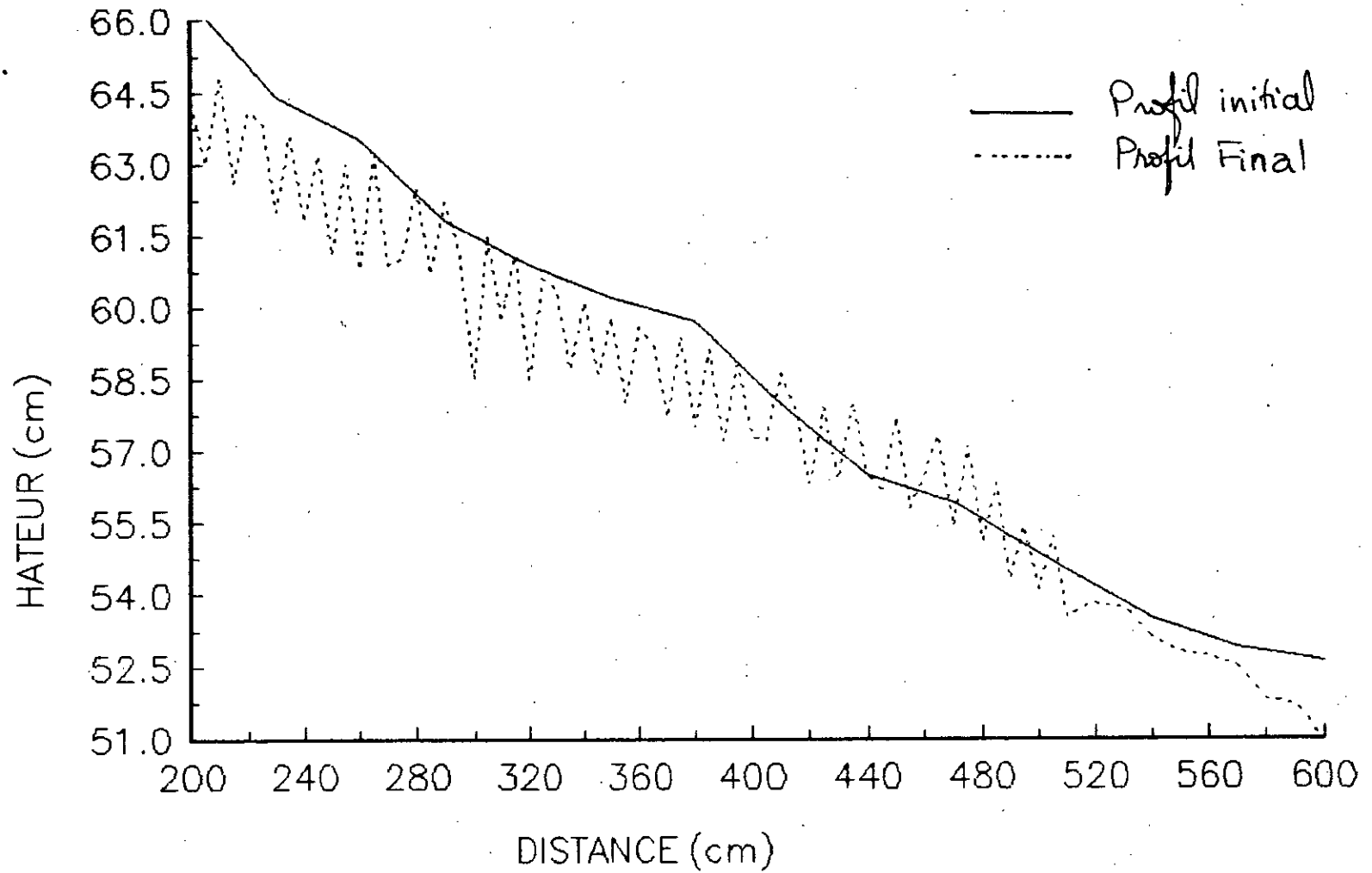
# FIG VI . a. 7: PROFIL D'EQUILIBRE

ESSAI N=7 H=4.19m T=11s t=2h C=0.022



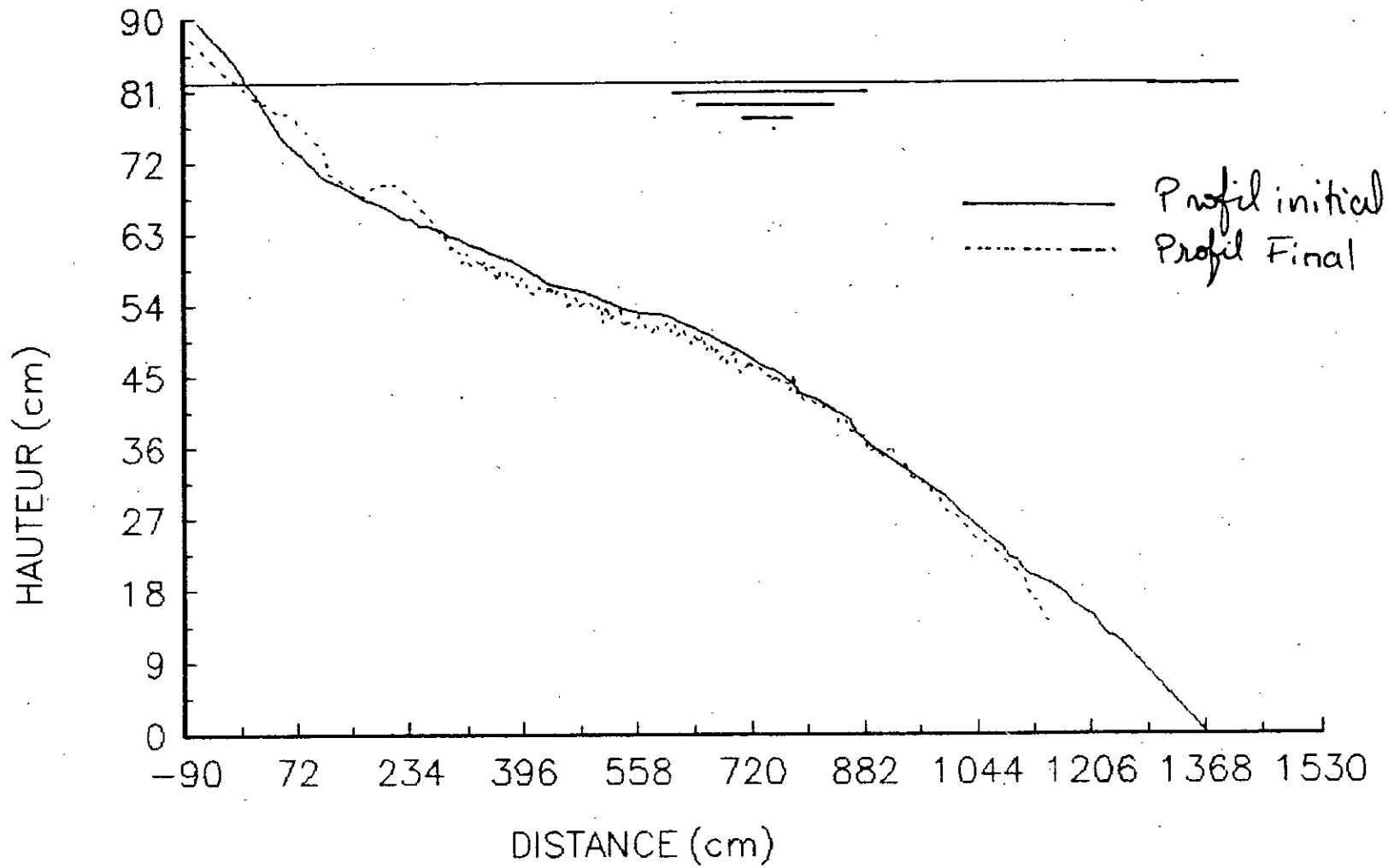
# PROFIL D'EQUILIBRE

Essai n=7 H=4.19m T=11s t=2h C=0.022



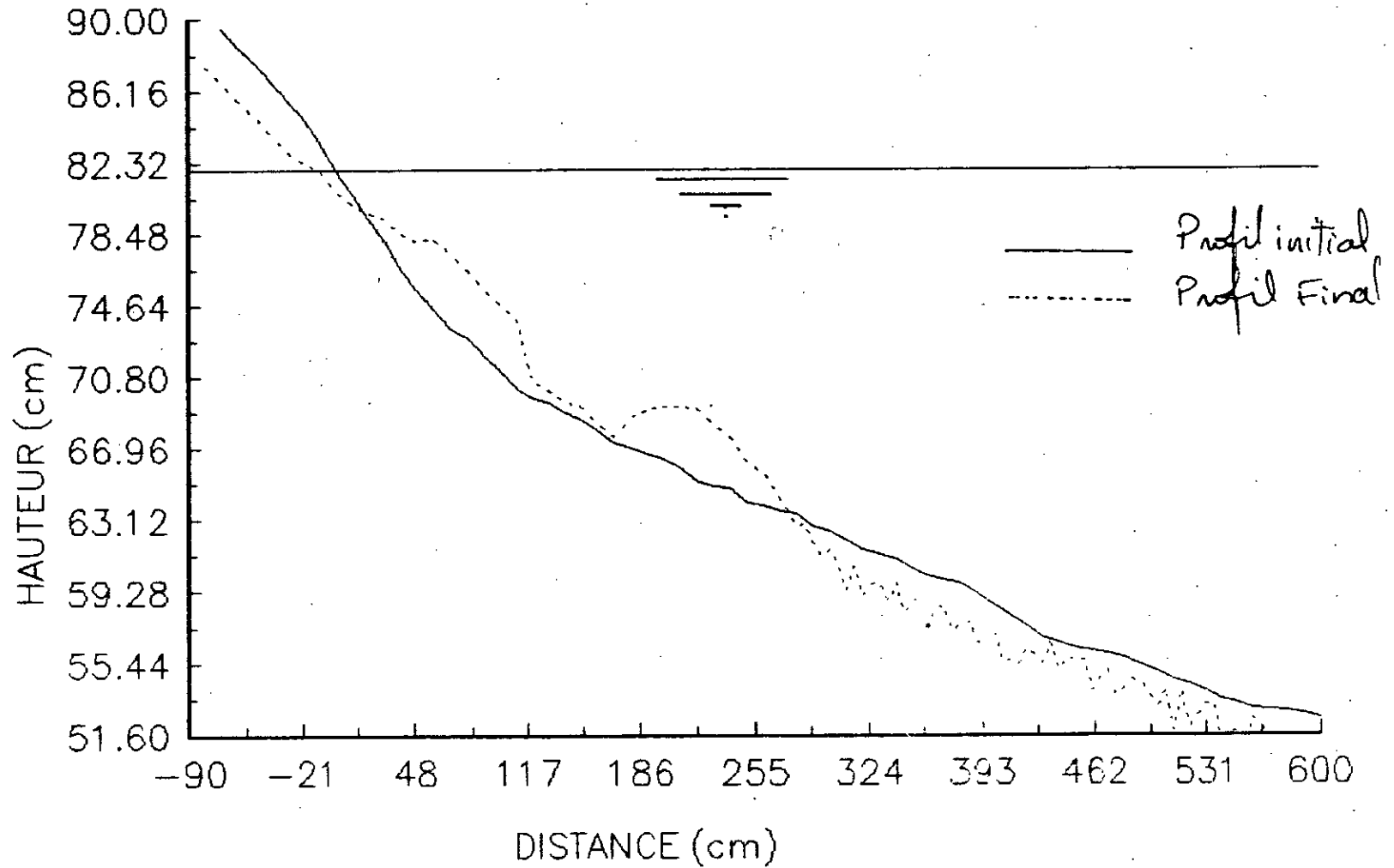
# FIG VI - a - 8: PROFIL D'EQUILIBRE

Essai n=8 H=6 m T=12 s t=2h C=0.026



# PROFIL D'EQUILIBRE

Essai n=8 H=6m T=12s t=2h C=0.026



# FIGURE 1: REPARTITION GRANULOMETRIQUE

ESSAI N=1 H=0.81 m

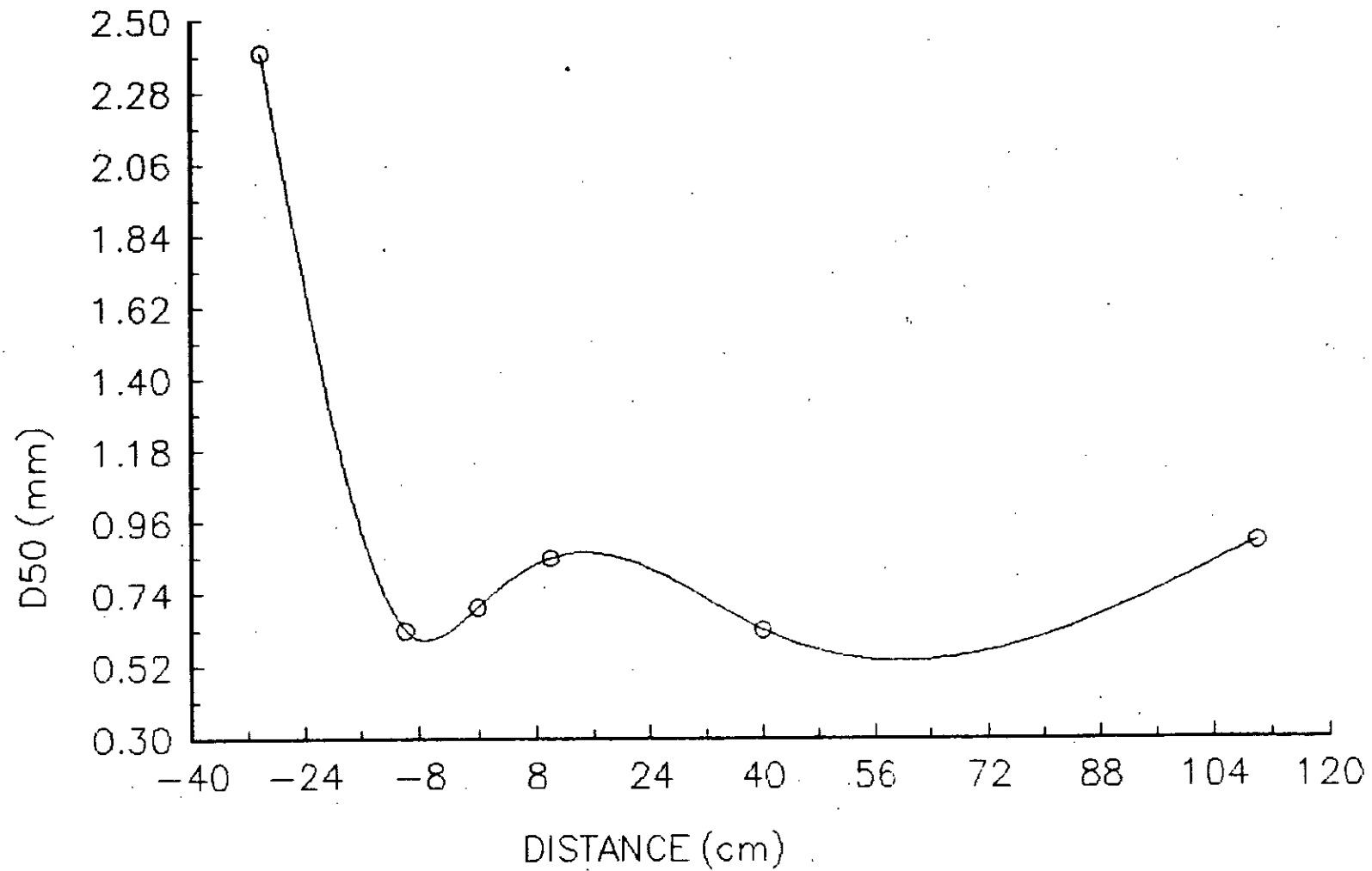
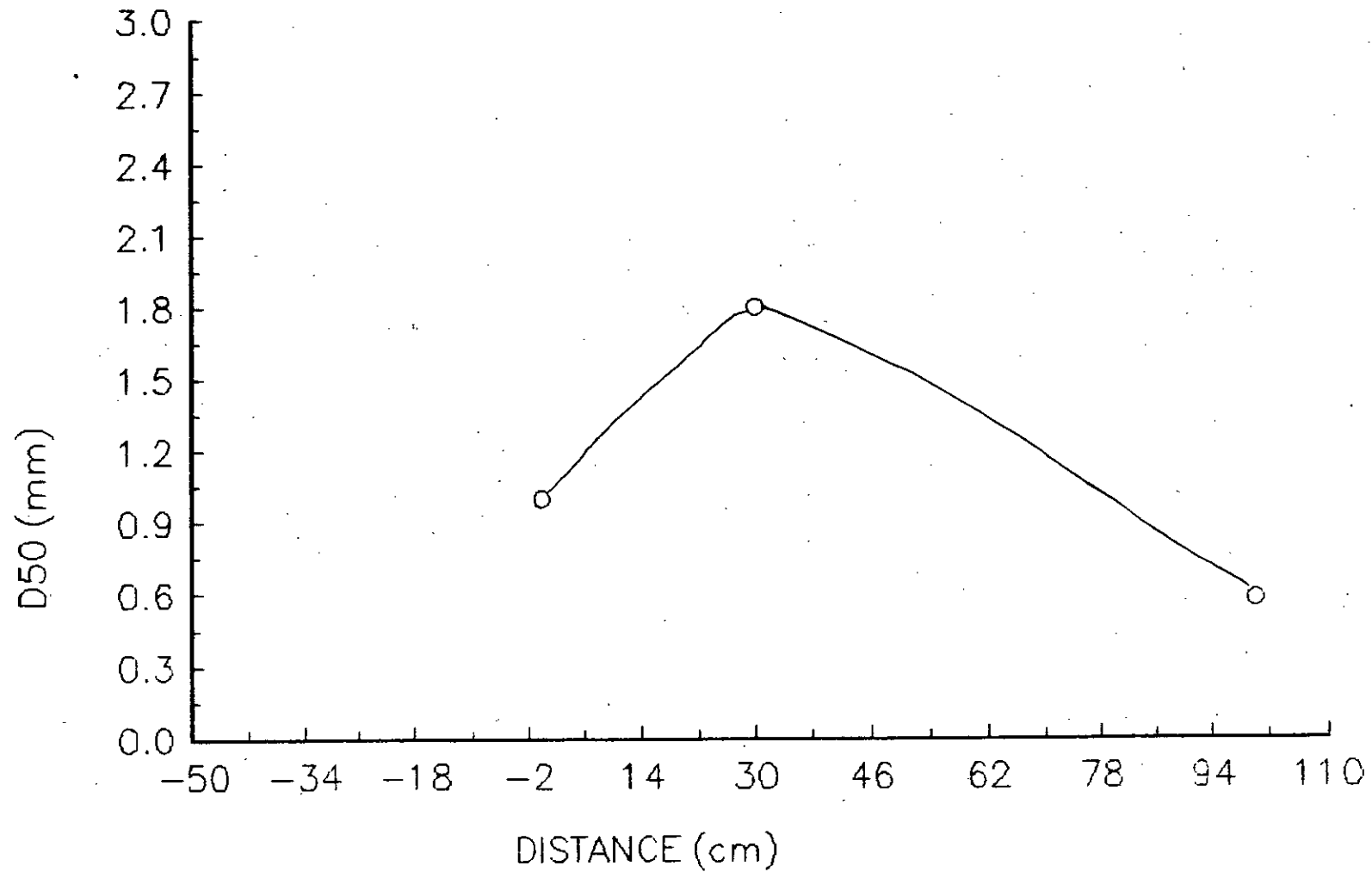


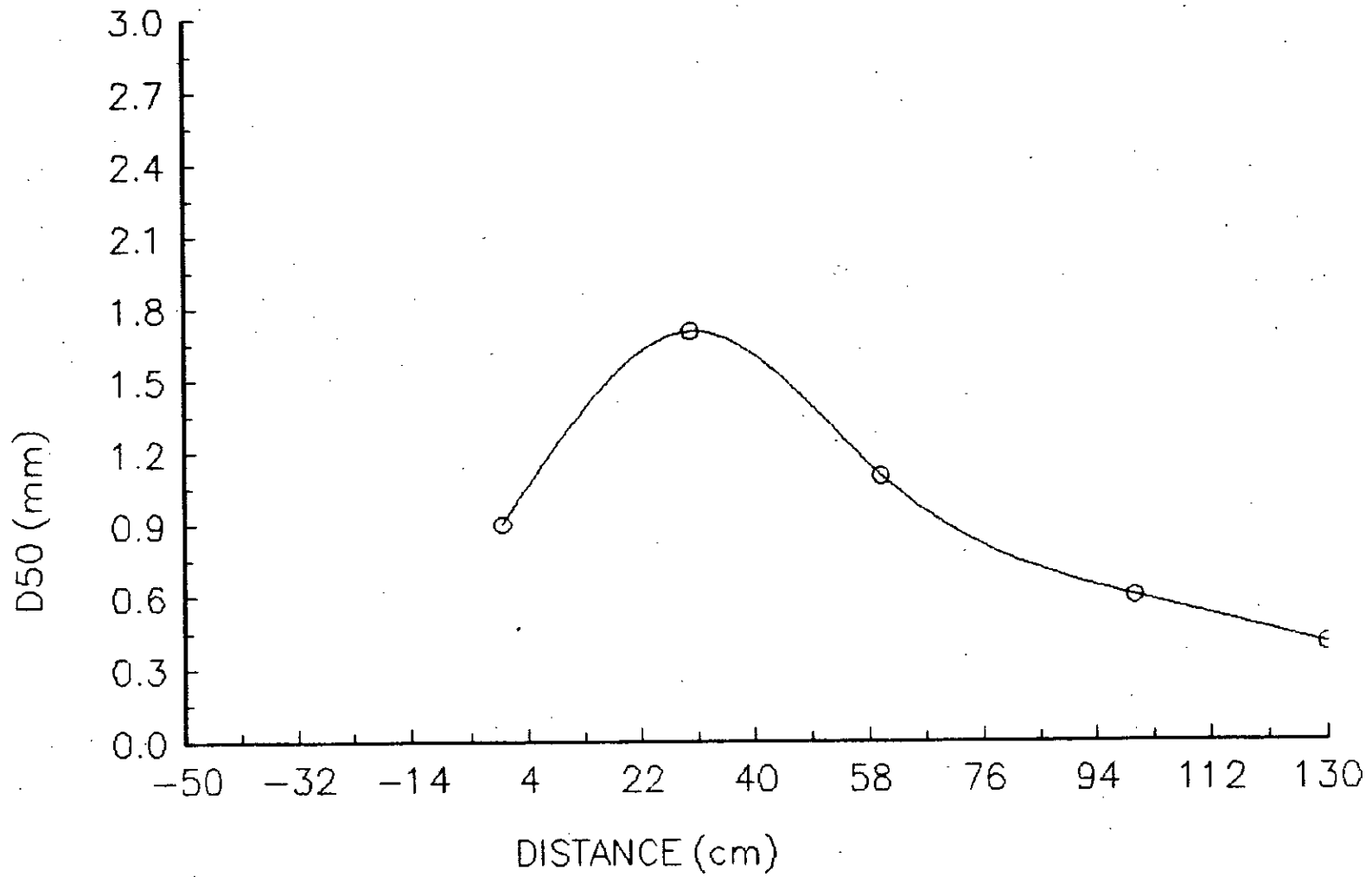
FIG. VI. 6.2: REPARTITION GRANULOMETRIQUE

ESSAI N=2 H=1.61 m



# FIG VI.6.3: REPARTITION GRANULOMETRIQUE

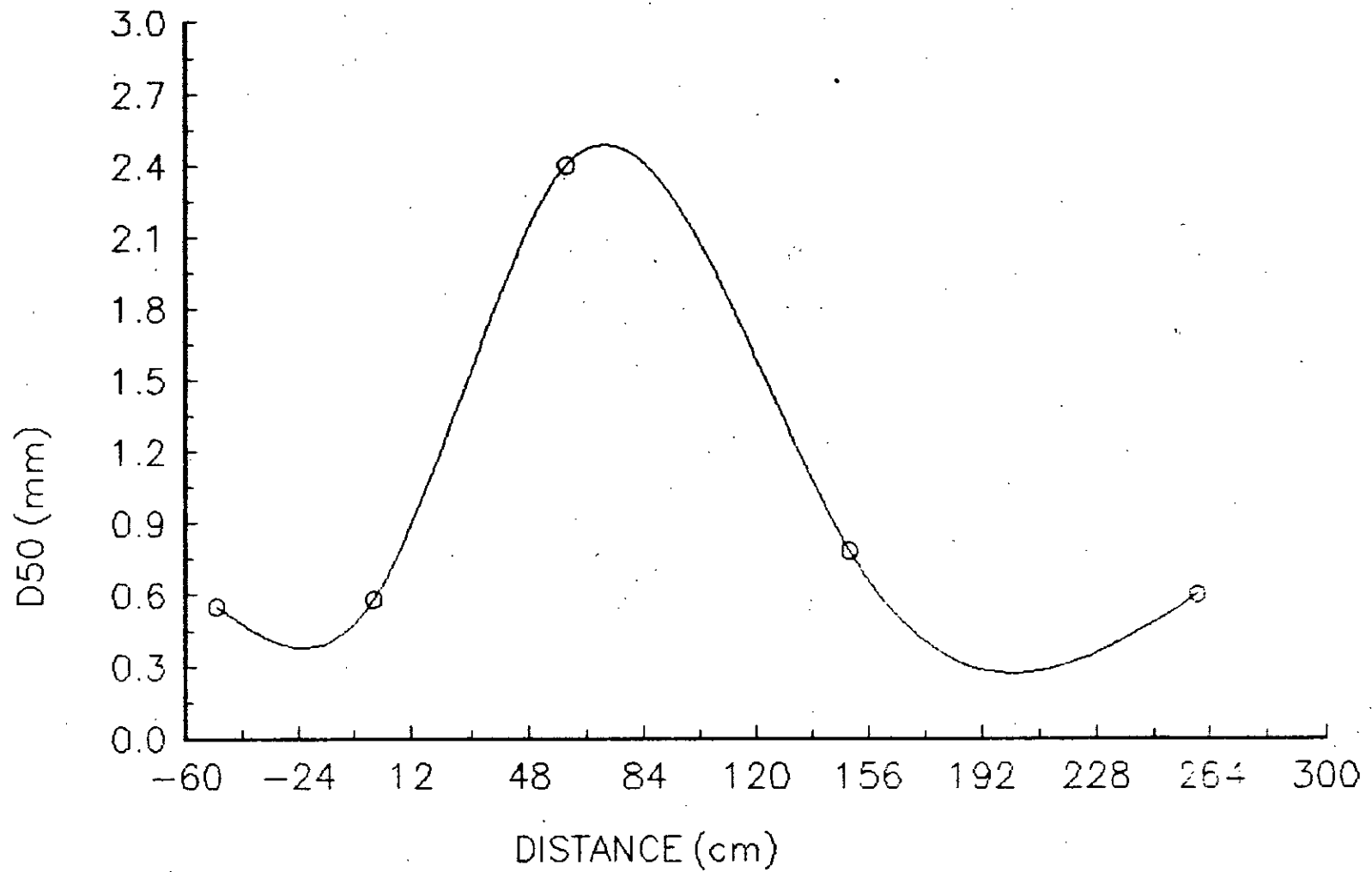
ESSAI N=3 H=2.3m





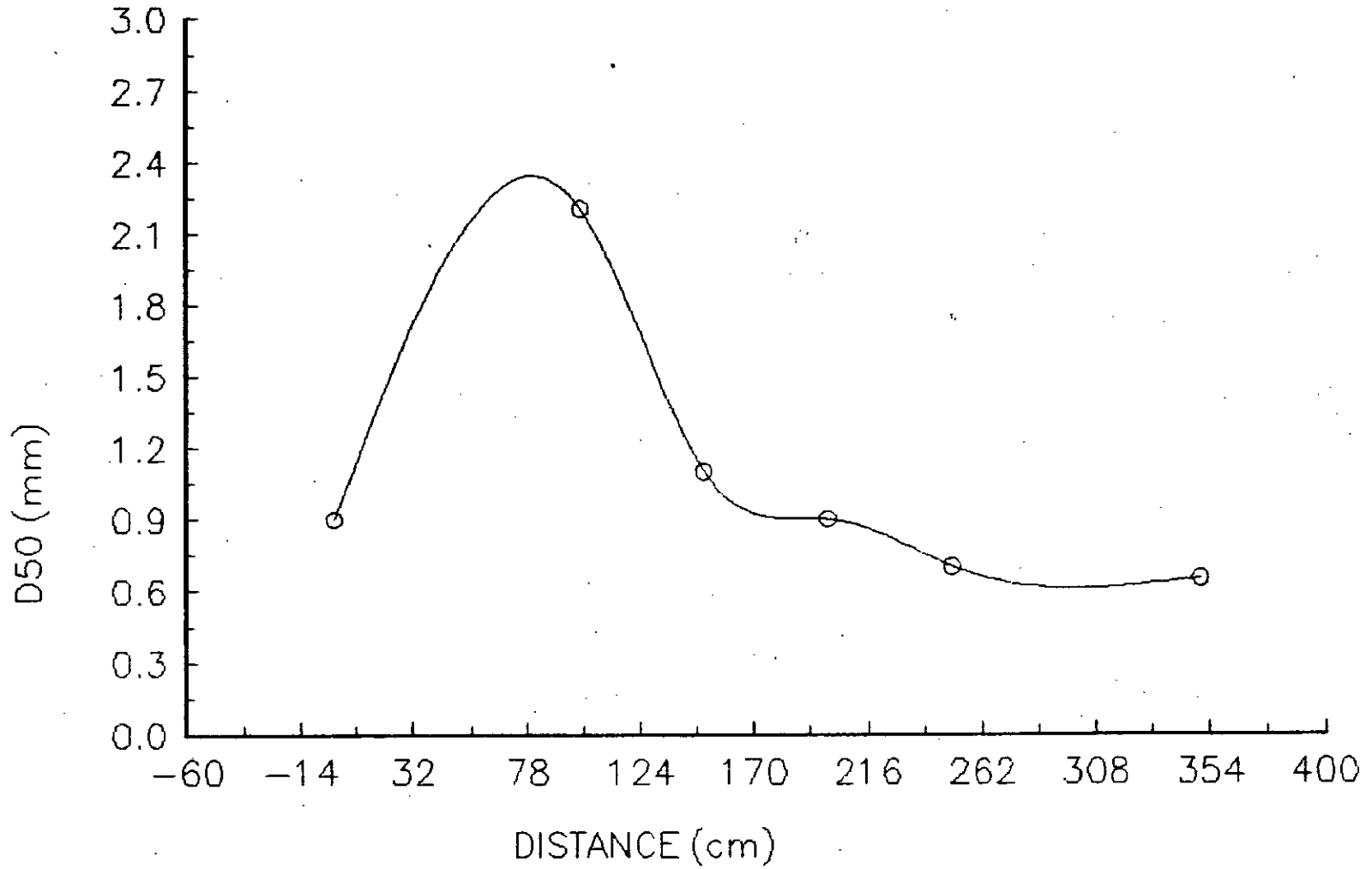
# FIG VI-6-4: REPARTITION GRANULOMETRIQUE

ESSAI N=4 H=2.89m



# FIG VI-6.5: REPARTITION GRANULOMETRIQUE

ESSAI N=5 H=3.0m



# FIG VI-b-6: REPARTITION GRANULOMETRIQUE

ESSAIN=6 H=3.3m

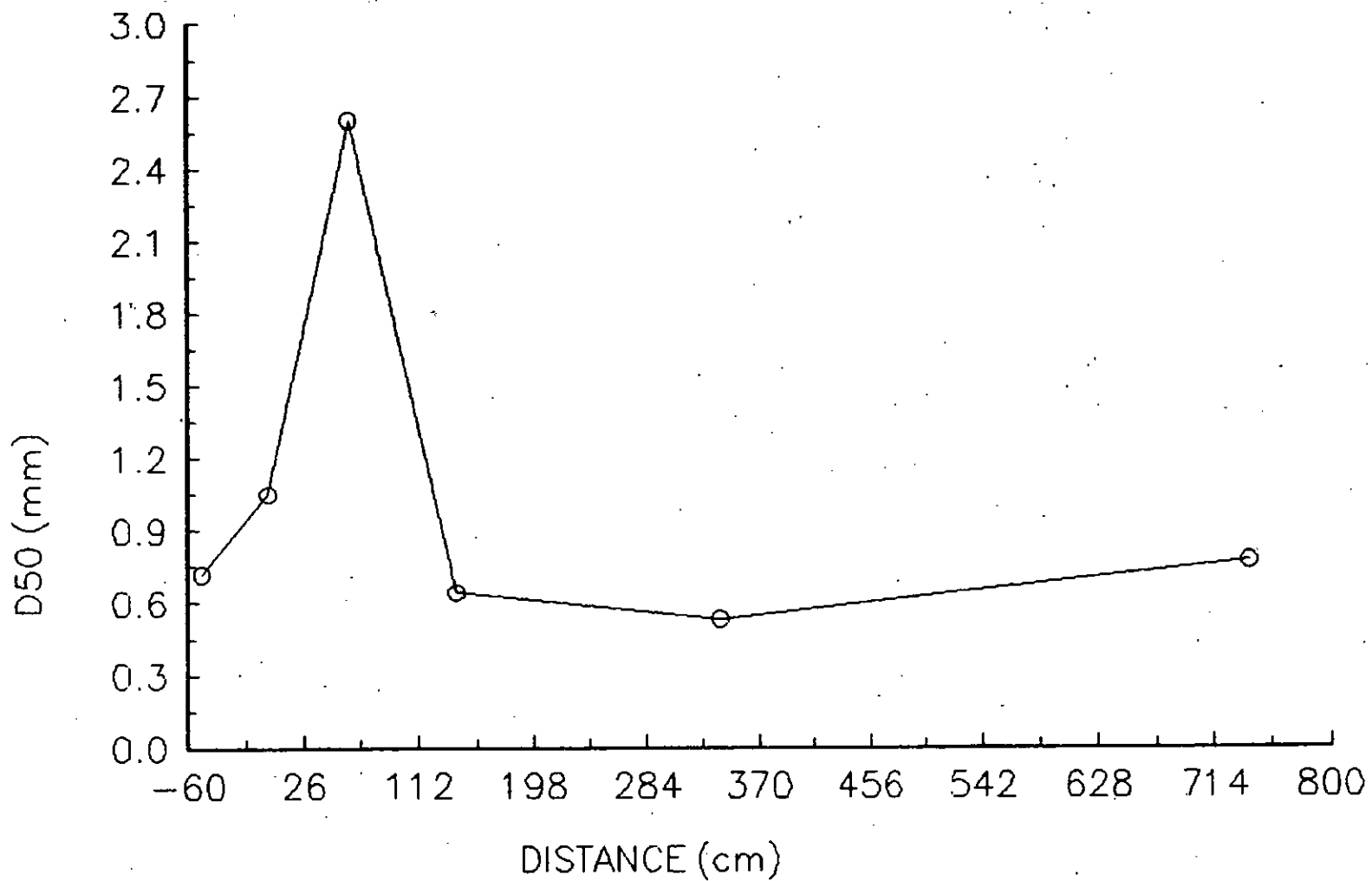
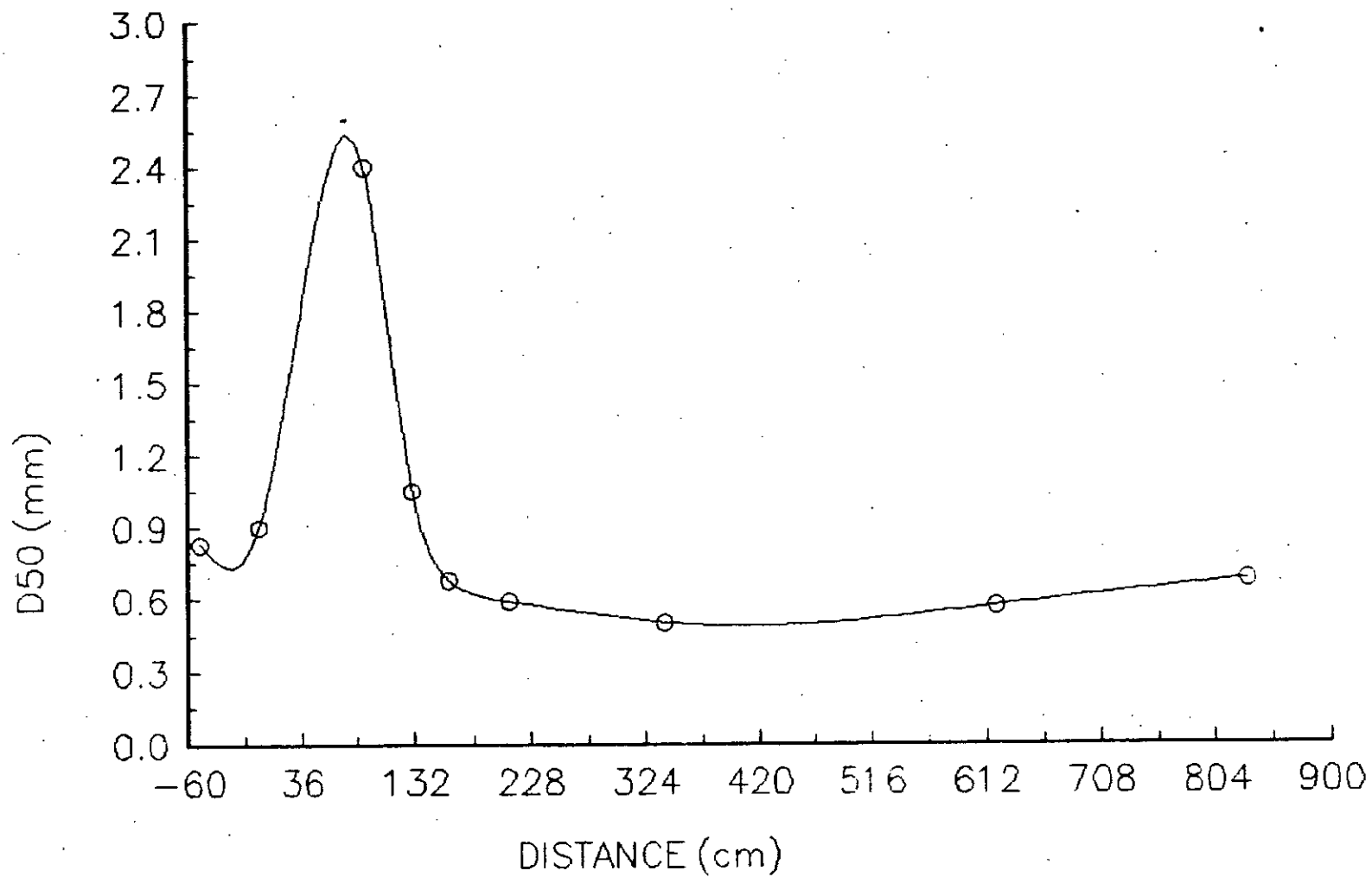


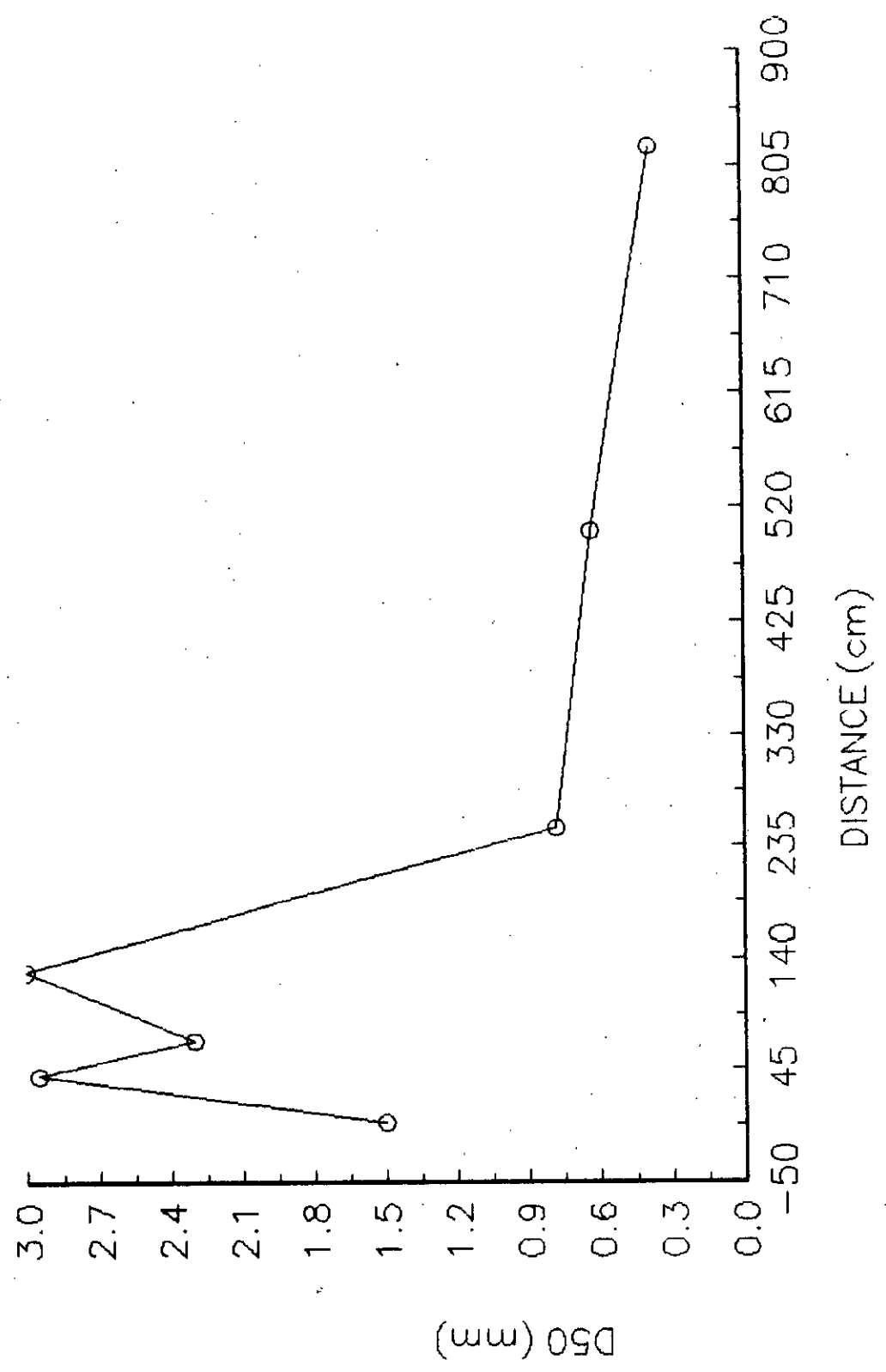
FIG VI-6.7: REPARTITION GRANULOMETRIQUE

ESSAI N=7 H=4.19m



# FIG VII. b-8: REPARTITION GRANULOMETRIQUE

ESSAI N=8 H=6m



**VI.3.2.- Analyse granulométrique (trilage granulométrique)**

Après tamisage des échantillons, on a tracé les courbes granulométriques et déterminé le diamètre moyen ( $D_{50}$ ) pour chaque échantillon de profondeur  $d$  ou distance  $x$  de la côte.

Les figures (VI.b.1) au (VI.b.8) représentent la variation de  $D_{50}$  en fonction de la distance  $x$  par rapport à la côte.

**VI.4.- Interprétation des résultats**

Après les études expérimentales sur modèle réduit à fond mobile, nous essayons de faire le point sur la validité des résultats obtenus en comparant les prévisions du modèle et l'évolution des fonds en nature.

**VI.4.1.- Profils de beau temps et mauvais temps**

Les profils obtenus sont représentés dans le tableau ci-dessous:

Essai n°	Type de profil
1	beau temps
2	mauvais temps
3	mauvais temps
4	mauvais temps
5	mauvais temps
6	mauvais temps
7	mauvais temps
8	mauvais temps

**Tab. VI.1.- Type de profil obtenu**

Pour l'essai n°1, on a remarqué qu'un transport par charriage vers la côte (courant dans la couche limite) et un transport par suspension des particules fines arrachées dans la zone de déferlement et transportés vers le large où ils se déposent, ce qui a causé une érosion dans la zone de déferlement et formant un dépôt sédimentaire vers la côte ce qui fait que la côte a avancé.

Pour les essais (2 à 8), on a remarqué un transport par charriage le long du profil est un transport par suspension vers le large et une érosion de la côte et une sédimentation dans la zone du déferlement ce qui fait que la côte a reculé.

#### VI.4.2.- Profils théoriques

Les résultats obtenus sont représentés dans le tableau ci-dessous:

Essai n°	Profil obtenu
1	Type III
2	type I
3	type I
4	type I
5	type I
6	type I
7	type I
8	type I

**Tab IV.2:** Classification des profils obtenus

Pour l'essai n°1, on a remarqué que la côte a avancé et une érosion dans la zone de déferlement et formation d'un dépôt vers la côte.

Pour les autres essais (2 à 8), on a remarqué que la côte a reculé et les sédiments se déposent au large et formation d'un dépôt dans la zone de déferlement et érosion de la côte. Voir fig (Il. 4.C)

#### VI.4.3.- Zone de déferlement

On a remarqué pour l'essai n°1 une érosion dans la zone de déferlement et pour les autres essais, formation des barres dans la zone de déferlement.

Le tableau VI.3 ci-dessous représente les profondeurs moyennes ( $d_t$ ) de déferlement déterminées théoriquement et les profondeurs ( $d_b$ ) correspondantes à la formation des barres et l'érosion de la plage dans les zones de déferlement.

Essai N°	1	2	3	4	5	6	7	8
Profondeur théorique $d_t$ (cm)	3,2	7,01	10,2	12,5	13,2	14,7	11,2	24,1
Profondeur sur modèle $d_b$ (cm)	2,1	6,3	8,0	10,0	10,2	12,1	15,3	21,1

#### VI.4.4.- Formations des dunes

On a remarqué pour les essais 2 à 8 pour une amplitude  $H_s \geq 2,3m$  (7,2 cm sur modèle) une formation des **dunes** parallèles qui se développe ensuite le long du fond de profil, et que ces **dunes** leurs hauteurs décroît le long du profil allant jusqu'au large, et augmente avec l'augmentation des amplitudes, et que les profondeurs correspondants à la formation des rides et la hauteur séparant deux crêtes successives à la même profondeur sont en rapport constant, et cette formation des **dunes** est due à l'instabilité de la couche limite laminaire.



**VI.4.5.- Triage granulométrique**

D'après les courbes donnant le triage granulométrique on a remarqué le long des profils que les sédiments les plus grossiers restent dans le haut de la côte où les courants sont insuffisants pour les entraîner et dans la zone de déferlement et une accumulation d'éléments grossiers dans la barre et une élimination des éléments les plus fins, et vers le large, les éléments les plus fins étant dispersés plus loin et ceci est dû aux éléments remis en suspension dans la zone de déferlement et transporté vers le large.

**VI.5.- Correction de l'échelle des temps sédimentologiques**

L'échelle sédimentologique théorique n'est qu'une première estimation de l'échelle sédimentologique réelle, pour cela, on fait une correction de cette échelle théorique par deux méthodes:

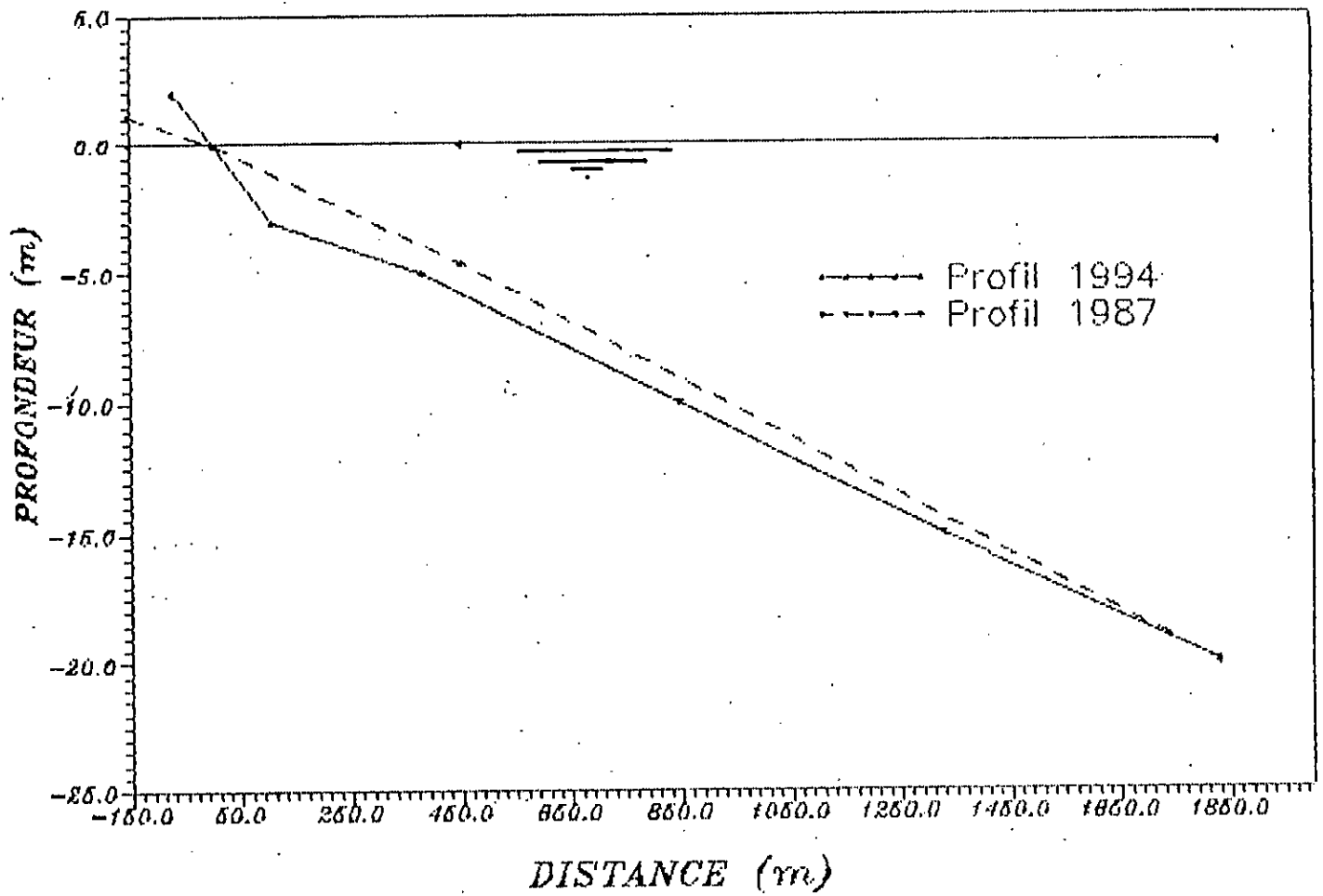
**VI.5.1.- Reproduction des évolutions des fonds**

Un modèle bidimensionnel permet de reproduire les houles qui arrivent frontalement à la côte et par conséquent, des évolutions et un transport sédimentaire dans le profil, donc le modèle ne répond à des évolutions dues à l'attaquant oblique de la houle donc au transit littoral.

Pour cela, on a besoin de connaître les évolutions antérieures des fonds de la plage de Zéralda et le climat de houle lui correspondant.

A partir des levés bathymétriques qui ont été faits en 1987 et 1994, on est arrivé à connaître l'état des profils pour les deux années voir fig. VIc. Malheureusement, les houles qui arrivent sur le site de Zéralda n'étaient enregistrées et pour cela, on définit un cycle annuel de houle à reproduire sur le modèle, le cycle comporte trois directions (N, N O, O) de houle, ayant chacune un temps d'action pendant la durée du cycle proportionnelle à sa fréquence d'apparition au cours d'une année moyenne, le temps d'action de

FIG VI. C : Profil des fonds



la houle se reproduit à l'échelle des temps sédimentologiques, le cycle annuel est représenté dans le tableau (VI.4).

amplitude de la houle (m)	Période (S)	Temps d'action (mn)
0,32	5,5	9
0,89	6	10
2,02	8	10
0,89	6	7
2,91	8,5	8
1,94	8	9
3,32	9	2
1,94	8	5
3,88	11	2

Tab (VI.4): Le cycle annuel

L'échelle des temps sédimentologiques théoriques est estimée à :

$$\lambda_t = \frac{1}{3436} = \frac{2\text{h } 32\text{ min (sur modèle)}}{1\text{ an (dans la nature)}}$$

En général, le cycle annuel dans le modèle (profil de l'année 87) pendant 08 ans à l'échelle des temps sédimentologiques théoriques pour pouvoir comparer le profil final obtenu après 08 ans sur modèle avec celle de la nature (94), les résultats sont présentés dans la fig (VI.d).

D'après cette courbe, on remarque que :

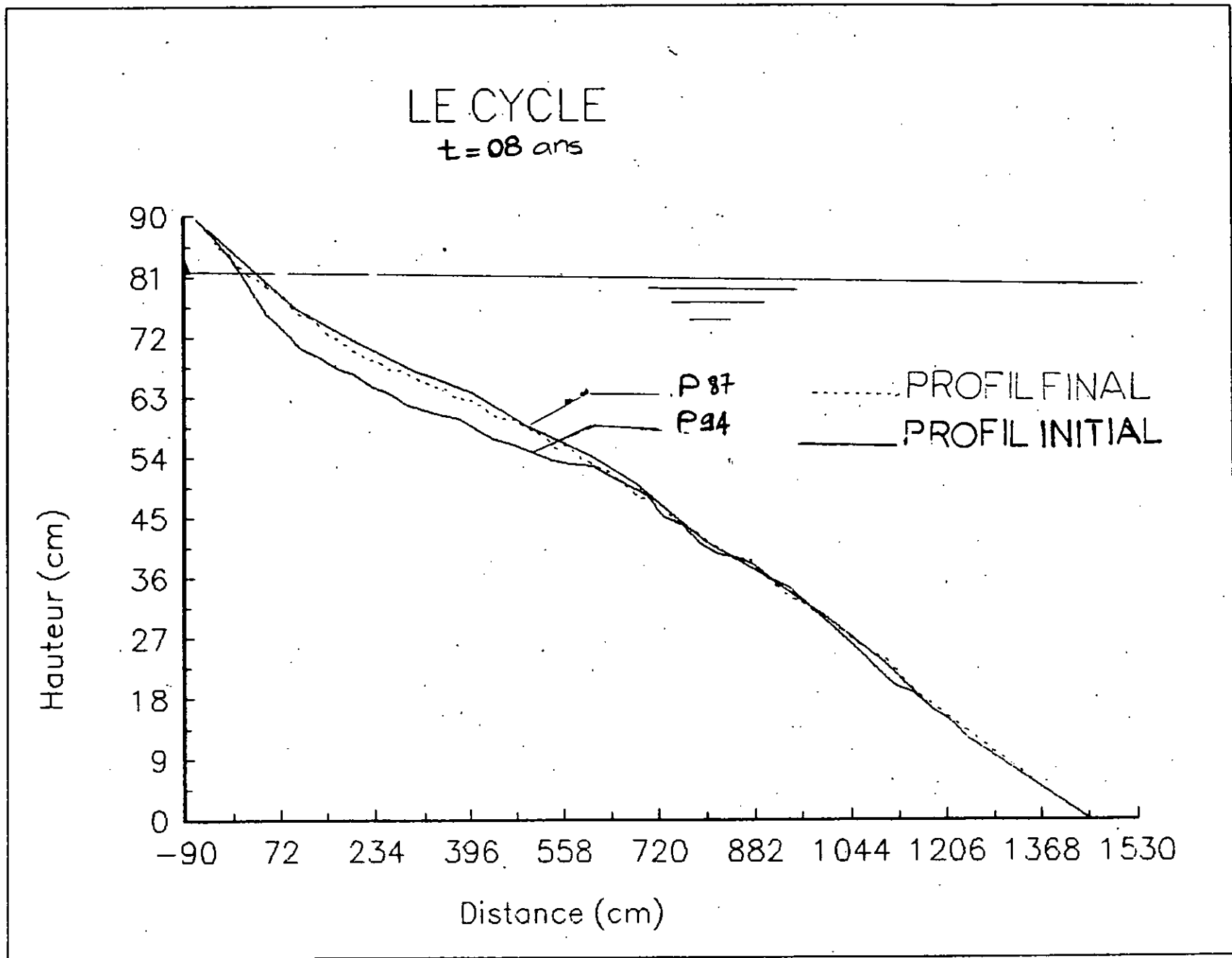


FIG VI - d Profil obtenu sur mobile après un temps d'action  
t = 8 ans

# LE CYCLE

t=08ans

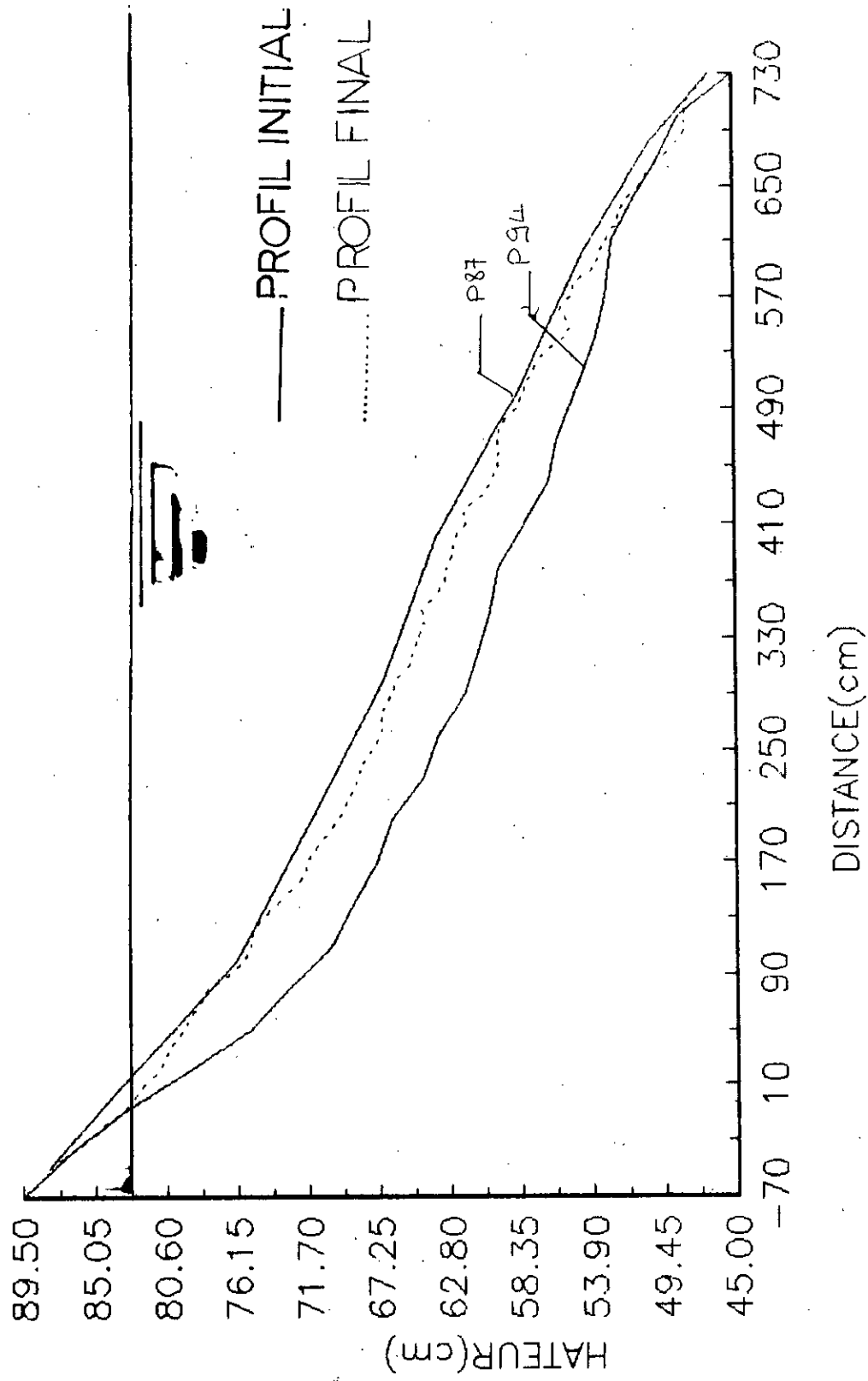


FIG III - d : Profil obtenu sur modèle après un temps d'action  
t = 8 ans.

En dehors de la zone d'eau les deux courbes sont confondues, par contre dans la zone d'eau (zone active) où le transport prédominant est le transit littoral sous l'action des houles obliques, on remarque un écart entre le profil final (présupposé profil 94) et le profil 94 (réel).

Cet écart est dû :

- au transit littoral qui n'est pas reproduit dans le modèle bidimensionnel qui est estimé à 32.200 m<sup>3</sup>/an à la baie de Zéralda venant de l'Est vers l'Ouest.
- à l'erreur commise sur la première approximation d'échelle des temps sédimentologiques, cela conduit à réduire cette échelle pour atteindre le profil réel de l'année 94.
- Le 3eme facteur est le manque de données des houles réelles dans la période (87 - 94) qui peuvent de reproduire fidèlement les évolutions des fonds.

#### **VI.5.2.- Reproduction du transport dans le profil**

Cette méthode consiste à reproduire le transport sédimentaire sous l'effet des houles qui arrivent frontalement sur la côte pour déterminer le débit passant une section unité parallèlement au rivage, elle est la plus délicate dans le réglage sédimentologique.

Pour nos essais, on a utilisé le profil 87 et en générant le cycle de houle annuel représenté dans le tableau (VI.4) pendant un temps d'action  $t_a=62$  min à la section sur modèle qui correspond à la profondeur  $d = 8,47$  m où on a déterminé le volume des sédiments passant par cette section:  $V = 30$  cm<sup>3</sup>/cm d'où le débit  $Q_m = 0,0081$  cm<sup>3</sup>/cm/s.

Dans la nature et à la même section, le volume traversant cette dernière est donné par la formule :

$$V (m^3 / m) = 2 \cdot 10^{-7} \sum H^2 T t$$

Donc le volume est estimé à :

$$V = 79,95 \text{ m}^3 / \text{m}$$

d'où le débit passant par la section ( $d = -8,47 \text{ m}$ )

$$Q_n = 0,0633 \text{ cm}^2/\text{cm/s}$$

Les rapports des deux débits théoriques est  $\lambda_0 = 1/6$

On remarque bien que le rapport de débit est proche de celui donné par la formule théorique cité précédemment avec une légère différence qui signifie que le débit mesuré sur modèle est faible par rapport à celui de la nature (avec l'échelle), pour augmenter le débit sur modèle, on doit jouer sur le temps sédimentologique, la répartition des houles ou sur l'alimentation du modèle par un débit solide.

## **VI.6.- Application**

### **Influence de l'extraction de sable sur l'équilibre du littoral**

Dans les travaux d'aménagement côtiers, les opérations de dragage prennent une importance croissante, cette tendance s'explique par:

- l'accroissement constant du trafic maritime qui exige l'extension des infrastructures portuaires existantes ou la construction de nouveaux ports.
- L'augmentation du tonnage des navires, en mer et dans les voies fluviales, qui entraîne des besoins d'augmentation des tirants d'eau et l'approfondissement des chenaux de navigation et des bassins.
- La construction d'ouvrages de défense et de protection côtière, ainsi que la réalisation de divers équipements socio-économique dans les zones maritimes qui nécessite des fondations et donc des déblais conséquents.
- le développement dans un avenir plus ou moins proche de l'exploitation des ressources minières et minérales, matériaux de construction comme les granulats marins, extraction des hydrocarbures.

Les volumes de matériaux dragués sont parfois très importants (plusieurs dizaines de millions de  $\text{m}^3$ ). L'extraction en mer de sable ou de

gravier nécessite de respecter des conditions de dragage bien précises si l'on veut éviter que ces extractions aient une influence néfaste sur le littoral.

Le but de cette application est de prévoir les conditions de colmatage de fosses de dragage en mer, et fixer la profondeur limite à partir de laquelle ces extractions pourraient être autorisés sans qu'il y ait des répercussions sur le littoral.

La fosse de dragage en canal était supposée draguée dans le fond - 8,5 m a été soumise au cycle pendant 62 min.

Cette dernière avait un profil trapézoïdal, la largeur à la base est de 80 m et celle au sommet de 150 m, la profondeur étant de 5 m, une telle souille représente une section de  $575 \text{ m}^3/\text{m}$ . Le profil résultant a été soumis au cycle annuel de houle donné au tableau VI.5.

Après un temps d'action de 62 min sur modèle (1 année dans la nature), on a tiré la courbe représentée dans la fig (VI.E)

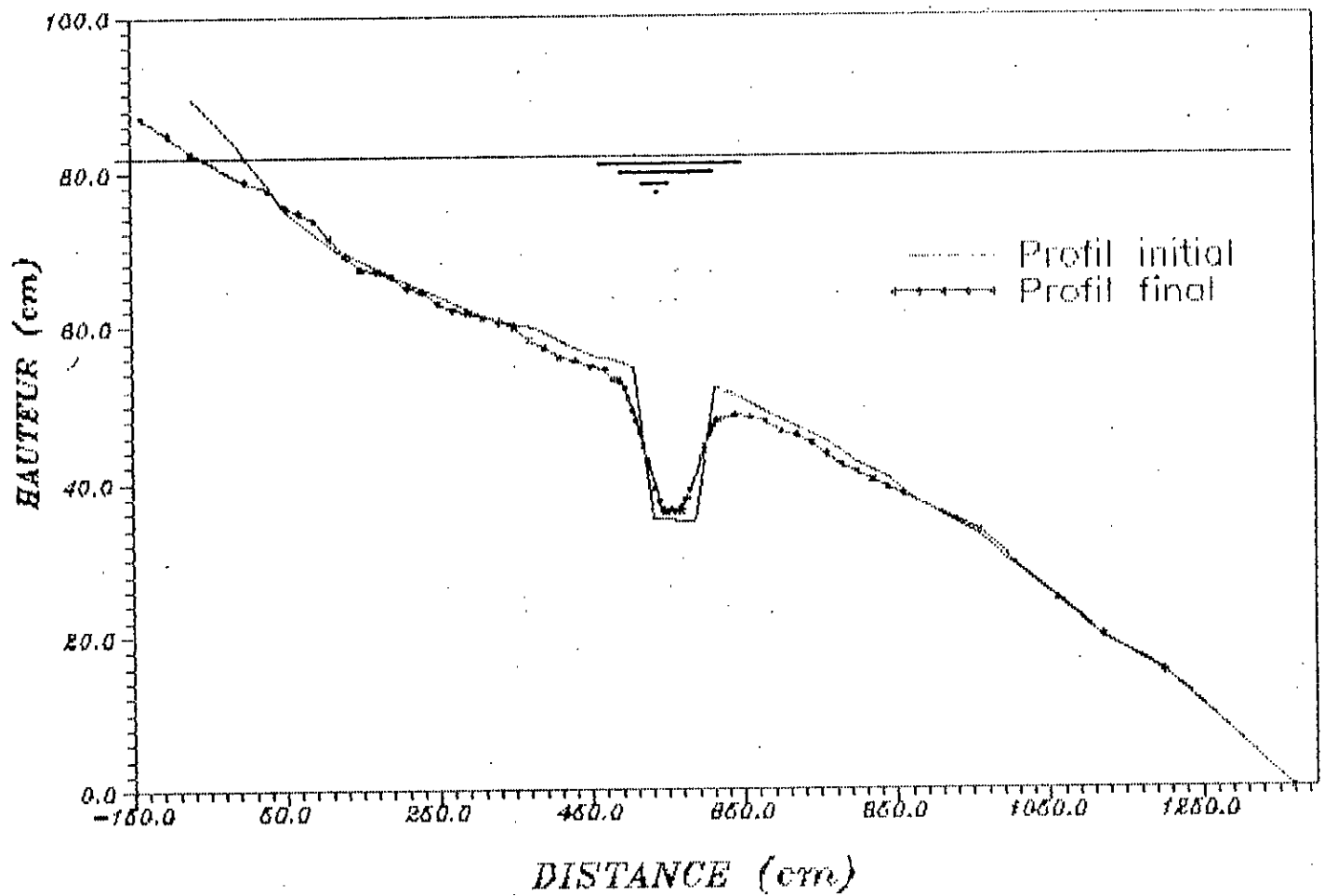
Les résultats tirés de cette courbe sont les suivants:

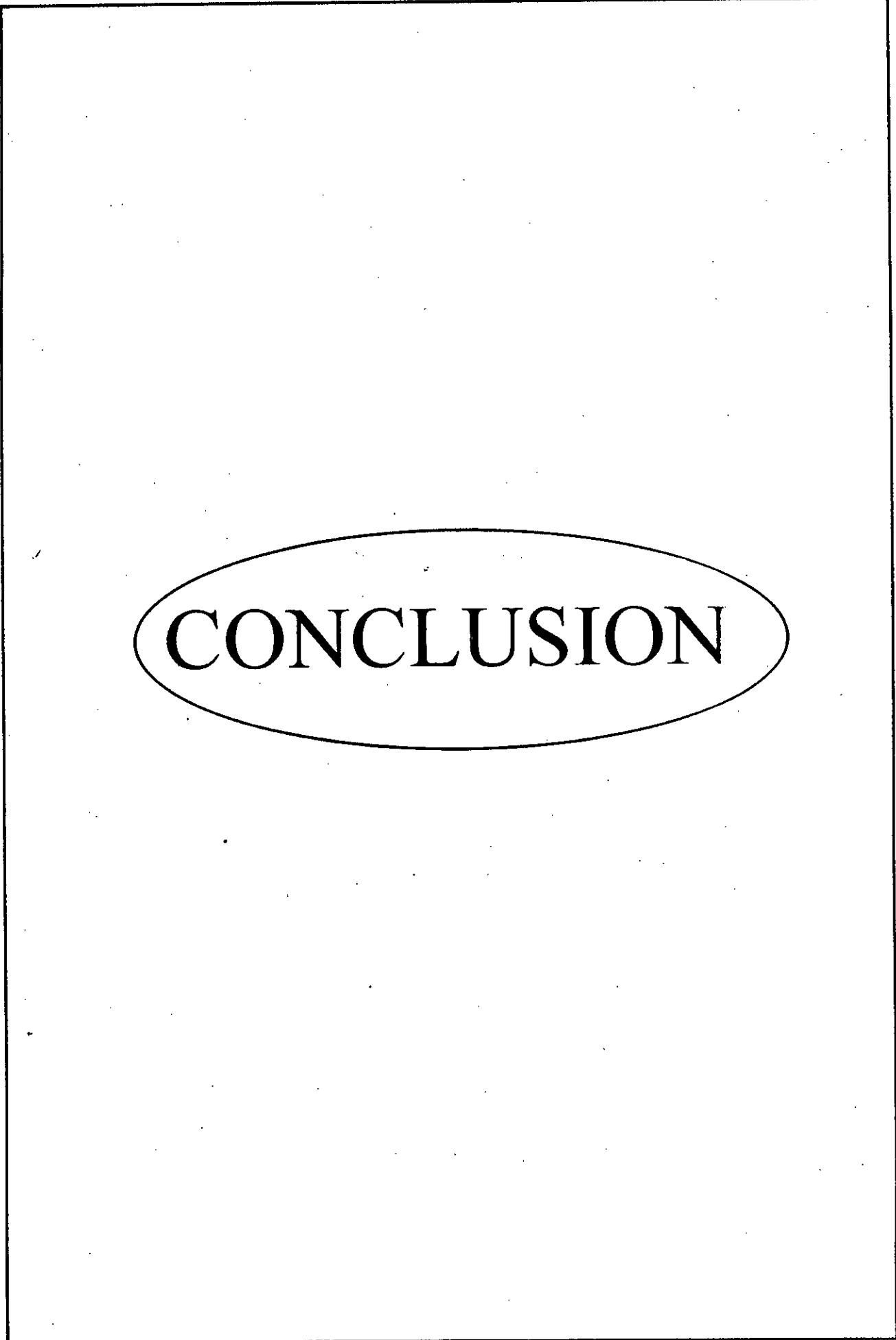
- le début de comblement commence à partir d'une amplitude de 2,91 m
- progressivement, les pentes de la fosse s'adoucissent et se raccordent aux fonds avoisinants qui s'érodent pour alimenter la souille.
- l'épaisseur des sédiments déposés dans l'axe la souille est estimée à 01 cm (0,32 m en nature)
- le volume total déposé est de  $180 \text{ cm}^3/\text{cm}$  ( $82,9 \text{ m}^3/\text{m}$  en nature)
- un recul de la côte de la plage d'environ de 60 cm sur modèle (86 m en nature) à cause de l'érosion de la côte.

Donc, on remarque bien que l'extraction d'agrégats réalisées à la profondeur  $d = -8,5 \text{ m}$  entraîne une érosion appréciable du littoral, ce qui nous ramène à faire des extractions à des fonds plus profonds sans risque appréciable en tenant compte du facteur économique.



FIG VI-2 : Evolution du profil apres dragage de sable





**CONCLUSION**

## Conclusion

Notre modélisation avait comme objectif de déterminer en premier lieu le matériau et la granulométrie permettant de reproduire la constitution du fond marin, après différents tests effectués sur d'autres matériaux disponibles sur le marché et s'avéra que le matériau choisi (siporex) répond aux critères de similitude hydraulique et sédimentologique. Cette phase était la plus longue et fastidieuse,, l'étape suivante consiste à déterminer les différentes échelles du modèle sur la base des données du prototype à savoir le site de Zéralda sur lequel a été effectué les mesures bathymétriques et analyse granulométrique et le climat de houle parmi les différents profils possibles, le choix est effectué sur le profil le plus représentatif du site.

La troisième étape est la construction du modèle sur canal à houle, des essais préliminaires s'avèrent nécessaire pour tester le matériau choisi qui a donné de bons résultats comparant avec les types de plages connues, un tarage sédimentologique est nécessaire pour reproduire les évolutions des profils antérieurs sous l'action de la houle réelle qui permet de déterminer l'échelle des temps sédimentologiques pour laquelle les futures évolutions sont basées.

La dernière étape consiste à prévoir l'impact de dragage en mer (la fosse) sur l'équilibre de littoral en déterminant:

- la profondeur
- le temps de comblement
- son influence sur l'équilibre du littoral

Tous ces paramètres ont été établis sur les critères technico-économiques pour une seule fosse, il reste à le généraliser pour d'autres profils et des profondeurs différentes. Ce travail effectué en bidimensionnel nécessite son extrapolation en tridimensionnel (tenant compte de tous les paramètres).



**BIBLIOGRAPHIE**

## **BIBLIOGRAPHIE**

- 1.- BERERICHE S.  
Etude sédimentologique de la zone côtière de Mazafran implications pour l'aménagement du littoral.  
Thèse PFE
- 2.- BERKANI M.  
Cours modélisation hydraulique  
ENP 1995
- 3.- BONNEFILLE, R.  
Cours d'hydraulique maritime  
Ed. Masson 1980
- 4.- BONNEFILLE R. et RUEDA F.  
La grande motte vingt ans après  
La houille blanche N°5 - 1989
- 5.- CHAPON J.  
Travaux maritimes, Tome 1  
Ed. Erolles, Paris 1984
- 6.- COLLINS J. IAN et CHESNUTT C.B.  
Essais sur modèle sur les profils d'équilibre de plage et sur l'influence de la granulométrie et de la forme des grains (sédiments)  
- Synthèse des études, 1972 USA
- 7.- COTTIN T. et PERDREAU N.  
Modèles réduits de plages (choix du matériau mobile)  
Synthèse des études L.C.H.F. Septembre 1983.
- 8.- GRESLOU L.  
Modèles réduits à fonds mobiles pour l'étude des aménagements maritimes. Synthèse des études L.C.H.F. Avril 1981.
- 9.- KAMPHUIS J.W.  
Modèles côtiers à fonds mobiles  
Synthèse des études - 1982.
- 10.- KELLAL M. et IGHILAHORIZ M.  
Contribution à la réalisation d'un modèle sédimentologique (port de Skikda). Thèse PFE 1992

- 11.- LARID M.  
Synthèse du cours sur les dragues en mer  
ISMAL - 1995
- 12.- LARRAS J.  
Hydraulique et granulats  
Ed. Eyrolles 1977.
- 13.- LARRAS J.  
Cours d'hydraulique maritime et de travaux maritime  
Ed. Eyrolles 1961.
14. LARRAS J.  
Physique de la houle et des lames  
Ed. Eyrolles 1979.
- 15.- LEBRETON J-C.  
Dynamique fluviale  
Ed. Eyrolles 1980
16. MIGNOT C. et LORIN J.  
Etude de la remise en suspension des sables sous l'action de la houle  
La houille blanche N°3 - 1986.
- 17.- MIGNOT C.  
Etude des propriétés physiques de différents sédiments très fins et de  
leur comportement sous les actions hydrodynamiques  
La houille blanche / N°7 1968.
- 18.- MIGNOT C.  
Action des courants, de la houle et du vent sur les sédiments  
La houille blanche / N°1 1977.
- 19.- MIGNOT C.  
Représentation des transports et des dépôts de sédiments dans les  
modèles réduits  
L.C.H.F. 1972
- 20.- MIGNOT C.  
Manuel sur l'hydrodynamique sédimentaire et l'érosion et sédimentation  
du littoral  
L.C.H.F. 1987
- 21.- MIGNOT C. et VIGUIER J.  
Influence de l'extraction des granulats en mer sur l'équilibre du littoral  
Synthèse des études L.C.H.F. 1979.