

وزارة التربية الوطنية
MINISTRE DE L'EDUCATION NATIONALE

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

DEPARTEMENT : Hydraulique

PROJET DE FIN D'ETUDES

SUJET

Contribution à l'étude de la
vitesse de propagation d'un courant
de densité dans un canal
prismatique

Proposé par :

UC^r A. KETTAB
UC^r B. REMINI

Etudié par :

UC^{elle} J. RAKEM
UC^{elle} M. ROUBI

Dirigé par

UC^r A. KETTAB
UC^r B. REMINI

PROMOTION : 1993

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التربية الوطنية
MINISTERE DE L'EDUCATION NATIONALE

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT : HYDRAULIQUE

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

PROJET DE FIN D'ETUDES

SUJET

Contribution à l'étude de la vitesse
de propagation d'un courant de
densité dans un canal prismatique

Propose par :

Mr. A. KETTAB

Mr. B. REMINI

Etude par :

Mlle. Y. RAKEM

Mlle. M. ROUIBI

Dirigé par :

Mr. A. KETTAB

Mr. B. REMINI

Promotion : 1993

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

الخلاصة

المدرسة الوطنية المتعددة التخصصات
المكتبة — BIBLIOTHEQUE
Ecole Nationale Polytechnique

يعتبر موضوع هذه الأطروحة مساهمة في دراسة تأثير ارتفاع المائع المحيط و تركيز الرواسب و الميل الضعيف لقنات مكشوفة موشورية ذات قاع مصقول. التركيبية التجريبية المستعملة تميز السيلان عبر الأهوسة.

SUMMARY

A Contribution in the study of the influence of the ambient fluid's depth, the concentration and the small slope, on the behaviour of front's velocity of a conservative density current, is experimentally investigated in a rectangular channel, with smooth bottom. The installation used describe a "Lock Exchange Flow".

RESUME

Une contribution à l'étude de l'influence de la hauteur du fluide ambiant, de la concentration en sédiments et de la faible pente, sur le comportement de la vitesse du front d'un courant de densité conservatif, a été apporté expérimentalement sur un canal prismatique à fond lisse. Le dispositif utilisé caractérise les écoulements à écluse.

Dédicaces

*A celle qui a engendré ma naissance,
A ceux qui ont apprécié ma présence,
A ceux qui ont contribué à mon bonheur,
A ceux que je porte chaleureusement dans mon coeur,
A ceux qui ont participé à ma réussite,
A tous, je dédie tendrement ce travail.*

Yasmina

Dédicaces

*A ma mère,
A mon père,
A tous ceux, qui même loin, sont avec moi,
Je dédie ce travail.*

Messa

Remerciements

Nous tenons à présenter nos plus vifs remerciements à :

- Mr. Kettab.A.
- Mr. Remini.B.

Pour leur aide, conseils et leurs judicieuses orientations.

Tous les enseignants qui ont contribué à notre formation.

Le personnel de l'UREG pour son assistance.

Tout le personnel de la bibliothèque pour sa compréhension, en particulier les "Karim" .

Tous ceux qui ont participé de près ou de loin à l'élaboration et le bon déroulement de ce présent travail de recherche.

SOMMAIRE

Introduction

Historique

CH1 <u>Généralités</u>	4
1.1 définition.....	5
1.2 Anatomie d'un courant de densité.....	6
1.2.1 point de plongé.....	6
1.2.2 La tête et le corps.....	6
1.2.2.1 La tête.....	6
2.1.1 Description.....	6
2.1.2 Types d'instabilité.....	7
1.2.2.2 Le corps.....	7
1.2.3 L'interface.....	8
CH2 <u>Les courants de densité dans la nature</u>	9
2.1 Différents exemples.....	10
2.2 Les courants de turbidité.....	11
2.2.1 Définition.....	11
2.2.2 Paramètres propres aux courants de turbidité.....	12
2.2.2.1 Phase solide.....	12
2.1.1 Vitesse de chute.....	12
2.1.2 Répartition granulométrique.....	13
2.2.2.2 Le mélange.....	13
2.2.1 La concentration massique.....	13
2.2.2 La masse volumique.....	13
2.2.3 La viscosité.....	13
2.2.3 Les différents types de courants de turbidité.....	14
2.2.3.1 Les courants conservatifs.....	14
2.2.3.2 Les courants non conservatifs.....	14
3.2.1 Les courants érosifs.....	14
3.2.2 Les courants qui se déposent.....	14
3.2.3 Les courants déformés.....	14
2.2.4 Classification.....	15
2.3 Les courants de turbidité dans les réservoirs.....	15
2.3.1 Différents aspects du transport des sédiments.....	15
2.3.2 Les courants de turbidité dans les réservoirs.....	18
2.3.2.1 Critère d'apparition et d'existence.....	18
2.3.2.2 Utilisation pratique de ces courants.....	19
2.3.2.3 Barrages Algériens.....	19
2.3.1 Le barrage d'ighil Emda.....	19
2.3.2 Le barrage de l'Oued Fodda.....	20
2.4 Les écoulements à ecluse.....	20
2.4.1 Description générale.....	21
2.4.2 Les différentes phases.....	23
4.2.1 Première phase.....	23
4.2.2 La deuxième phase.....	23

CH3 <u>Etude bibliographique</u>	25
3.1 Vitesse initiale.....	26
3.1.1 Sur un fond horizontal.....	26
3.1.2 Sur un fond incliné.....	28
3.2 Vitesse de propagation.....	28
CH4 <u>Etude expérimentale</u>	34
4.1 Expérimentation.....	35
4.1.1 But.....	35
4.1.2 Installation expérimentale.....	35
4.1.2.1 Description générale.....	35
4.1.2.2 Principe.....	37
4.1.3 Caractéristiques des matériaux utilisés.....	37
4.1.4 Caractéristiques du mélange.....	37
4.1.5 Mesures effectuées.....	38
4.1.6 Difficultés de mesure.....	39
4.1.7 Description du courant de densité.....	39
4.2 Exploitation et interprétation des résultats.....	39
4.2.1 Fond lisse horizontal.....	39
4.2.1.1 Première phase.....	42
4.2.1.2 Seconde phase.....	51
4.2.2 Fond lisse incliné.....	51
CH5 <u>Modélisation mathématique</u>	54
5.1 Equations de base.....	55
5.1.1 Equation de continuité.....	56
5.1.2 Equation de la quantité de mouvement.....	57
5.2 Cas étudié.....	59
5.2.1 Conditions initiales et finales.....	60
5.2.2 Méthodes de résolution.....	61
<u>Conclusion</u>	64

Annexes

Bibliographie

Notation

A_d	: Surface.
B	: Largeur du canal.
C	: Concentration massique.
C_c	: Coefficient de <i>Chezy</i> .
C_D	: Coefficient de friction.
E	: Coefficient d'entraînement.
F_i	: Nombre de <i>Froude</i> interne.
f_i	: Coefficient de frottement à l'interface.
F_r'	: Nombre de <i>Froude</i> densimétrique.
$F_r \Delta R_e$: Nombre de <i>Froude - Reynolds</i> densimétrique.
F_*	: Nombre de <i>Froude</i> défini par <i>Macagno</i> .
g	: Accélération gravitaire.
g'	: Accélération gravitaire réduite.
g'_0	: Accélération gravitaire réduite initiale.
H	: Profondeur.
H_p	: Hauteur du canal.
h_c	: Hauteur du corps.
h_t	: Hauteur de la tête.
K	: Coefficient de proportionnalité.
L	: Longueur du canal.
m	: Masse.
R_e	: Nombre de <i>Reynolds</i> .
R_*	: Nombre de <i>Reynolds</i> défini par <i>Macagno</i> .
S_1, S_2	: Facteurs de forme.
U	: Vitesse moyenne de l'écoulement.
U_i	: Vitesse moyenne du fluide i .
U_t	: Vitesse de la tête.
V_s	: Vitesse de chute.
ω_e	: Vitesse d'entraînement.
x, y	: Coordonnées.
α	: Coefficient de vitesse.
θ	: Angle d'inclinaison.
ν	: Viscosité cinématique de l'eau.
ν_d	: Viscosité cinématique du mélange.
ρ_a	: Masse volumique du fluide ambiant.
ρ_d	: Masse volumique du fluide dense.
ρ_p	: Masse volumique de particule.
$\Delta\rho$: Variation de la masse volumique.
τ_i	: Contrainte à l'interface.
τ_f	: Contrainte au fond.

Liste des figures

Fig 1.1 : Types d'intrusions.

- 1.1.1 "Underflow".
- 1.1.2 "Overflow".
- 1.1.3 "Interflow".

Fig 1.2 : La plongée.

Fig 1.3 : formes de l'interface.

Fig 2.1 : Comportement des sédiments fins.

Fig 2.2 : Intrusion par blocs.

Fig 2.3 : Influence de la hauteur du fluide pour les "Lock Exchange Flow"

- 2.3.1 Hauteur finie.
- 2.3.2 Hauteur infini

Fig 3.1 : Cavité d'air se déplaçant.

Fig 4.1 : Dispositif expérimental.

Fig 4.2 : Variation de la vitesse en fonction de la distance.

- 4.2.1 $H = 10 \text{ cm}$ $C = 10\%$.
- 4.2.2 $H = 10 \text{ cm}$ $C \text{ variable}$.
- 4.2.3 $H = 9 \text{ cm}$ $C \text{ variable}$.
- 4.2.4 $H = 8 \text{ cm}$ $C \text{ variable}$.
- 4.2.5 $H = 7 \text{ cm}$ $C \text{ variable}$.
- 4.2.6 $H = 6 \text{ cm}$ $C \text{ variable}$.

Fig 4.3 : Variation de *Froude* interne en fonction de la distance relative.

- 4.3.1 $H = 10 \text{ cm}$ $C \text{ variable}$.
- 4.3.2 $H = 9 \text{ cm}$ $C \text{ variable}$.

Fig 4.4 : Variation de la vitesse en fonction du temps.

- 4.4.1 $C = 10\%$ $H \text{ variable}$.
- 4.4.2 $C = 9\%$ $H \text{ variable}$.
- 4.4.3 $C = 8\%$ $H \text{ variable}$.
- 4.4.4 $C = 7\%$ $H \text{ variable}$.
- 4.4.5 $C = 6\%$ $H \text{ variable}$.

Fig 4.5 : Variation de la vitesse initiale en fonction de la concentration
 $H = 10 \text{ cm}$

Fig 4.6 : Variation de la vitesse initiale en fonction de la concentration
 H donné.

Fig 4.7 : Variation de la vitesse initiale en fonction de la hauteur et de la concentration.

4.7.1 Résultats expérimentaux obtenus.

4.7.2 Comparaison.

Fig 4.8 : Variation de la vitesse initiale en fonction de la hauteur de la tête et de la concentration.
Résultats expérimentaux obtenus et comparaison.

Fig 4.9 : Variation de la vitesse en fonction de la hauteur de la tête et de la concentration.

Fig 4.10 : Variation du coefficient de friction en fonction du nombre de *Reynolds*.

Fig 4.11 : Variation de la vitesse en fonction de la distance sur fond incliné.

Liste des tableaux

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
المكتبة — BIBLIOTHEQUE
Ecole Nationale Polytechnique

- Tab 2.1** : Différents aspects du transport solide.
- Tab 2.2** : Critères d'appari tion d'un courant de densité.
- Tab 2.3** : Valeur de la vitesse initiale adimensionnelle.
- Tab 3.1** : Vitesse d'entrainement en fonction de *Richardson*.
- Tab 4.1** : Variation de la masse volumique en fonction de la densité.
- Tab 4.2** : Viscosité du fluide d'après sa concentration.
- Tab 4.3** : Aperçu des mesures effectuées.
- 4.3.1 $H = 10 \text{ cm}$, $C = 10\%$
 - 4.3.2 $H = 10 \text{ cm}$, $C = 9\%$
 - 4.3.3 $H = 10 \text{ cm}$, $C = 8\%$
 - 4.3.4 $H = 10 \text{ cm}$, $C = 7\%$
 - 4.3.5 $H = 10 \text{ cm}$, $C = 6\%$

Introduction

L'omniprésence des courants de densité dans l'environnement de l'Homme, a suscité de nombreuses interrogations quant à leur expansion et leurs effets.

Les connaissances requises sur ces phénomènes, malgré les études et efforts des chercheurs, demeurent insuffisantes devant leur complexité et l'étendue des disciplines cernées.

La compréhension de leur comportement nécessite la maîtrise des caractéristiques propres des écoulements à gradient de densité.

Ce présent travail, se limitera à l'étude de la vitesse de propagation du front d'onde.

Une illustration pratique est le cas des courants de turbidité dans les retenues, qui sont en partie responsables de l'envasement, de part l'apport solide qu'ils véhiculent; paradoxalement du dévasement, de part leur exploitation pour l'évacuation, lorsque les conditions sont favorables.

La détermination de ces dernières est primordiale pour un pays comme l'Algérie où la réserve utile en eau diminue fortement du fait de l'érosion importante de ses bassins versants.

Un autre cas est celui des écoulements à écluse, qui correspond à l'ouverture d'une vanne, engendrant l'intrusion d'un courant privilégié; apparaissant dans les canaux fluviaux et lors des rejets en surface.

Le bilan des travaux antérieurs, effectués sur ce domaine, établira l'évolution des recherches et permettra l'élaboration et la définition du modèle expérimental.

L'objectif de notre travail est d'examiner expérimentalement sur un canal rectangulaire l'influence de la hauteur, la concentration en sédiment et la pente de l'écoulement dense du canal sur la vitesse de propagation de la tête.

La mise en équation des lois régissant le mouvement de cet écoulement, permettra une modélisation mathématique. L'introduction des hypothèses simplificatrices et l'établissement des conditions initiales et finales conduira à une résolution, à partir de différentes méthodes numériques.

Historique

La diversité des courants de densité dans la nature et l'importance de leurs effets ont conduit de nombreux chercheurs à essayer de comprendre les conditions de formations et de développement de ces courants.

Leur complexité et leur variété ont imposé certaines hypothèses simplificatrices afin de permettre l'illustration de leur comportement.

Les premières descriptions ont été faites à partir des années trente sur un courant marin dans la mer du Japon par Uda (1938) et sur le barrage "Lake Mead" au Colorado par Grower en 1938. Depuis, l'intérêt sans cesse croissant des scientifiques a permis l'enrichissement de ces études et de leurs résultats.

Von Karman (1940), en émettant l'hypothèse d'un plafond horizontal et en négligeant toute forme de perte d'énergie, constate la propagation constante de la tête. Ce résultat fut exploité par Keulegan (1955), Riddell (1963) et Yih (1965) pour déterminer l'influence des différents paramètres physiques sur les courants salins dans le cas des écoulements à écluse.

Middleton (1966) et Turner (1979) étendirent ce résultat aux courants de turbidité conservatifs. Le travail de Benjamin (1968) fut la base de toutes les études le succédant. Il traita l'influence des pertes d'énergie créées par l'avancement d'une cavité d'air dans un fluide, en considérant l'hypothèse d'un plafond horizontal.

Britter et Simpson (1978 - 1979) examinèrent le comportement de la tête d'un courant de gravité. Ils montrèrent comment le mélange, qui pouvait exister juste après la tête, conditionnait son avancement. Ils déterminèrent l'influence des hauteurs de la tête et du corps sur la vitesse d'approche du courant dans un canal horizontal.

Les études de ces courants sur un fonds incliné n'ont sollicité que peu de travaux. Des lois, applicables aux courants salins, sur la variation de la vitesse pour une marge de pente de 5° à 10° , ont été établies par Britter et Linden (1980).

Par la suite, elle ont été généralisées par Altinakar et Graf (1990) pour des courants de turbidité conservatifs. Parker, Yalin, Garcia et Fukushima (1987 - 1989) s'intéressèrent aux courants non conservatifs et aux phénomènes d'érosion et d'embrasement.

L'interface a été sujette à de nombreuses recherches basées principalement sur les contraintes, les échanges et les mélanges interfaciaux. L'un des travaux les plus complets durant les années cinquante est celui de

Lofquist (1960) qui montra que les échanges à l'interface dépendaient des contraintes agissantes. Il obtint expérimental que la tension tangentielle à l'interface était du même ordre de grandeur que celles qui s'appliquaient aux niveaux des parois. Vinrent ensuite d'autres travaux comme ceux de *Macagno*, *Rouse* et *Bata* (1961), qui se consacrèrent au coefficient de frottement à l'interface.

Cependant jusqu'aux années 70, des contradictions qualitatives et quantitatives ont été relevées entre les résultats de ces diverses recherches.

Christodoulou (1985) les attribua à la variété des conditions d'écoulement, à la multiplicité des échelles de longueurs et de vitesses utilisées pour reporter les résultats expérimentaux déterminés. Dans ses travaux, il offrit une perspective unifiée et plus générale sans limiter le type d'écoulement. Il établit à partir de l'analyse adimensionnelle, une relation entre les échanges et le nombre de *Richardson*.

Les derniers travaux publiés sont ceux de *Kranenburg* (1993). Il fournit un modèle mathématique caractérisant la propagation de la tête en négligeant les pertes d'énergie, qu'il généralisa ensuite.

L'immense importance pratique des écoulements à gradient de densité fait de ce sujet un problème d'actualité.

Chapitre : 1

Généralités

1.1. Définition :

Les courants de densité appelés parfois courants de gravité sont des phénomènes qui se créent naturellement ou artificiellement. Ils correspondent aux intrusions de fluides dans d'autres sous des conditions bien précises.

Ces écoulements stratifiés, mouvement de deux ou plusieurs masses de fluides miscibles ou non, ont des densités différentes dues à la variation de la température ou à la présence de matières solides en suspension ou encore de matières dissoutes.

Ils se propagent en conservant leur individualité ou en se mélangeant au fur et à mesure.

Ces écoulements privilégiés peuvent se faire :

- Au dessous "Underflow" (Fig 1.1.1),
 - Au dessus "Overflow" (Fig 1.1.2),
 - A travers "Interflow" (Fig 1.1.3),
- le milieu ambiant considéré.

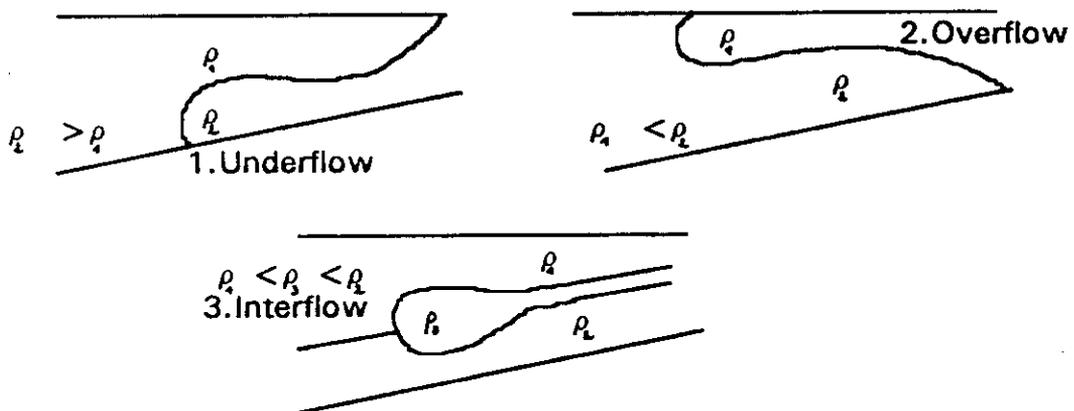


Fig 1.1 : Types d'intrusions

1.2. Anatomie d'un courant de densité :

1.2.1 Point de plongée :

On appelle point (ligne) de plongée, le point (ligne) où le fluide dense disparaît au dessous du fluide surnageant (*Fig 1.2*)

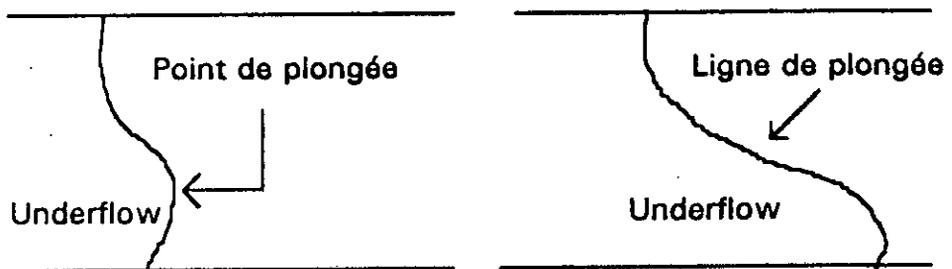


Fig 1.2 : La plongée.

1.2.2 La tête et le corps :

Un courant de densité peut être décomposé en deux parties distinctes (*Fig 1.6*) :

- La tête.
- Le corps.

1.2.2.1 La tête :

2.1.1 Description :

C'est la zone où le mélange entre les deux fluides de différentes densités est le plus considérable.

Elle est caractérisée par :

- Son front (Ou nez) :

Son élévation par rapport au fond a sollicité de nombreuses études expérimentales. Elle dépend du nombre de *Reynolds* et de la hauteur du fluide. [8,9]

- Sa longueur et sa hauteur :

Ces deux paramètres sont interdépendants et quelques expériences ont montré l'influence de *Reynolds*, de la pente du fond et des contraintes sur celles-ci. [35]

- La forme :

Il n'est pas possible d'attribuer une forme unique au contour de la tête car elle dépend :

- Du sens du mouvement du fluide surnageant.
- De la turbulence du milieu ambiant.
- Des forces de viscosité.
- De la variation de la concentration sur la verticale.

Dans le cas d'un écoulement permanent entretenu, le profil s'avère presque régulier.

2.1.2 Types d'instabilité :

Il existe deux types d'instabilité au niveau de la tête pouvant apparaître et conduire à des mélanges.

- Les rouleaux :

Lorsque les forces de viscosité sont assez grandes, de petites vagues se forment et s'enroulent au niveau de la tête.

- Les lobes et les crevasses :

Il y a formation d'une série de lobes et de petites crevasses. Ces dernières sont multipliées par la subdivision des grands lobes.

1.2.2.2 Le corps :

Cette autre grande partie du courant est caractérisée par une hauteur inférieure à celle de la tête et une vitesse supérieure.

1.2.3 L'interface :

Elle correspond à la transition entre deux couches de fluide de densités différentes. Cette surface est le siège de gradients maximaux de densité et de vitesse.

Ces caractéristiques sont influencées par :

- La miscibilité des différents fluides.
- La différence de densité entre les fluides.
- Les échanges et transferts interfaciaux.
- Le régime d'écoulement.

Elle présente différentes formes (*Fig 1.3*).

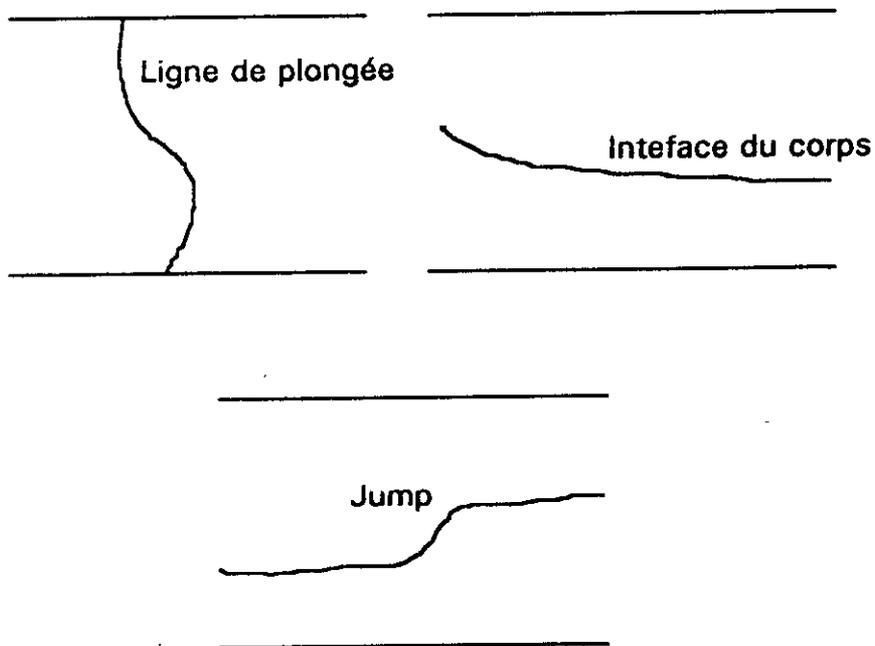


Fig 1.3 : Formes de l'interface.

Chapitre : 2

*Les courants de densité dans
la nature*

Les différentes variétés des courants de gravité et leur occurrence dans la nature ont orienté leurs domaines d'étude et par conséquent leurs subdivisions.

2.1 Différents exemples :

❖ Les courants atmosphériques :

Le déplacement des fronts froids humides sous les fronts chauds provoque la formation de nuages.

Les tornades, le tonnerre sont dus à la confrontation de deux fluides de densité différentes.

Ces courants sont généralement étudiés par les météorologistes.

❖ Les avalanches :

Elle se produisent soudainement à cause de la différences de densité due à la suspension des particules de neige, entraînant souvent avec elles des boues et chute de pierre. Les régions alpines étants fortement exposées à ces avalanches, une prévision s'avère importante.

❖ Les courants de densité polluants :

Ce sont les conséquences directes des rejets industriels, des fuites accidentelles dans la nature, citons par exemple :

- Le pétrole répandu sur la surface de la mer ou de l'océan, après le chavirement d'un pétrolier.

- La dissipation des gaz lourds due à la rupture des réservoirs de stockage.

Le gaz se répand rapidement sous forme de courant et entraînant souvent des explosions sérieuses et des inflammations dangereuses engendrant des dégâts matériels et humains.

- Les rejets des eaux de refroidissement des centrales thermiques et des installations industrielles, des eaux usées, dans les écoulements fluviaux et les mers constituent un facteur bouleversant l'environnement.

◇ Courant de densité dans les rivières, lacs et océans :

Dans les estuaires, zones de transition entre les rivières et les mers, différents régimes d'écoulement sont possibles.

- L'arrivée rapide d'un courant tend à produire des mélanges verticaux estuariens à travers des actions turbulentes de fond. Cette grande proportion d'eau claire dans la mer peut conduire à une stratification et réduire ainsi le mélange à l'amont.

- Le coin salé : Lorsqu'une mer sans marée remonte dans un canal normal, une langue salée remonte au fond alors que l'eau douce coule en surface. Après un temps suffisant, si les conditions aux limites deviennent stationnaires, un coin salé fixe s'établit dans l'estuaire considéré. Dès la moindre variation de ces mêmes conditions (Légère marée ou petite perturbation du débit fluviale), le front se déplace selon sa dynamique propre. [24]

- Dans les océans et les mers, un grand volume d'eau chaude ou claire, plus légère que l'eau salée, se propage le long de la surface libre.

Les zones telles que le détroit de *Gibraltar* reliant des étendues marines de caractéristiques très différentes sont le siège d'écoulement par couches du à la variation de salinité.

- Les eaux d'un cours d'eau transportant des matériaux en suspension, peuvent plonger à l'entrée du réservoir et se propage vers le pied du barrage. L'importante charge de ces eaux est parfois responsable de l'instabilité d'ouvrages hydrauliques.

2.2 Courants de turbidité :

2.2.1 Définition :

Un courant de densité dont la variation de densité est due à la présence de matières solides en suspension est appelé "courant de turbidité".

L'écoulement dans ce cas est un "Underflow".

Certains courants de turbidité constituent un mécanisme important pour le transport des sédiments dans les rivières, les littoraux vaseux et les réservoirs. Ils sont responsables de l'excavation de plusieurs canyons sous marins. Ils vont même jusqu'à interrompre le processus de formation du

pétrole en perturbant l'accumulation en couches sédimentaires d'organismes qui se sont profilés dans les mers et océans. [30]

2.2.2 Paramètres propres aux courants de turbidité :

2.2.2.1 Phase solide :

Les paramètres prépondérants sont la masse volumique des matières en suspension ρ_s , la vitesse de chute V_s , et la répartition granulométrique.

2.1.1 Vitesse de chute :

C'est la vitesse de décantation d'une particule solide en eau calme sans interaction particule-particule, hors de l'influence des parois.

Elle est conditionnée par le diamètre et la forme de la particule.

Elle est définie par la formule de *Stokes*, lorsque l'écoulement relatif autour de la particule est laminaire par :

Hypothèses :

- Les particules sont considérées sphériques, lisses et rigides.
- Elles se déplacent comme si elles étaient dans un milieu fluide infini.
- Le fluide est homogène, milieu infini par rapport à la taille de la particule;
- La vitesse limite doit être atteinte.

$$V_s = \frac{g(\rho_p - \rho_a)D^2}{18\mu} \quad (1)$$

Il est évident que les conditions d'établissement de ces lois ne sont pas souvent rencontrées en milieu naturel.

Des corrections sont donc à apporter pour tenir compte de :

- L'influence des actions particule-particule.
- L'effet de la paroi.
- L'influence de la forme de la particule.

Les concentrations élevées freinent la chute des particules et celles-ci se déposent avec une vitesse réduite.

2.1.2 Répartition granulométrique :

Il est pratiquement impossible de trouver des granulats d'un diamètre uniforme dans la nature. On représente les proportions des différentes sortes de granulats dans le mélange qu'il constitue par la courbe de répartition granulométrique. Elle nous permet d'avoir le diamètre moyen du mélange, qui représente la moyenne pondérée des diamètres individuels des granulats d'après leur proportion respective.

2.2.2.2 Le mélange :

2.2.1 La concentration massique :

La concentration massique caractérise la quantité de matière en suspension dans un volume de turbide.

2.2.2 La masse volumique :

Elle est donnée par la formule de *Yalin* :

$$\rho_d = \rho_a + (\rho_s - \rho_a)C / \rho_s \quad (2)$$

Un courant de turbidité est caractérisé pour sa variation de sa masse volumique par :

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_a} = \frac{\rho_d - \rho_a}{\rho_a} = (\rho_s - \rho_a)C / \rho_s \rho_a \quad (3)$$

2.2.3 La viscosité :

En général, le mélange est considéré comme une suspension de particules discrètes dans un fluide porteur, Newtonien, dans le cas de l'eau.

Une formule d'*Einstein* donne l'expression de la viscosité du mélange :

$$\nu_d = \frac{\rho_d}{\rho_a} \nu_a \left(1 + 2 \frac{C}{\rho_s}\right) \quad (4)$$

Lorsque le fluide est fortement chargé, il ne se comporte plus comme un fluide Newtonien.

2.2.3 Les différents types de courants de turbidité :

Le transport de sédiments par le mécanisme de la suspension diffère de celui accompli par d'autres mécanismes (Tel que charriage).

Par conséquent, une question se pose : "Est-ce que la notion de courant de turbidité inclue le lit ?" .

La réponse à cette question est assez délicate car les travaux effectués ne sont pas totalement en accord. Certains chercheurs incluent au courant de turbidité quelques sédiments se déplaçant le long du fond. [3]

Un avis contradictoire restreint le terme de courant de turbidité uniquement au sédiment se mouvant dans la suspension. [31]

2.2.3.1 Les courants conservatifs ou courants neutres :

Il n'y a pas d'échange de sédiments entre le lit et le fond.

2.2.3.2 Les courants non conservatifs :

3.2.1 Les courants érosifs :

Ils ont de grandes vitesses et érodent considérablement le lit. Ils entraînent en direction de l'aval un embrasement (Auto-accélération et entraînement des sédiments).

3.2.2 Les courants qui se déposent :

Ce sont des courants assez lents, dont la vitesse de chute des particules est relativement importante.

IL y a dépôt de sédiments, mais le courant ne perd pas de son ampleur à cause de l'apport de sédiments dû à l'échange avec le fond.

3.2.3 Les courants déformés :

Ils entraînent en direction de l'aval, une extinction (Décélération et dépôt de sédiments). Ils perdent de leur individualité.

Un même courant peut passer par ces différentes phases selon la nature des sédiments et la proportion de dépôt.

2.2.4 Classification :

Les courants de turbidité peuvent être classés suivant leur :

- Densité :
 - ^ A faible charge.
 - ^ A forte charge. $\rho_d > 1.1 \frac{g}{cm^3}$
- Durée de vie :
 - ^ De courte durée.
 - ^ De longue durée.

En général, un courant de faible densité est de courte durée et un courant de forte densité est de longue durée.

2.3 Les courants de turbidité dans les réservoirs :

L'envasement des réservoirs du aux débits solides apportés par les cours d'eau présente un sérieux problème dans les pays comme les Etats Unis et ceux d'Afrique du nord comme l'Algérie.

De nombreuses sites, occupés par ces réservoirs, sont ou risquent d'être perdus définitivement pour l'utilisation des eaux.

L'intérêt pratique de l'étude systématique des courants de densité réside de la possibilité de les employer pour évacuer les matières en suspension qu'ils transitent sans dépôt à travers la retenue.

2.3.1 Différents aspects du transport des sédiments :

L'entraînement des particules solides par un écoulement liquide est essentiellement fonction de la dimension de ces particules (*Fig 2.1*).

L'expérience courante indique que de petites particules sont transportées dans la masse de l'écoulement. Lorsque la taille des particules est plus importante, ces dernières cheminent sur le fond sous l'action des forces hydrodynamiques. [24]

D'un point de vue purement mécanique, on peut donc distinguer deux modes de transport :

- Le transport par charriage.
- Le transport par suspension.

La connaissance de ces mécanismes s'avère primordiale pour la lutte contre l'envasement.

◆ Le transport par charriage :

Il se caractérise par des très faibles distances entre les particules (De l'ordre de leur dimension). Ces dernières roulent et glissent les unes sur les autres, ce mécanisme met toujours en jeu les chocs et les frottements entre particules. De ce fait, il posera un problème de mécanique très complexe.

◆ Le transport par suspension :

Il correspond à une grande dispersion des particules et s'effectue en général sans interaction notable des particules entre elles, excepté quand les concentrations deviennent très élevées.

Dans le cas de la suspension par turbulence, l'énergie turbulente suffit à elle seule pour vaincre le champ de pesanteur.

Dans le cas d'un courant de turbidité conservatif, la particule est assez fine pour rester en suspension.

Le dimension des particules permet de classer les phénomènes purement mécaniques. Toutefois, ces derniers ne sont pas les seuls à intervenir dans le transport solide. Les sédiments très fins sont l'objet, même au repos, de phénomènes physico-chimiques :

- Tension superficielle.
- Réaction chimique.
- Interaction électrique.
- Etc....

Une classification selon "*L'Américan Géophysical Union*" des différents aspects du transport solide est présenté sur le tableau (Tab 2.1).

Dimension (Diamètre moyen)	Désignation	Zones concernées	Modes de transport	Nature des phénomènes
$(4 \div 62)\mu$	Silt	Lacs, retenues de barrage, zones d'eau mortes ...	Suspension et de courants densité.	Mécanique.
$(0.24 \div 4)\mu$	Vases	Lacs, estuaires, littoral.	Suspension et de courants densité.	Mécanique ou physico-chimique.
$(0.062 \div 2)mm$	Sable	Littoral, cours d'eau.	Suspension ou charriage.	Mécanique.
$(2 \div 64)mm$	Graviers	Cours d'eau.	Charriage.	Mécanique.
$(64 \div 250)mm$	Galets	Plages, rivières à forte pente, torrents.	Charriage.	Mécanique.
$>250mm$	Blocs	Torrent à très forte pente.	Charriage.	Mécanique.

Tab 2.1 : Différents aspects du transport solide.

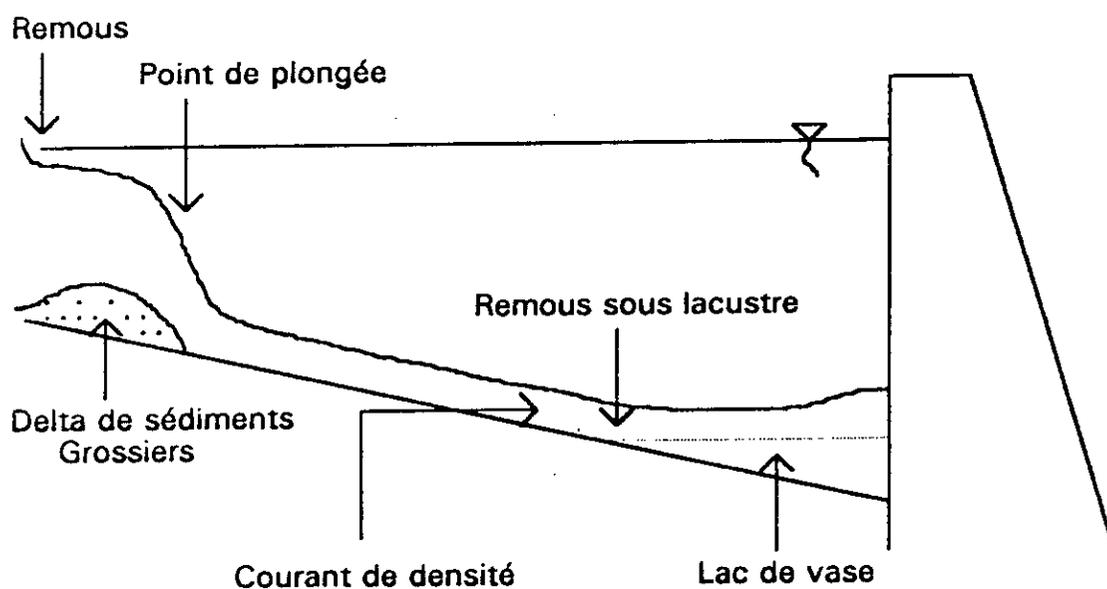


Fig 2.1 : Comportements des sédiments fins dans les retenues.

Mécanismes de formation des dépôts dans les réservoirs :

Dès l'entrée d'un cours d'eau à débit solide notable, dans le remous d'un barrage, s'amorce une sorte de plateau sous lacustre, faiblement incliné dans le sens du courant.

Le front aval de ce plateau, progresse peu à peu dans la retenue et en l'absence de toute manoeuvre de chasse, atteint le barrage au bout d'un temps plus ou moins long. Ce "Delta" est formé en majeure partie par les matériaux charriés sur le fond de la rivière. Les vases et limons en suspension dans l'eau, se déposent en général à l'aval du Delta. Exceptionnellement, ils peuvent créer des courants de densité ou "Underflow".

2.3.2 Les courants de turbidité dans les réservoirs :

Les eaux troubles apportées par les rivières peuvent cheminer sur le fond du réservoir et venir s'accumuler dans la partie aval en formant une sortie de petit lac de boue, surmonté par l'eau claire qui se consolidera peu à peu.

Dans d'autre cas, le courant de densité semble cheminer "Entre deux eaux" et peut, au voisinage du barrage, se relever pour atteindre les ouvrages de prise ou d'évacuation de crues.

Avant d'entreprendre l'étude des courants de turbidité dans les réservoirs, il convient de connaître l'ordre de deux grandeurs physiques :

- La concentration en matériaux en suspension.

Dans les fleuves algériens, on rencontre des concentrations moyennes de $C = 10 \div 20 \text{ ‰}$ avec des valeurs maximales de 100 ‰ . Le record est détenu par un affluent du *fleuve jaune* (Nord de la *chine*) avec 300 ‰ .

- La hauteur maximale que peut attendre un courant de turbidité.

2.3.2.1 Critère d'apparition et d'existence d'un courant de turbidité :

L'existence d'un courant de densité au sein d'une retenue est prouvée par [13] :

- L'entraînement de corps flottants vers le fond.
- Les vitesses des courants de fond enregistrées.
- Le sondage de densité.
- Les affouillements.
- Le soutirage des vases à l'aval.

Différents critères ont été avancés pour prévoir l'apparition de ces courants (Tab 2.2).

Paramètres	Sources
$\frac{U^2}{\left(\frac{\rho_d - \rho_a}{\rho_d}\right) \cdot gH} < 0.6$	Zhang Hao & Al
$\frac{U}{\left(\frac{\rho_d - \rho_a}{\rho_d}\right) \cdot gH} < 1 \div 2$	Buttling.S & Shaw.T.L
$\theta \cdot C_c^2 HC^3 / Q^2 > 10\,000$	Rooseboom.A

Tab 2.2 : Critères d'apparition des courants de turbidité dans les retenues.

Il faut noter qu'ils indiquent automatiquement les conditions favorables à la formation des courants de faibles vitesses. Il convient donc d'ajouter qu'ils sont valables uniquement tant que des quantités importantes de sédiments s'introduisent dans la retenue.

2.3.2.2 Utilisation pratique de ces courants :

Certains courants de turbidité s'évanouissent avant d'atteindre le pied du barrage. Le but serait de faire franchir la retenue par un maximum de ces fines particules et de les soutirer ensuite. En effet, leur dépôt en l'absence d'évacuation serait suivi d'une consolidation qui rendrait difficile leur extraction future.

Les chasses et l'utilisation des courants de densité constituent un moyen efficace pour l'évacuation des vases, il n'en demeure pas moins que ce procédé engendre une forte consommation d'eau, souvent plus de 12 à 20 fois le volume de vase.

Cette méthode est utilisée en Algérie sur les barrages d' :

- Ighil Emda.
- Oued Fodda.

2.3.2.3 Barrages Algériens :

2.3.1 Le barrage d'Ighil Emda :

Fonctionnel depuis 1953, il possédait une capacité initiale de 156 Millions de m^3 . [10,33]

Il est muni d'ouvrages d'évacuation de fond comprenant (16) robinets de dévasement.

L'ouverture de ces robinets est effectuée dès que la densité de l'eau dépasse 1.02 et est maintenue ouverte tant que la densité reste supérieure à cette valeur.

Cela a permis l'évacuation par courants de densité, de près de 17.5 Millions de m^3 de vase, sur la période de 1965 à 1982. [15]

La présence de ces courants a été prouvée par les travaux de *Duquennois* (1955). Il a mit en évidence :

- L'existence d'affouillements de dépôt, n'ayant aucun rapport avec les tassements de consolidation, qui ne pouvaient provenir que des dépôts récents. Ceci prouva la forte puissance érosive des courants de fond.
- La finesse des particules véhiculées ($< 100 \mu.m$).
- L'emportement des matières flottantes lors de la plongée.

Ces observations ont mené à des mesures plus précises telles que :

- Le sondage de densité près des vannes.
- La détermination de la vitesse sur le trajet probable des courants de densité, s'avérant être la branche de l'oued principal (*L'Oued Berd*).
- La mesure des hauteurs maximales atteintes par l'écoulement.

2.3.2 Le barrage de l'Oued Fodda :

Il est mit en service depuis 1932 a subit un très fort envasement. Pour une capacité initiale de 228 Millions de m^3 , près de 196 Millions de m^3 étaient déjà envasés en 1980. [10]

Les (5) forages qui étaient opérationnels en 1961, se sont révélés insuffisants pour contrer le problème.

2.4 Les écoulements à écluse :

Le présent paragraphe considère en détail l'avancement du front d'un courant de gravité dans les écoulements à écluse : "Lock Exchange Flow", où la profondeur et la différence de densité entre les fluides a été préalablement établie. [35]

Le front joue un rôle important dans le dynamisme du courant, il est donc nécessaire d'en connaître le mécanisme de formation et son développement.

2.4.1 Description générale :

Les premières mesures sur ces courants ont été faites au niveau des zones côtières où le trafic maritime exigeait l'utilisation d'écluses qui engendrait une intrusion d'eau sous l'eau claire.

L'installation expérimentale correspondant à ce phénomène est relativement simple. Elle consiste en un canal de section variable divisé en deux compartiments contenant l'eau de densités différentes de part et d'autre d'une vanne coulissante. L'ouverture brusque de celle-ci permet l'intrusion du fluide dense sous le fluide plus léger.

Beaucoup d'expériences pour de petites échelles en laboratoire ont mis en évidence la caractéristique qu'ont ces écoulements à se propager avec une vitesse constante dans les canaux de section rectangulaire.

Le front évolue avec une même vitesse jusqu'à ce que les forces de viscosité soient prépondérantes et le ralentissent.

En formulant une première approximation sur l'intrusion par bloc de l'écoulement (*Fig 1.5*). Certains auteurs considèrent qu'après la plongée, toute l'énergie potentielle s'est transformée en énergie cinétique.

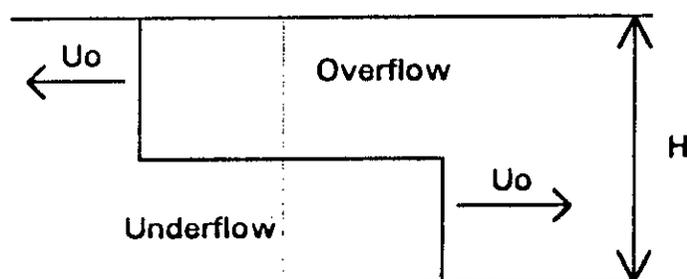


Fig 1.5 : Intrusion par bloc.

Ce modèle simplifié ne tient pas compte :

- De la hauteur propre de la tête.
- Du mélange au niveau de la tête.
- De la variation de la hauteur de l'interface.

Il en ressort la formulation suivante :

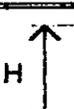
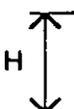
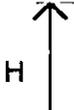
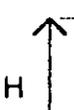
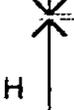
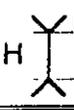
$$U_0 / \sqrt{g'H} = K \quad (5)$$

K étant une constante égale à 0.5.

Cette prévision est très proche des résultats obtenus pour des canaux de sections rectangulaires par *Barr*.

$$K = 0.46$$

Quelques résultats sont reportés pour des canaux de sections de différentes formes, donnant des constantes différentes (*Tab 2.3*).

Section		Underflow	Overflow
	Canal découvert	0.465	0.59
	Canal en charge	0.44app	0.44app
	Canal découvert	0.67	0.41
	Canal en charge	0.65	0.34
	Canalisation en charge	0.495	0.495
	canalisation demi-circulaire	0.51	0.44
		0.48	0.36

Tab 2.3 : Valeur de la vitesse initiale adimensionnelle pour différentes sections

La vertu des écoulements à écluse est leur relative simplicité qui a permis un bon nombre d'études sur différents courants de densité (A gradient de température, de turbidité à faible et forte charge).

2.4.2 Différentes phases observées dans une écluse :

Il a été montré expérimentalement qu'un courant de gravité produit par une libération instantanée, passe par deux phases distinctes et parfois une troisième si l'effet de la viscosité est très élevé.

4.2.1 Première phase :

Après une rapide plongée causée par l'ouverture instantanée de la vanne, le courant avance avec une vitesse constante. "L'Overflow" se dirige dans le sens opposé.

La propagation s'avère différente, selon la proportion des deux fluides en présence.

4.2.2 La deuxième phase :

Il y a modification au niveau du déplacement du front et diminution de la vitesse de la tête.

L'expérience a montré que la vitesse varie linéairement en fonction du temps ($V = f(t^{-1/2})$) et diminue ainsi jusqu'à ce que les contraintes visqueuses deviennent vraiment prépondérantes.

- Hauteurs égales (Fig 1.6.1) :

Lorsque l'"Overflow" atteint l'extrémité du réservoir, il y a création d'une onde de retour au niveau de l'interface, engendrant "une vague inversée".

La propagation de cette dernière est plus rapide et tend à rejoindre la tête.

- Hauteur du fluide ambiant infinie (Fig 1.6.2) :

Le fluide libéré présente une profondeur très faible relativement au fluide ambiant, les échelles ne sont pas comparables (Cas pratique : Le *Dam Break*).

Dans ce cas, le courant s'éloigne également avec une vitesse constante et une onde longue de dépression est générée et se propage le long de l'interface. Elle est alors réfléchiée à l'extrémité du canal et tend à atteindre l'aval.

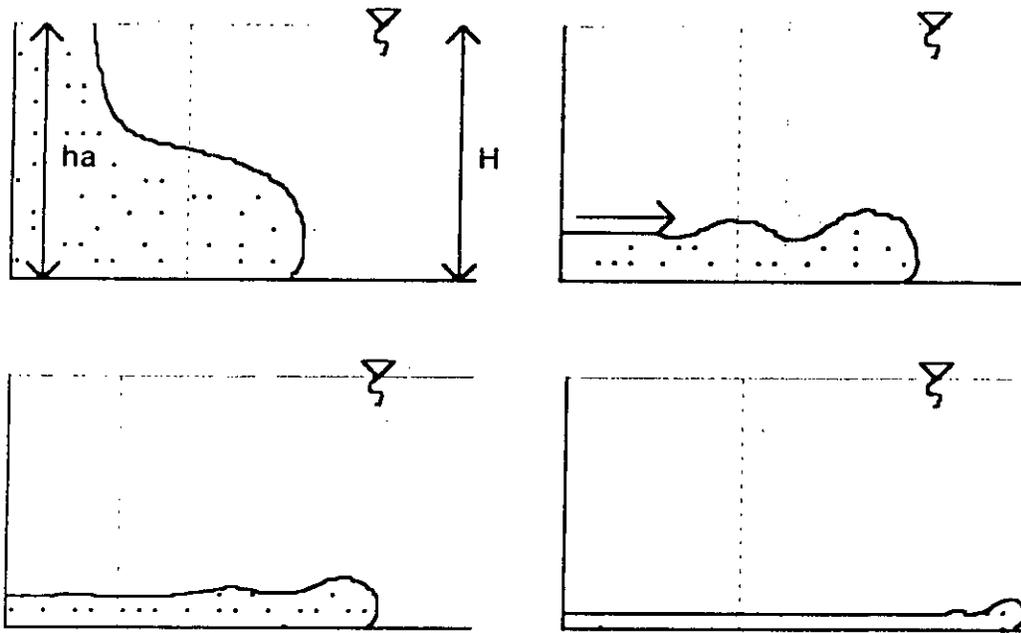


Fig 1.6.1 : Propagation pour hauteurs égales.

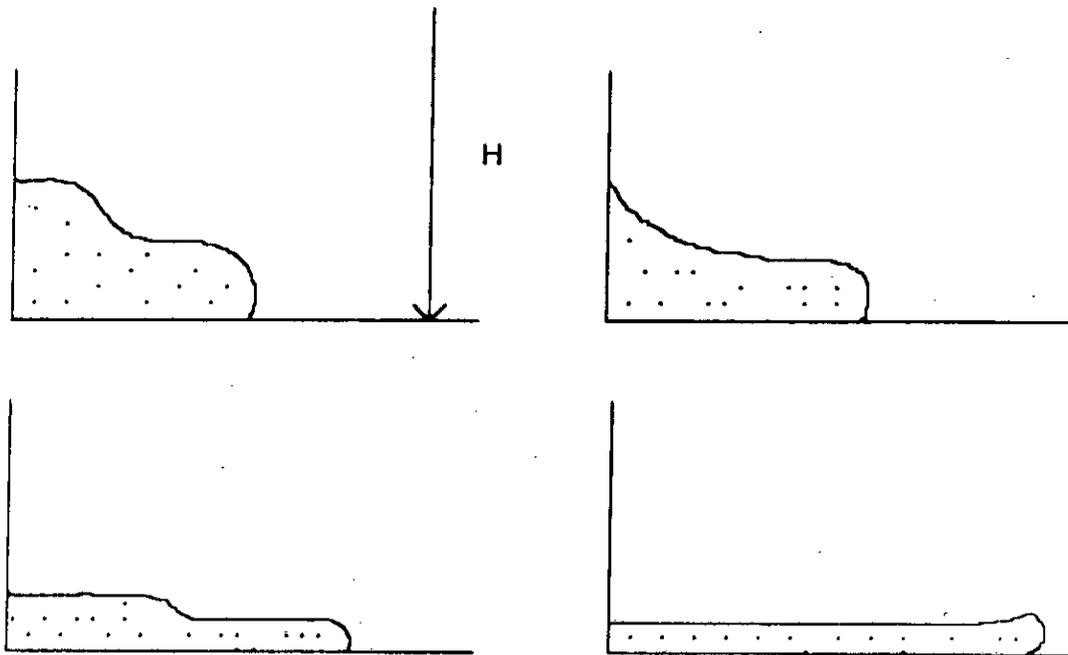


Fig 1.6.2 : Propagation pour une hauteur du fluide
ambiant infinie.

Chapitre : 3

Etude bibliographique

La présente étude se portera sur la vitesse de la tête, qui fût l'objet d'études expérimentales.

Sa dépendance en fonction des différents paramètres suivants, fût examinée :

- La masse volumique du fluide ambiant.
- La masse volumique du fluide dense.
- La hauteur totale.
- La viscosité des fluides.
- La pente.
- L'accélération gravitationnelle.

Des travaux ont permis d'élaborer des lois de variation de :

- La vitesse initiale.
- La vitesse de propagation.

3.1 Vitesse initiale :

3.1.1 Vitesse initiale sur fond horizontal :

Pour les écoulements à écluse, il ressort que cette vitesse est principalement fonction de la hauteur totale et de la différence de densité.

Obtenons ainsi :

$$U_i = K\sqrt{g'H} \quad \text{Pour les courants salins.}$$

- *Keulegan* sur un canal de 10 cm de large et de 2 m de long obtint :

$$U_i = 0.45\sqrt{g'H} \quad (5.1)$$

Yih, quelques années plus tard, pour un canal possédant une écluse centrée aboutit au même résultat.

- *Barr*, pour des rapports de largeur-hauteur plus étendu proposa : [6]

$$U_i = 0.46\sqrt{g'H} \quad (5.2)$$

D'autres formulations en fonction de la hauteur de la tête h_t , du corps h_c et de la différence de densité ont été données :

- *Benjamin* [3], en négligeant les pertes d'énergie au niveau de l'interface, explora le mouvement d'une cavité d'air dans un fluide stagnant de densité ρ_a comprenant un plafond horizontal (Fig 3.1) :

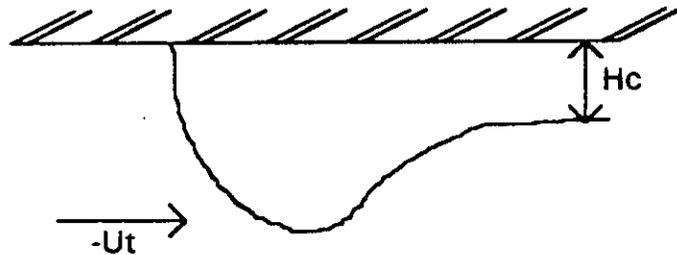


Fig 3.1 : Mouvement de la cavité.

En superposant une vitesse égale et opposée du fluide ambiant, le mouvement de la cavité apparaît constant.

A partir de l'application du théorème de *Bernoulli* [36] :

$$U_t = \sqrt{2} \sqrt{g'h_c} \quad (6)$$

En substituant l'air par un fluide léger de densité, cette équation peut être généralisée.

- Pour de petites échelles en laboratoire, la vitesse de la tête a pu être déterminée comme étant fonction de sa hauteur h_t , de la différence de densité entre les fluides et du coefficient de friction de fond :

$$U_t = C_D \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho_a} g h_t} \quad (7)$$

Pour une substance donnée, le coefficient C_d varie de 0.70 à 0.75. Si le courant de turbidité transporte un sédiment non cohésif, C_d variera de manière non connue. [17]

Il existe en plus un frottement au niveau du bout du courant entre le fluide ambiant et le courant de turbidité.

- La formulation, pour un courant conservatif, d'une simple relation de *Chezy*, peut décrire le mouvement.

$$U_t = C_c \sqrt{g'h_t} \quad (8)$$

Le coefficient de *Chezy* est considéré différemment par :

❖ *Middleton et Turner*, établirent $C_c = 0.75$ (Courant turbide).

❖ *Denton & Al* rapportèrent $C_c = 0.63$ (Courant salin).

• Une autre approche est d'arrêter la tête en considérant que le fluide ambiant arrive avec une vitesse égale et opposée $-U_i$ et que les forces actives agissantes sur la tête s'équilibrent :

$$U_i = \left(\frac{1}{C_D} \frac{h_c}{h_t} \right)^{1/2} (g' h_c)^{1/2} \quad (9)$$

Pour de grands nombres de *Reynolds*, l'effet de la viscosité peut être ignoré, cette formule se rapproche alors de celle de *Benjamin*.

3.1.2 Vitesse initiale de la tête le long d'un canal incliné :

Britter et Linden [9] concluent que pour des pentes $\theta < 0.5^\circ$, la tête décélère avec la distance parcourue depuis la source alors que pour un canal de pente $5 \leq \theta \leq 90$, les forces de gravité compensent le frottement de fond et la vitesse U_i devient constante.

Les travaux de *Graf* [19] ont pu étendre les résultats pour des pentes $\theta < 5^\circ$. Il existe un angle critique pour lequel les forces de frottement sont négligeables devant les forces de gravité.

A partir d'une analyse adimensionnelle : $U_i = (g'_0 q_0)^{1/2} f'(\theta, R_c)$.

$$\text{Pour } R_c \geq 1000 : \frac{U_i}{(g'q)^{1/2}} = S_2^{1/2} \left[\frac{\cos \theta}{\alpha} + \frac{\alpha \sin \theta}{2(E + C_D)} \right] \left(\frac{\sin \theta}{E + C_D} \right)^{-1/2} \quad (10)$$

3.2 Vitesse de propagation :

La variation de la vitesse se fera pour les écoulements à écluse :

$$U_i = f(t^{-1/2})$$

La difficulté d'établissement de relation est due à la mauvaise estimation ou mesure des contraintes agissantes.

L'énergie turbulente au niveau de l'interface est responsable de deux phénomènes mécaniques :

- Un transfert à l'interface qui aura tendance à adoucir la discontinuité de densité et à la transformer en une zone à variation de densité continue.
- Un frottement turbulent, relatif à une contrainte tangentielle interfaciale. [25]

Tous ces paramètres influencent directement sur la propagation de la tête d'un courant de densité, d'où l'importance de leur étude détaillée.

✧ Interface :

- Tension tangentielle :

De nombreux travaux ont été effectués sur des canaux prismatiques pour la détermination de la tension tangentielle.

Etant donné les grandeurs physiques qui interviennent, et par analogie aux écoulements en charge ou à surface libre, une première approximation peut être déduite sous la formulation suivante :

$$\frac{\tau_i}{\rho U^2 / 2} = f(R_s, F_s)$$

Lofquist [26] montra que la tension est du même ordre de grandeur que la tension au niveau des parois. Pour : $0.05 \leq F_s' \leq 0.385$.

Macagno & Rouse [12] ont trouvé dans le domaine de leur expérience une nette variation τ_i en fonction de R_s et F_s . Pour $250 < R_s < 3500$ et $0.4 < F_s < 3.6$.

Dans le cas général, τ_i peut être exprimé en fonction d'une fonction de frottement f_i .

Ippen & Harleman [12] l'ont déterminé pour un écoulement laminaire de la couche inférieure d'épaisseur finie par rapport à la couche supérieure.

Pour *Bata* [12] ce coefficient, dépend dans ce cas, non seulement du rapport de viscosité des deux couches, mais aussi des longueurs relatives rapportées à leur épaisseur.

Dans le cas d'un écoulement turbulent, *Keulegan* donne une formulation de τ_i en fonction de f_i , pour des fluides de même viscosité.

$$\tau_i = f_i \rho U^2 / 2 \quad (11)$$

Où f_i est le coefficient, qui dépend de *Reynolds*, et de la gravité réduite.

• Echange interfacial :

Christoudoulou [12] considéra que le transport interfacial dans le système bicouche, et en négligeant les pertes, est causé par :

- △ La résultante des flux échangés entre les deux couches.

Il est exprimé par l'entraînement net ω_i .

- △ La diffusion.

Ces deux parties coexistent dans la nature, mais dans certains cas l'une d'elles peut se dissiper.

Quand le transfert de l'eau est à égale intensité, le mélange apparaît comme une pure diffusion.

Pour la détermination du flux échangé entre les couches, *Turner* [14] utilisera l'analyse adimensionnelle. En négligeant l'effet de la diffusion et en introduisant le nombre de *Richardson*, il établit le rapport :

$$\frac{\omega_i}{U_i} = F\left(\frac{h}{h_i}, R_i\right)$$

La variation de la hauteur de la couche supérieur est d'une seconde importance. D'où la simplification :

$$\omega_i / U_i = f(R_i)$$

Plusieurs théories ont été considérées pour déterminer la fonction f .

Les résultats expérimentaux déterminèrent une relation entre ω_i / U_i et le nombre de *Richardson*.

Le tableau suivant présente des résultats récapitulés par *Christoudoulou* [12].

Référence	Type of experiment	Lois proposées	R_s
Ellison & Turner	Over flow	$\omega_c/U = f(R_{s0})$	$R_s < 0.8$
Chu & Vanvari	Over flow	$\omega_c/U = f(R_{s0})$	$R_s < 0.15$
Pederson	Over flow	$\omega_c/U = 5 \cdot 2 \cdot 10^{-3} R_s$	$1 < R_s < 10$
Buch	Over flow	$\omega_c/U = 5 \cdot 2 \cdot 10^{-4} R_s^{-1}$	$50 < R_s < 300$
Ellison & Turner	Courant de densité	$\omega_c/U = f(R_{s0})$	$R_s < 0.4$
Lofquist	Courant de densité	$\omega_c/U = f(R_s)$	$7 < R_s < 110$
Moore & Long	Contre écoulement	$\omega_c/U = 8 \cdot 10^{-4} R_{s0}^{-1}$	$0.5 < R_{s0} < 20$
Macagno & rouse	Contre écoulement	$\omega_c/U = f(R_s, R_v)$	$0.2 < R_s < 5$

Tab 3.1 : Vitesse entraînement en fonction de R_s .

Dans les différentes lois proposées, apparaissent des nombres adimensionnels qu'il est nécessaire de définir :

✧ Nombre adimensionnels :

L'utilisation des paramètres adimensionnels, dans la majorité des travaux expérimentaux en hydraulique fluviale, est très sollicitée par les scientifiques pour reporter les résultats de leurs recherches.

Du fait, de leur propriété d'homogénéité dimensionnelle, il est possible d'extrapoler ces nombres au delà du champ d'expérience qui a servi de base à leur établissement.

Par la suite, une généralisation et une meilleure exploitation des résultats pourraient être réalisée.

Les écoulements stratifiés sont principalement caractérisés par :

- Le nombre de Reynolds :

Il exprime le rapport des forces d'inertie aux forces de viscosité.

Il est défini par : $R_s = UH/\nu$ (12)

- Le nombre de Froude densimétrique :

Ce n'est autre que le nombre de Froude réduit dans le rapport $\Delta\rho/\rho$, introduit par Keulegan :

$$F_r' = U/\sqrt{g'H} \quad (13)$$

- Le nombre de Froude interne :

Il été défini par certains chercheurs s'intéressant, en particulier, à l'étude de la tête du courant :

$$F_i = U / \sqrt{g'h_f} \quad (14)$$

- Le nombre de Richardson :

Ce nombre décrit la capacité d'un courant de turbidité de déposer des sédiments ou de s'embraser et d'éroder le fond.

Il est fonction de Froude interne :

$$R_i = F_i^{-\frac{1}{2}} \quad (15)$$

- Le nombre de Froude Reynolds densimétrique :

Barr a défini ce nombre, dans le but de conserver dans les conditions de similitude, à la fois, le nombre de Froude densimétrique et le nombre de Reynolds:

$$F_r \Delta R_r = (g')^{\frac{1}{2}} \cdot H^{\frac{1}{2}} / \nu \quad (16)$$

Un problème se pose :

- Quels paramètres considérer pour la détermination de F_r et R_r ?
- Faut-il ou non tenir compte de l'interface pour le calcul du périmètre mouillé?

Lofquist n'en tient pas compte. Il utilisa la vitesse moyenne de l'écoulement inférieur et son rayon hydraulique.

Macagno et Rouse inclurent l'interface dans le calcul du rayon hydraulique.

Pour former leurs nombres de Reynolds R_r et Froude F_r , ils employèrent la vitesse maximale au niveau de l'interface.

Valembois [37], dans une analyse critique pensa que le nombre de Froude le plus significatif devrait être défini, comme pour les écoulements à surface libre, à partir de la vitesse moyenne.

La formulation du nombre de *Reynolds* devrait faire intervenir l'influence des parois et par conséquent être basée sur un diamètre hydraulique de l'écoulement inférieur.

Altinakanar, Graf & Hopfinger [5] travaillèrent avec un nombre de *Reynolds* de la tête et un autre du corps, qu'ils calculèrent respectivement à partir de la hauteur de la tête et celle du corps.

Par la suite, chaque travail effectué sera reporté à l'une des considérations précédentes afin qu'une comparaison des résultats soit possible.

Chapitre : 4

Etude expérimentale

4.1 Expérimentation :

4.1.1 But :

Les caractéristiques principales qui conditionnent l'écoulement d'un courant de turbidité sont :

- La concentration en sédiment.
- La hauteur totale d'eau turbide et d'eau claire.
- La pente du fond du canal.
- La rugosité du fond.
- La température.

Cette étude expérimentale se résume en une série d'essais au cours desquels, ont fait varier successivement les trois premiers paramètres énumérés précédemment, de façon à déterminer leur influence sur la vitesse de propagation du front d'un courant de turbidité, dans le cas des "Lock Exchange Flow".

4.1.2 Installation expérimentale :

4.1.2.1 Description générale :

Le système comprend :

- Un canal rectangulaire (*Fig 4.1*) en Plexiglas, dont un coté opaque et l'autre transparent, assure une meilleure visualisation du phénomène et un fond lisse .

Dimension :

- ^ Longueur : $L = 400$ cm.
- ^ Hauteur : $H_p = 15$ cm.
- ^ Largeur : $B = 10$ cm.

- Une vanne coulissante centrée séparant la solution d'eau claire et celle d'eau trouble.
- Des graduations verticales et horizontales permettent les mesures respectives des hauteurs et des distances.
- Un support à faible pente variable θ

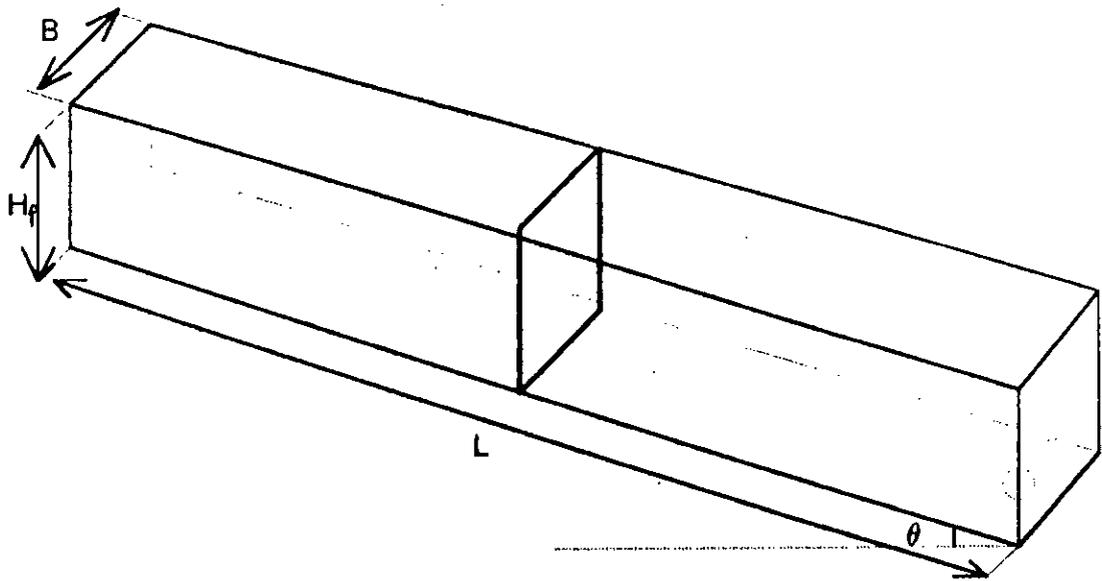


Fig 4.1 : Dispositif expérimental.

4.1.2.2 Principe :

Pour une charge et une concentration fixées, le canal est rempli de part et d'autre de la vanne, d'une solution d'eau turbide de concentration donnée et d'eau claire.

La vanne est coulissée engendrant instantanément une intrusion d'eau dense sous l'eau claire.

4.1.3 Caractéristiques des matériaux utilisés :

Les matériaux mis en suspension dans le courant de densité, proviennent de la vase de l'*Oued d'El-Harrach* :

- ▲ Sa densité a été mesurée en laboratoire et est égale à :

$$\rho_s = 2.2243 \text{ g/cm}^3$$

- ▲ Son diamètre moyen équivalent est de :

$$D = 10 \mu\text{m}$$

- ▲ Sa vitesse (1) est de l'ordre de :

$$V_s = 6.7 \cdot 10^{-3} \text{ cm/s}$$

4.1.4 Caractéristique du mélange :

- ▲ La concentration :

On fait varier la valeur de la concentration de $C = 6 \div 10 \text{ ‰}$.

- ▲ La masse volumique :

D'après la formule de *Yalin*, la masse volumique ρ_d de l'eau turbide est une fonction de la concentration et est donc variable pour les valeurs considérées (3) :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_s} = 0.458 \cdot 10^{-4} C$$

Pour les valeurs de C employées, on donne le tableau suivant (Tab 4.1) :

C (‰)	ρ_d (‰)	$(\Delta\rho/\rho_d) \cdot 10^{-3}$
10	1005.50	5.50
9	1004.95	4.95
8	1004.40	4.40
7	1003.85	3.85
6	1003.30	3.30
5	1002.25	2.75

Tab 4.1 : Variation de la masse volumique en fonction de la densité.

La valeur maximale de ρ_d n'atteint pas 1.1 ‰/cm^3 , il s'agit d'une intrusion à faible charge.

^ Viscosité :

Pour chaque concentration citée, on détermine la viscosité relative (4) de l'"Underflow" (Tab 4.2) :

C (‰)	$\nu_d \cdot 10^{-6}$ (stokes)
10	1.0145
9	1.0131
8	1.0116
7	1.0102
6	1.0087
5	1.0073

Tab 4.2 : Viscosité du fluide dense d'après la concentration.

La variation de ν_d est de l'ordre de 10^{-2} (stokes), nous pouvons par conséquent l'assimiler à celle l'eau claire. Dans ce qui suivra :

$$\nu_d = \nu_a$$

4.1.5 Mesures effectuées :

Pour chaque distance x fixée, $x=0 \div 200 \text{ cm}$ avec un pas de 10 cm parcourue à l'extrémité de la tête de l'écoulement, une mesure est effectuée :

- De temps, d'où la détermination de la vitesse moyenne.
- De la hauteur de la tête.

4.1.6 Difficultés de mesure :

Les principales difficultés résidaient surtout dans :

- La difficulté de mesure de la hauteur de la tête, à cause de la dilution et des petites perturbations dues à l'onde de retour.
- L'ouverture délicate de la vanne.

4.1.7 Description du courant de densité :

Dès l'ouverture de la vanne, le phénomène caractéristique de la plongée se produit. Juste après, apparaît la tête du courant de densité. Elle se propage après un léger retour.

Au voisinage du point de plongée, le courant de retour d'eau claire s'accélère par suite de la diminution de la section transversale du courant.

Lorsque son front, dont la vitesse de propagation est supérieure à celle de l'"*Underflow*", atteint l'amont, il se crée un léger haussement au niveau du corps, non loin de la tête.

Il apparaît une légère stratification de la zone turbide. On remarque d'abord une zone inférieure sombre qui correspond à la hauteur efficace du courant. Au dessus, deux zones dont l'opacité différente diminue graduellement vers le haut.

Vu de la partie supérieure, la zone de mélange présente l'aspect moutonneux des mers de nuages. La limite entre la zone sombre et la zone de mélange est sujette à d'importantes oscillations.

En faisant abstraction de toutes les perturbations observées au niveau de l'interface, la ligne du tirant d'eau turbide, apparaît comme une droite régulière et oblique à la fois.

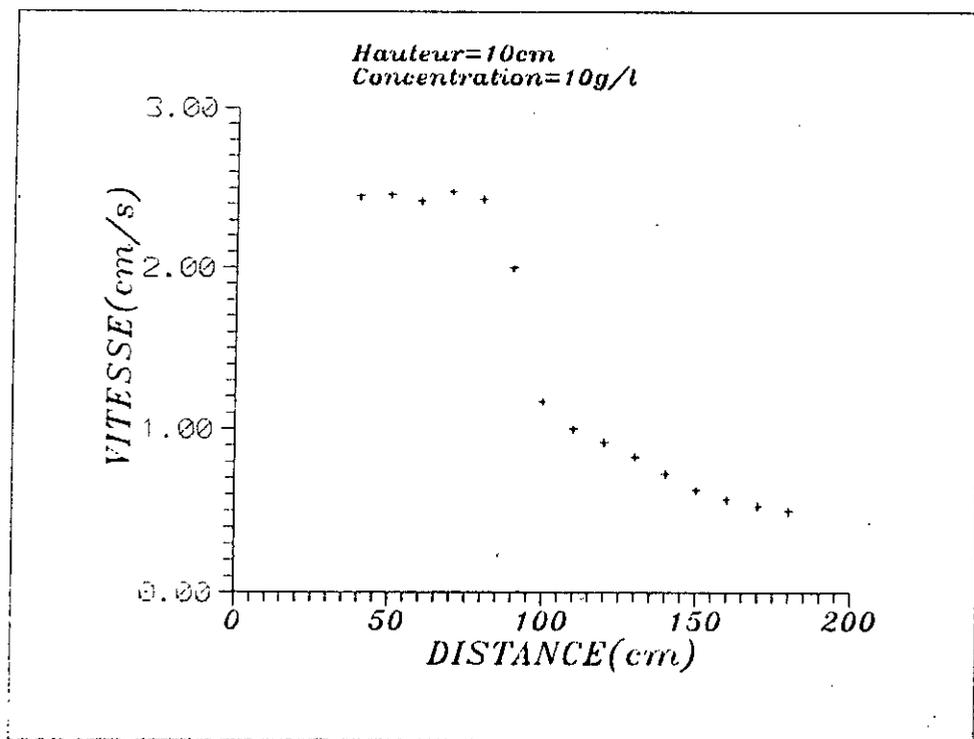
4.2 Exploitation et interprétation des résultats :

4.2.1 Fond lisse horizontal :

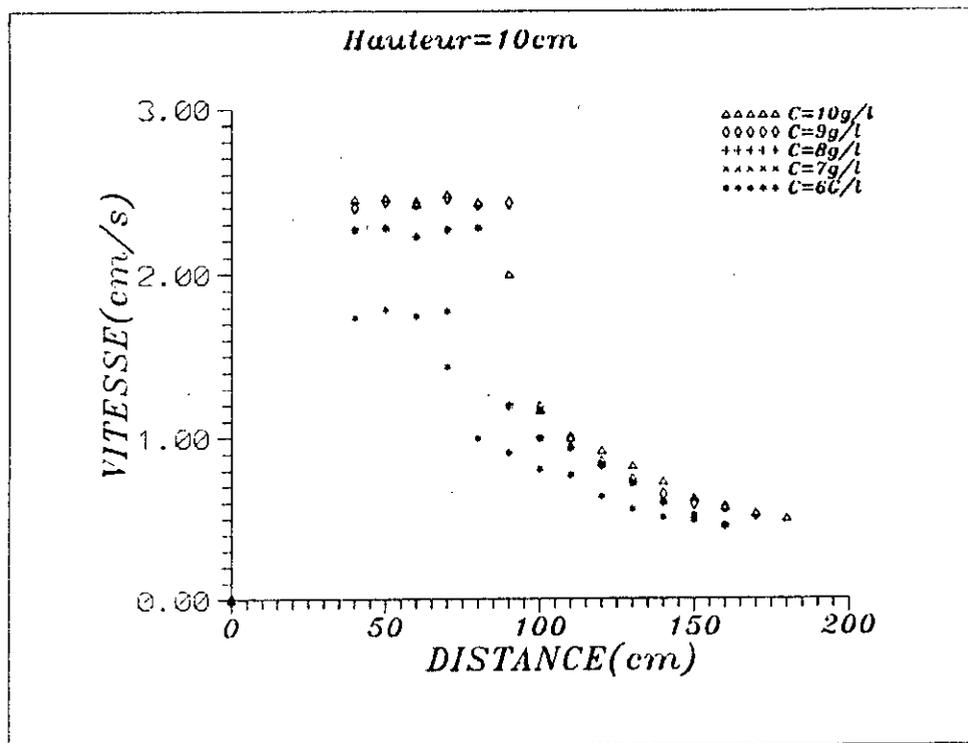
- Influence de la distance sur la vitesse :

^ Tracé des courbes $U_t = f(x)$:

Elle sont tracées pour différentes hauteurs et concentrations (Fig 4.2).



fig(1.2.1): Variation de la vitesse en fonction de la distance



Fig(4.2.2): Variation de la vitesse en fonction de la distance

△ Tracé des courbes $F_r' = f(x/L)$:

Les résultats précédents sont reportés aux nombres adimensionnels (*Fig 4.3*).

On constate que l'évolution de la vitesse de la vitesse se fait de deux manières différentes :

* Elle est constante sur une première partie du canal, se qui caractérise bien la première phase d'un écoulement à écluse.

* Elle régresse ensuite graduellement. Il reste à vérifier si cette progression correspond à la seconde phase d'un écoulement à écluse (*Prg 4.2*).

On trace par conséquent : $U_i = f(t^{-1/2})$

Ce tracé (*Fig 4.4*) conduit effectivement à une variation linéaire.

Cela nous amène à la subdivision de l'écoulement en deux phases distinctes que nous étudierons séparément.

4.2.1.1 Première phase :

Vitesse initiale :

- Influence de la concentration et de la hauteur totale :

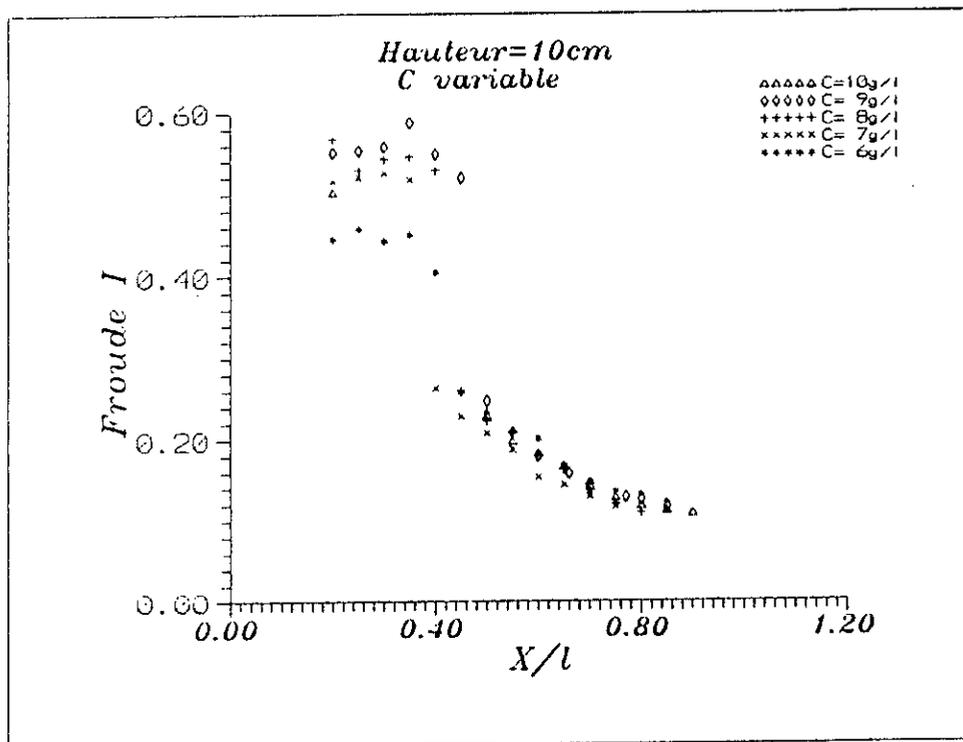
△ Tracé des courbes $U_i = f(\sqrt{C})$:

Ce tracé (*Fig 4.5*) est reporté pour différentes hauteurs.

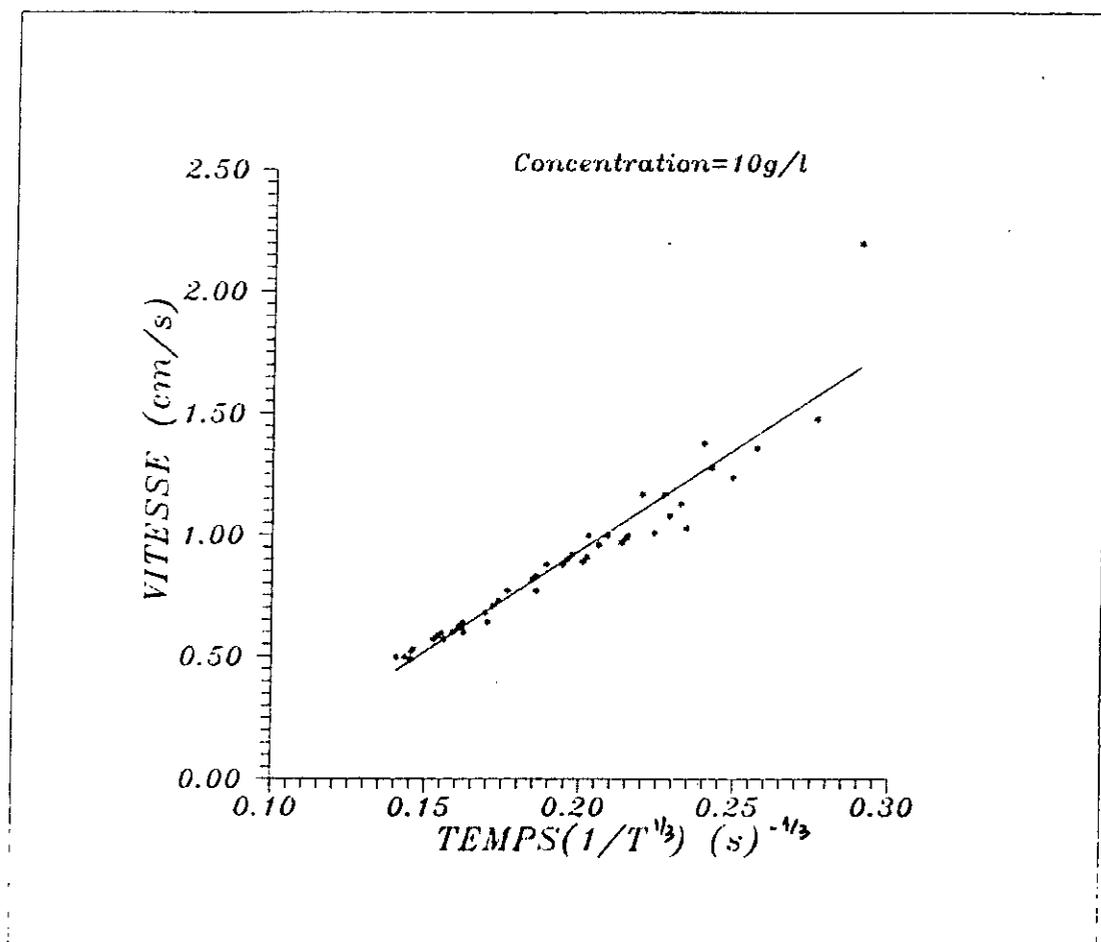
Ces graphes conduisent à une augmentation linéaire des vitesses initiales en fonction de \sqrt{C} et donc directement de $\sqrt{g'}$.

△ Tracé des courbes $U_i = f(\sqrt{C})$ pour chaque H :

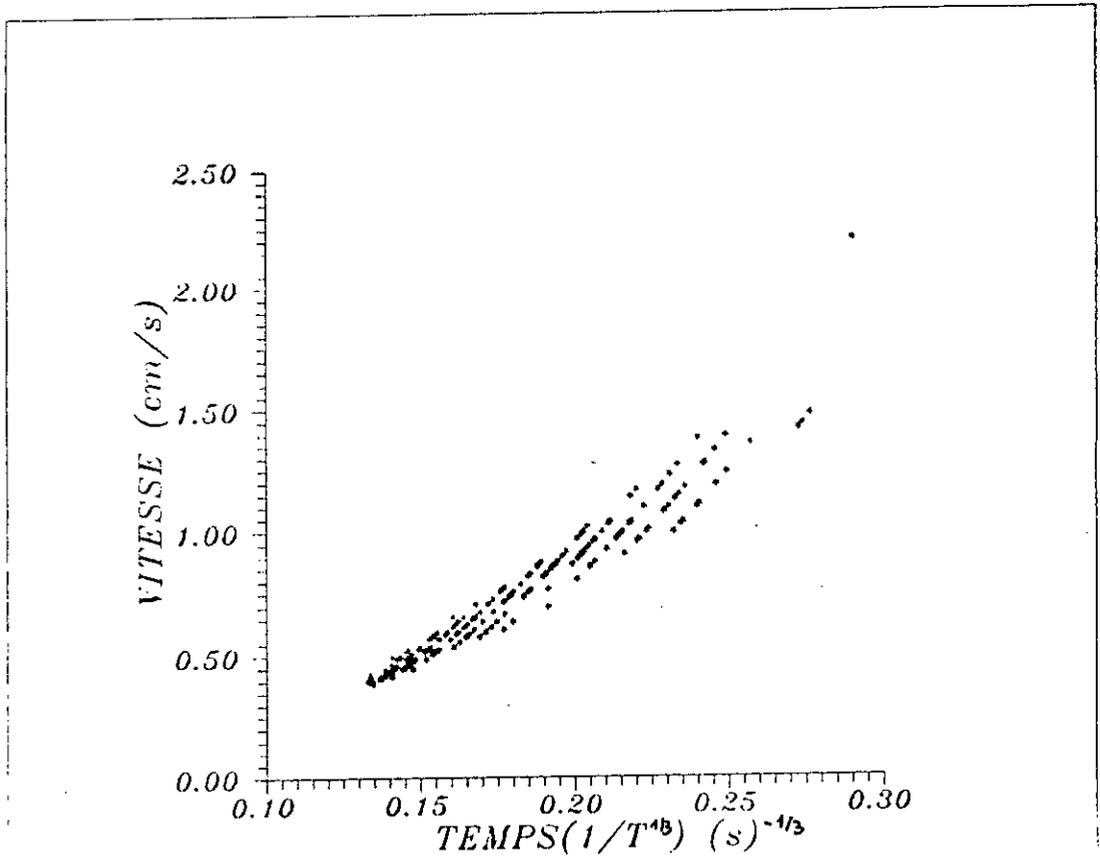
On obtient ainsi un abaque (*Fig 4.6*), on en déduit que les paramètres C et H ont une même influence sur la vitesse initiale qui augmente linéairement en fonction de leur racine.



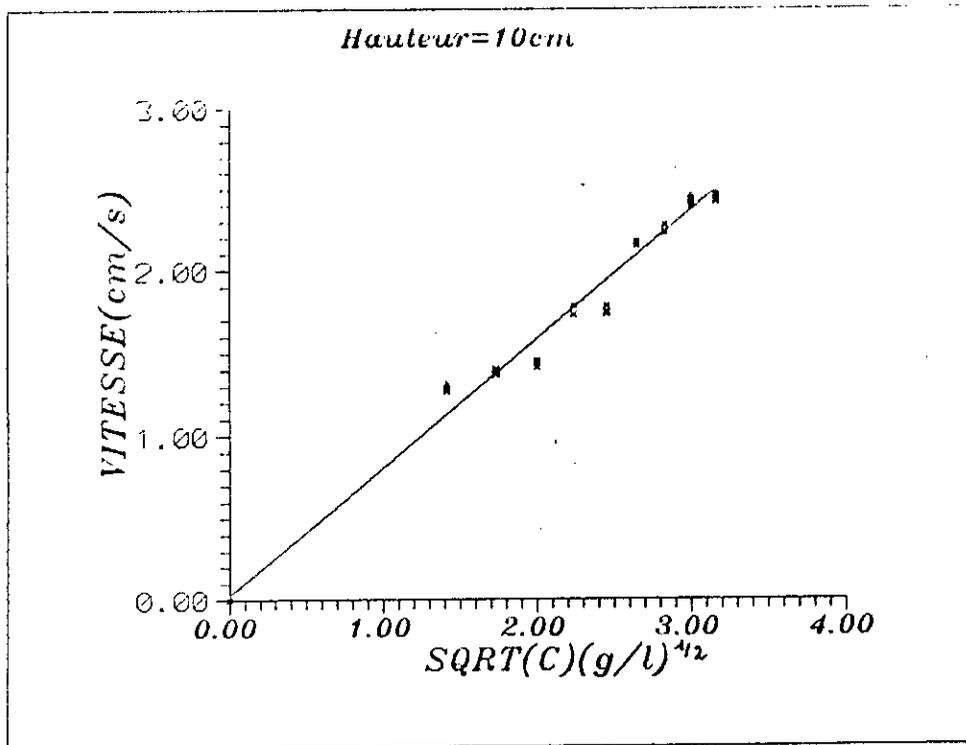
fig(4.3.1):Variation de Froude Interne en fonction de la Distance Relative



Fig(1.1.1):Variation de la vitesse en fonction du temps

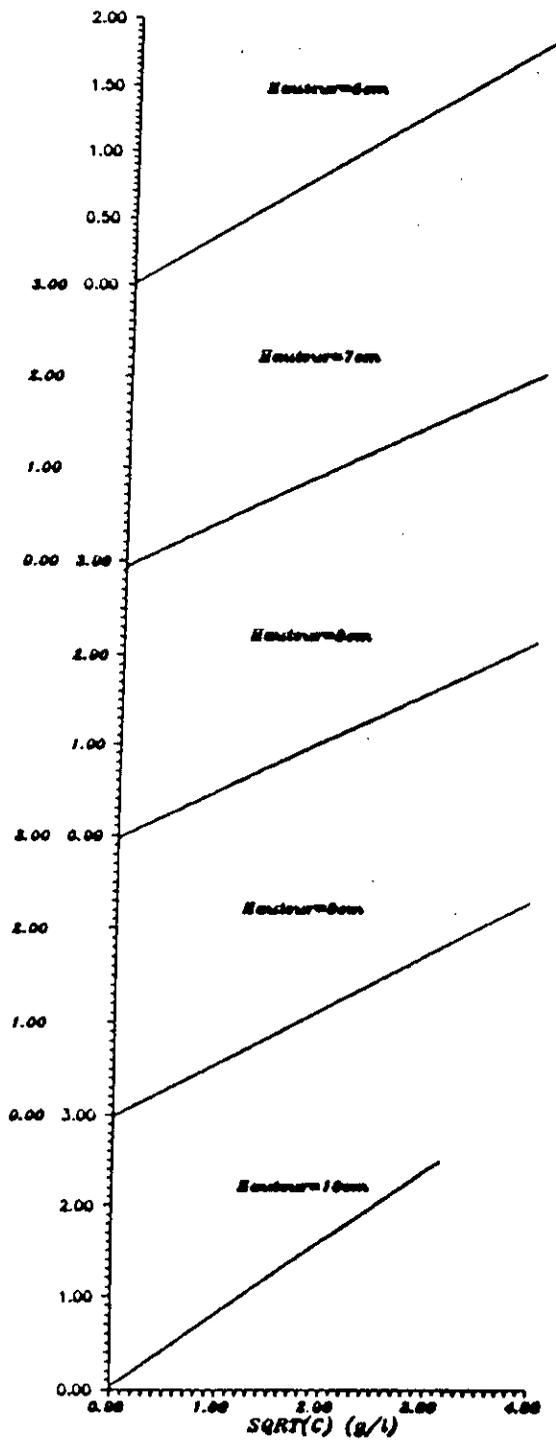


Fig(4.4):Variation de la vitesse en fonction du temps



Fig(4.5):Variation de la Vitesse Initiale en fonction de la concentration

VITESSE (cm/s)



Fig(4.8): variation de la Vitesse initiale en fonction de la hauteur et de la concentration

▲ tracé des courbes $U_i = f(\sqrt{g'H})_- :$

Pour différentes hauteurs et concentrations, ces représentations (Fig 4.7) mènent à une variation linéaire en fonction du paramètre $\sqrt{g'H}$.

Il en découle une constante de proportionnalité telle que :

$$K = 0.336$$

Une comparaison avec les résultats (5) obtenus par *Keulegan* et *Barr*, confirme cette tendance.

La constante de proportionnalité ainsi déterminée est notablement inférieure, ceci est dû aux caractéristiques propres des particules solides au sein du fluide turbide, comparativement à l'écoulement salin.

• Influence de la hauteur de la tête :

▲ Tracé des courbes $U_i = f(\sqrt{g'h_i})_- :$

Pour des hauteurs et des concentrations variables, le graphe (Fig 4.8) permet la déduction de la relation :

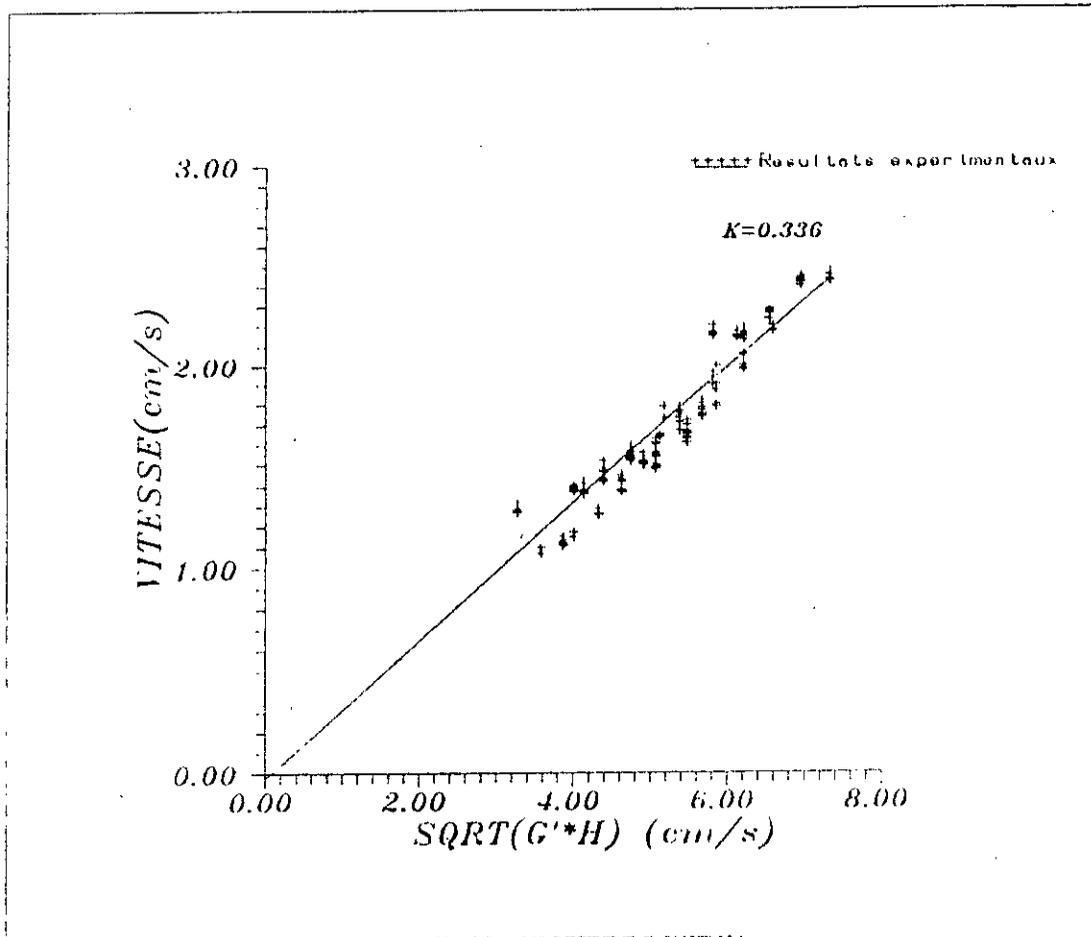
$$\frac{U_i}{\sqrt{g'h_i}} = C_D$$

Où la valeur de C_D , d'après (7), déterminée est de :

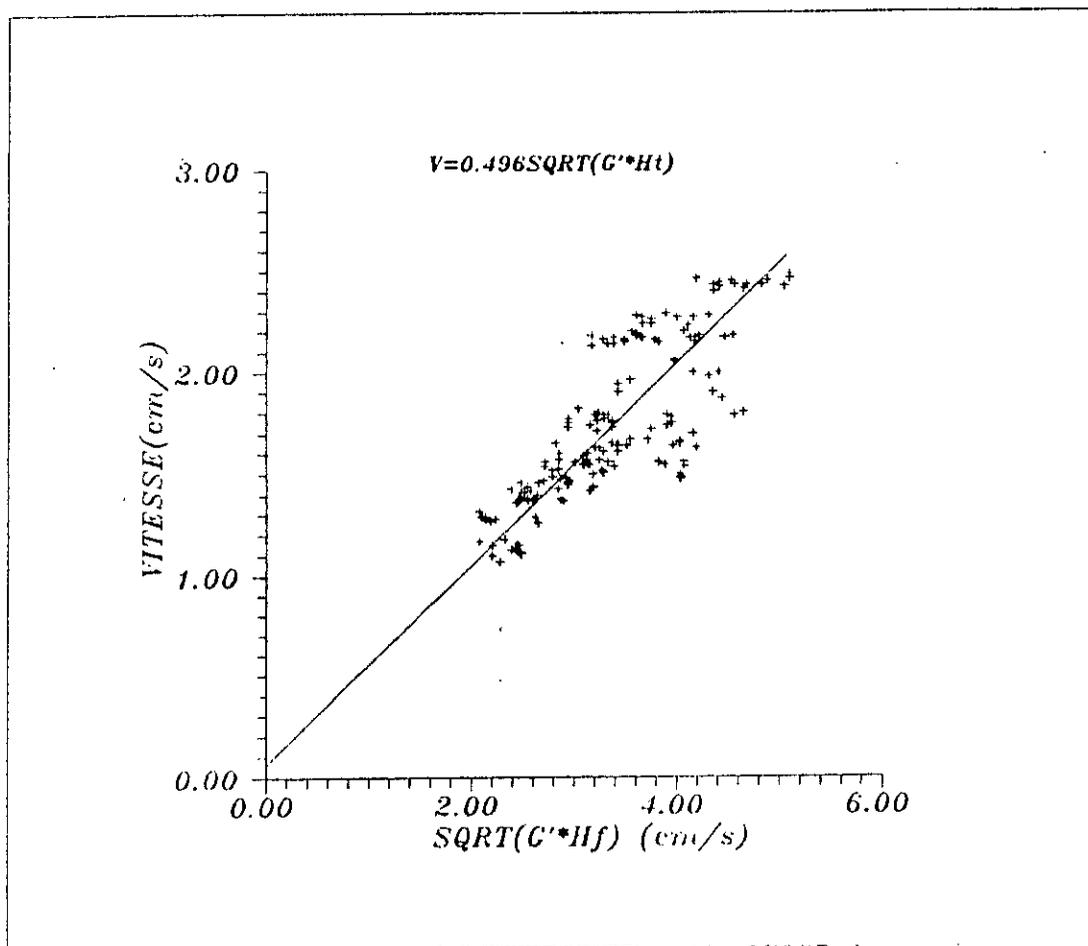
$$C_D = 0.46$$

Une généralisation des travaux de *Middleton* et *Graf* (Fig 4.9) ne peut être réalisée compte tenu de la difficulté de la mesure de la hauteur de la tête.

Néanmoins, au vu de nos résultats, il ressort que les contraintes de fond agissantes, interviennent d'une manière constante le long de l'écoulement.



Fig(4.7.1): Variation de la Vitesse Initiale en fonction de la Hauteur et de la Concentration



Fig(4.8.1): Variation de la vitesse en fonction de la Hauteur de la table

4.2.1.2 Seconde phase :

L'évolution régressive de la vitesse en fonction de la distance (*Fig 4.2*), laisse supposer l'intervention des forces de frottement.

- Influence de la hauteur de la tête :

▲ Tracé de $U_i = f(\sqrt{g'h_i})_-$:

Cela donne un nuage de points dispersés (*Fig 4.9*).

D'après la relation (7), on en déduit que : $C_D \neq C''$.

▲ Tracé de $C_D = \frac{U_i}{\sqrt{g'h_i}} = f(R_e)_-$:

Il apparaît un ensemble de points qui semblent varier linéairement (*Fig 4.10*).

L'influence des forces de frottement est variable le long de l'écoulement. Cela peut s'expliquer par les dépôts de fond (Vitesse de chute de certaines particules non négligeables durant la manipulation.).

4.2.2 Fond lisse incliné :

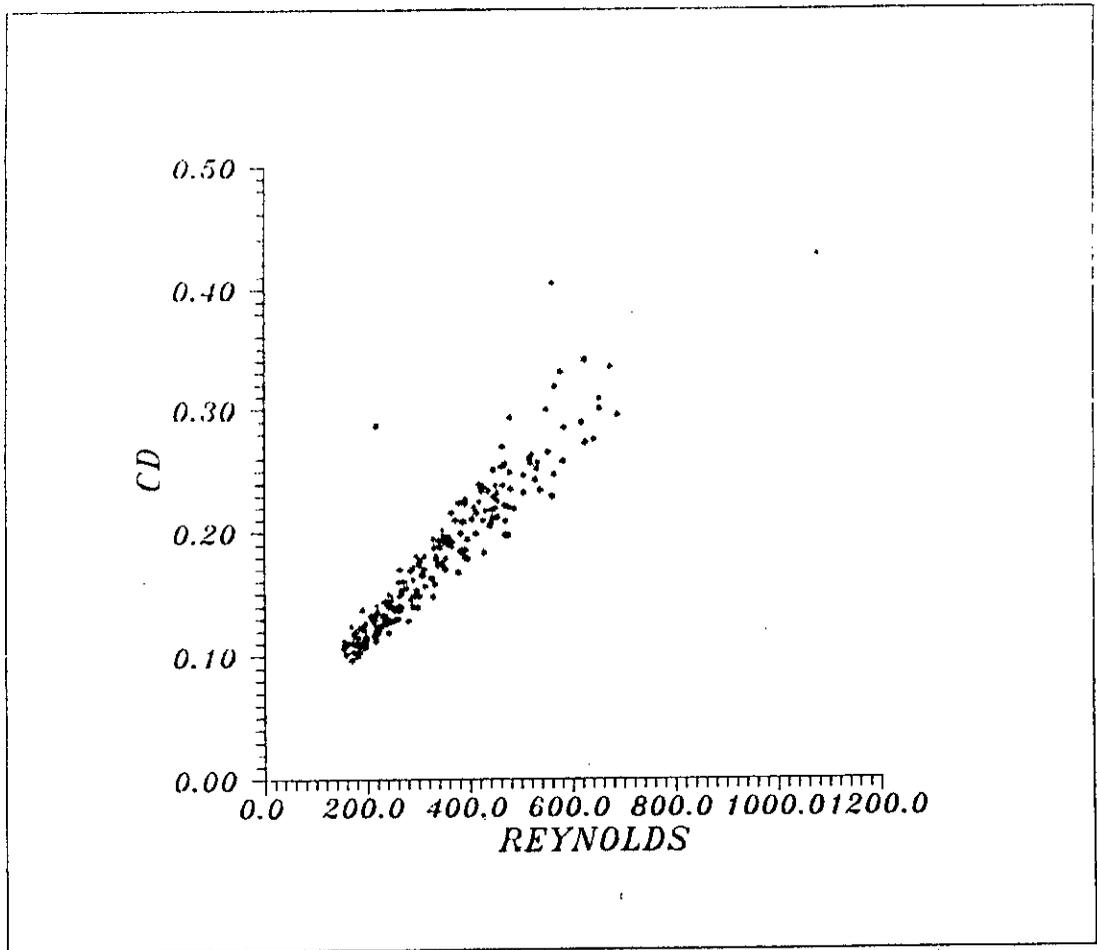
- Influence de la distance sur la vitesse :

▲ Tracé des courbes $U_i = f(x)_-$:

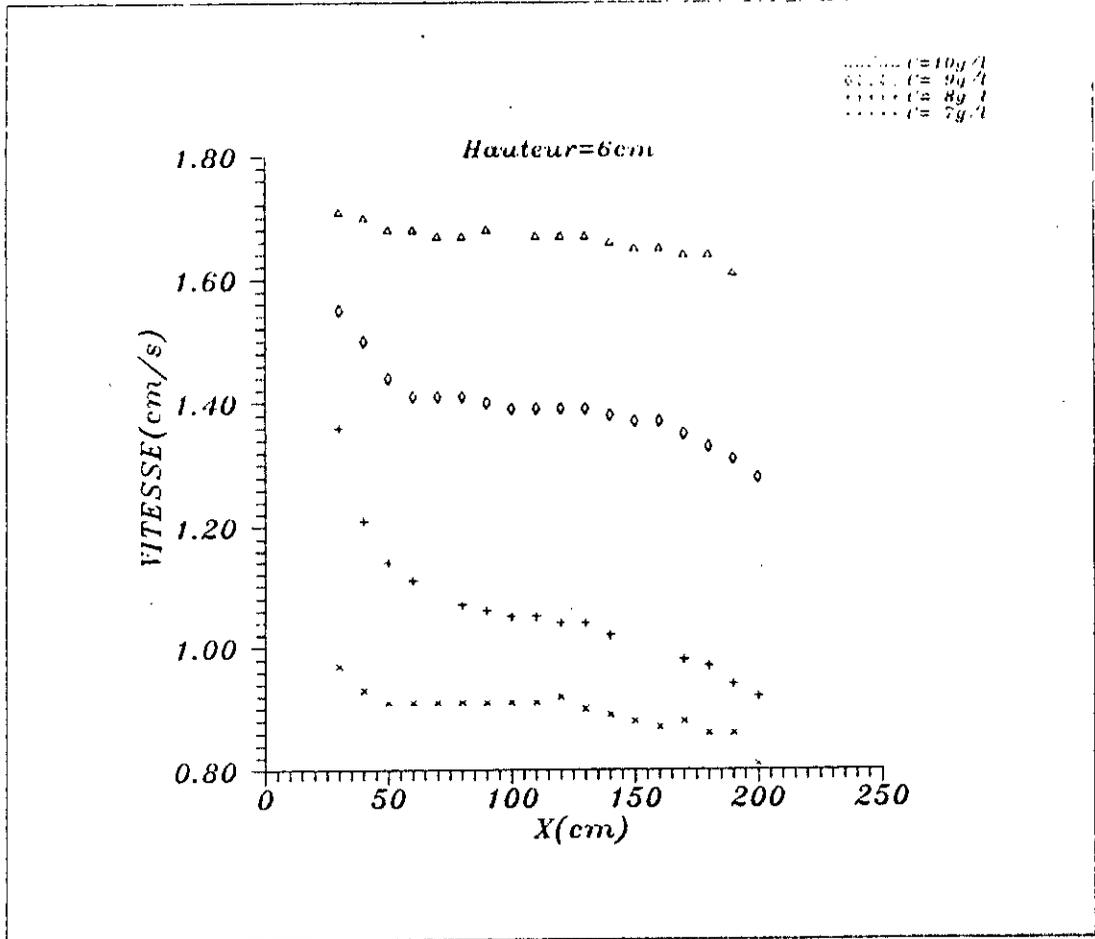
Pour différentes hauteurs et concentrations, on constate que la vitesse est constante sur une grande partie du canal, comparativement au canal horizontal (*Fig 4.11*).

Cela pourrait s'expliquer par la compensation des forces de frottement par la projection suivant l'axe d'écoulement des forces gravitaires.

L'angle balayé par le fond du canal, se fait sur un intervalle relativement faible. En effet, les dimensions des parois, ne nous ont pas permis de grande variation. On ne peut donc établir de lois régissant ce phénomène. De plus, d'après (10), les paramètres intervenants sont trop nombreux et difficiles à évaluer.



Fig(4.10):Variation du Coefficient de Friction en fonction du Nombre de Reynolds



Fig(4.11):Variation de la Vitesse en fonction de la distance pour une pente 3.33'

Chapitre : 5

Modélisation mathématique

Introduction :

Le but essentiel de cette partie est de déterminer les équations gérant le mouvement du courant de turbidité considéré est de proposer quelques méthodes de résolution.

Ainsi, par la suite, une modélisation numérique peut être réalisée, permettant une comparaison avec les résultats obtenus et la vérification de la validité des hypothèses simplificatrices considérées et des lois trouvées.

5.1 Equations de base :

Lorsqu'il y a présence de plusieurs fluides au repos de masses volumiques différentes, ils se superposent selon les lois de l'hydrostatique, le plus lourd au dessous du plus léger.

L'interface entre les deux liquides est horizontale quand le champ de forces extérieures ne se limite qu'au champ de la pesanteur [24].

Que se passera-t-il lorsqu'un fluide est mis en mouvement ?

Déterminons pour cela les équations mathématiques .

Hypothèses :

1. Les fluides sont Newtoniens et incompressibles.
2. $\Delta\rho \ll \rho_a$.
3. ρ_a constant.
4. Le mouvement des fluides est unidimensionnel.
5. On considère que l'intrusion fait par blocs rectangulaires.
6. L'écoulement se fait en filets liquides.
7. La distribution des vitesses dans une section est uniforme.
8. La distribution des pressions est hydrostatique.
9. On néglige les échanges à l'interface.
10. Les pertes de charge sont uniquement dues aux frottements de fond.
11. Canal prismatique à faible pente.
12. L'ouverture de la vanne est instantanée.

Considérons un liquide de masse volumique $\rho_d = \rho_a + \Delta\rho$ s'écoulant sous un fluide de masse volumique ρ_a avec une vitesse U_d (Fig 5.1).

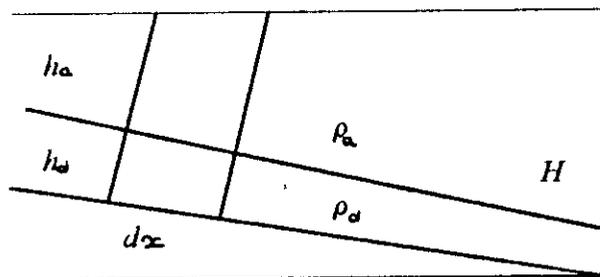


Fig 5.1 : Mouvement des fluides.

Nous allons appliquer les deux équations de la mécanique, fondamentales, sur un segment d_x du courant de densité pour obtenir les équations différentielles :

- L'équation de continuité.
- L'équation de quantité de mouvement.

5.1.1 Equation de continuité :

Soit un élément d_x (Fig 5.2) :

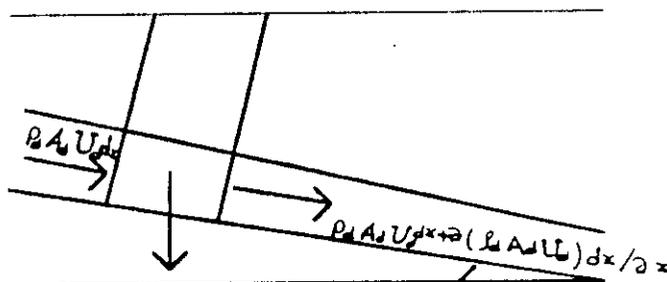


Fig 5.2 : Variation de la masse.

la quantité de masse qui rentre par unité de temps :

$$\rho_d A_d U_d d_x$$

La quantité de masse qui sort par unité de temps :

$$\left[\rho_d A_d U_d + \frac{\partial(\rho_d A_d U_d)}{\partial x} \right] d_x$$

La loi de conservation de masse nous donne :

$$\rho_d A_d U_d dx - \left[\rho_d A_d U_d + \frac{\partial(\rho_d A_d U_d)}{\partial x} \right] dx = \frac{\partial(\rho_d A_d)}{\partial t} dx$$

D'après l'hypothèse (3), ρ_d étant constant :

$$\rho_d \frac{\partial(A_d U_d)}{\partial x} + \rho_d \frac{\partial A_d}{\partial t} = 0$$

Pour une petite variation de la hauteur, on admet que : $A_d = l \cdot dh_d$,
l'équation devient :

$$\frac{\partial h_d U_d}{\partial x} + \frac{\partial h_d}{\partial t} = 0 \quad [1]$$

5.1.2 Equation de la quantité de mouvement :

Elle est basée sur l'équation de Newton :

$$\sum F = \frac{d(mU_d)}{dt}$$

Où :

$\sum F$: La somme des forces appliquées sur le volume de contrôle.

$$\sum F = F_p + F_g + F_f$$

F_p : La résultante des forces de pression.

F_g : La force gravitaire.

F_f : La résultante des forces de frottement.

$\frac{dmU_d}{dt}$: La variation de la quantité de mouvement.

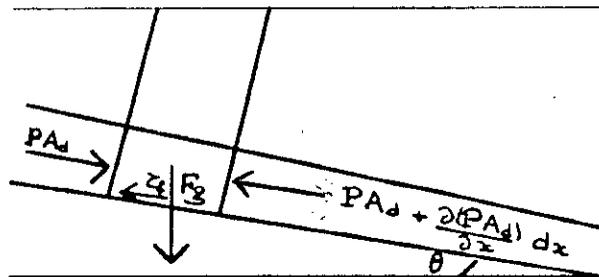


Fig 5.3 : Bilan des forces.

Déterminons le bilan des forces :

- Les forces de pression :

La distribution des pressions est hydrostatique (8), θ étant très petit (11), on a :

$$\begin{aligned} F_p &= -\rho_d A_d g \frac{\partial h_d}{\partial x} d_x - \rho_a A_d g \frac{\partial h_a}{\partial x} d_x \\ &= -\rho_d A_d g \frac{\partial h_d}{\partial x} d_x - \rho_a A_d g \frac{\partial (H - h_d)}{\partial x} d_x \\ &= -(\rho_d - \rho_a) A_d g \frac{\partial h_d}{\partial x} d_x - \rho_a A_d g \frac{\partial H}{\partial x} d_x \end{aligned}$$

- Les forces gravitaires :

Elles sont dues au poids liquide du volume de contrôle rejeté sur un axe parallèle à la pente du fond :

$$F_g = \rho_d A_d \sin \theta \cdot d_x$$

- Les forces de frottement :

En négligeant les contraintes et les échanges à l'interface (9), les contraintes au niveau des parois latérales :

$$F_f = -\tau_f L \cdot d_x$$

On a :

$$\begin{aligned} \frac{d(mU_d)}{d_t} &= \rho_d A_d \left[\frac{\partial U_d}{\partial t} + U_d \frac{\partial U_d}{\partial x} \right] dx \\ &= -\Delta \rho \cdot A_d g \frac{\partial h_d}{\partial x} d_x + \rho_d A_d g \sin \theta \cdot d_x - \tau_f L \cdot d_x - \rho_a A_d g \frac{\partial H}{\partial x} d_x \end{aligned}$$

d'où :

$$(\rho_a + \Delta \rho) \cdot \left[\frac{\partial U_d}{\partial t} + U_d \frac{\partial U_d}{\partial x} \right] = -\Delta \rho \cdot g \frac{\partial h_d}{\partial x} + (\rho_a + \Delta \rho) \cdot \sin \theta \frac{\tau_f}{h_d} - \rho_a g \frac{\partial H}{\partial x}$$

Divisons par ρ_a :

$$\left(\frac{\rho_a + \Delta \rho}{\rho_a} \right) \cdot \left[\frac{\partial U_d}{\partial t} + U_d \frac{\partial U_d}{\partial x} \right] = \frac{\Delta \rho}{\rho_a} g \frac{\partial h_d}{\partial x} + \left(\frac{\rho_a + \Delta \rho}{\rho_a} \right) \cdot g \sin \theta \frac{\tau_f}{h_d \rho_a} - g \frac{\partial H}{\partial x}$$

$\Delta\rho \ll \rho_a$ donc $\frac{\Delta\rho}{\rho_a}$ négligeable devant 1. Donc :

$$\frac{\partial U_d}{\partial t} + U_d \frac{\partial U_d}{\partial x} = \frac{\Delta\rho}{\rho_a} g \frac{\partial h_d}{\partial x} + g \sin \theta \frac{\tau_f}{h_d \rho_a} - g \frac{\partial H}{\partial x}$$

On obtient donc :

$$\frac{\partial U_d}{\partial t} + U_d \frac{\partial U_d}{\partial x} + \frac{\Delta\rho}{\rho_a} g \frac{\partial h_d}{\partial x} - \sin \theta + \frac{\tau_f}{h_d \rho_a} + g \frac{\partial H}{\partial x} = 0$$

En substituant $\frac{\Delta\rho}{\rho_a} g$ par g' , on obtient :

$$\frac{\partial U_d}{\partial t} + U_d \frac{\partial U_d}{\partial x} + g' \frac{\partial h_d}{\partial x} - \sin \theta + \frac{\tau_f}{h_d \rho_a} + g \frac{\partial H}{\partial x} = 0 \quad [II]$$

Les bilans dans une tranche d'épaisseur d_x se traduisent par le système suivant [I, II] :

$$\textcircled{1} \begin{cases} \frac{\partial h_d}{\partial t} + \frac{\partial(U_d h_d)}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial U_d}{\partial t} + U_d \frac{\partial U_d}{\partial x} + g' \frac{\partial h_d}{\partial x} = \frac{\tau_f}{\rho_a h_d} + g \sin \theta - g \frac{\partial H}{\partial x} \end{cases}$$

5.2 cas étudié :

On se limitera dans notre cas à la résolution du système déterminé précédemment $\textcircled{1}$, dans le cas d'un canal prismatique horizontal.

Le système se simplifie et devient :

$$\textcircled{2} \begin{cases} \frac{\partial h_d}{\partial t} + \frac{\partial(U_d h_d)}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial U_d}{\partial t} + U_d \frac{\partial U_d}{\partial x} + g' \frac{\partial h_d}{\partial x} = \frac{\tau_f}{\rho_a h_d} \end{cases}$$

On peut comparer les premiers membres du système $\textcircled{2}$ aux équations de Barré de Saint Venant des veines à surface libre.

Tout se passe comme si la pesanteur était réduite dans le rapport $\frac{\Delta\rho}{\rho_a}$.

5.2.1 Conditions initiales et finales :

Nous associons le système d'équation ② aux conditions initiales et finales suivantes :

- Conditions initiales :

Pour un temps $t = 0$:

$$\textcircled{3} \quad \begin{cases} h_d(x,0) = H \\ U_d(x,0) = 0 \end{cases}$$

Ces deux équations sont applicables tout le long du champ d'écoulement au temps initial (*Fig 5.4*).

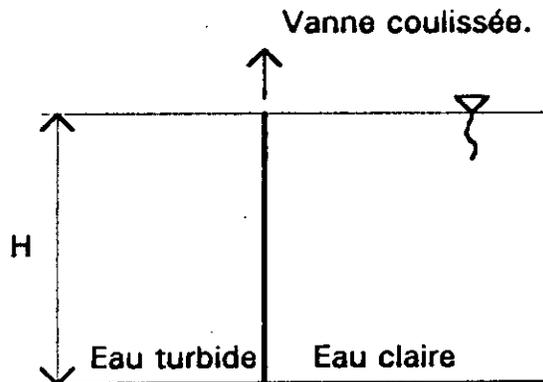


Fig 5.4 : Avant ouverture de la vanne.

Juste après ouverture de la vanne, pour les premiers instants, le fluide plonge (*Fig 5.5*).

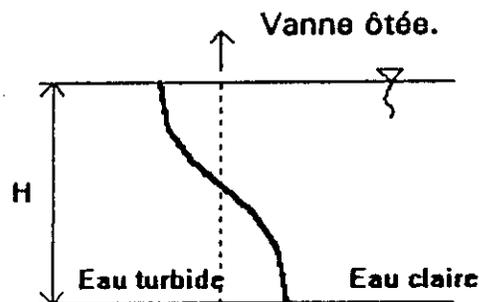


Fig 5.5 : Plongée.

On suppose pour une première approximation que :

$$\textcircled{4} \begin{cases} h_d(0,0^+) = H/2 \\ U_d(0,0^+) = 0 \end{cases} \quad \text{et} \quad \textcircled{5} \begin{cases} h_d(x \neq 0, 0^+) = 0 \\ U_d(x, 0^+) = 0 \end{cases}$$

• Conditions finales :

Après avoir parcouru une distance $x=L$, le courant rencontre un obstacle (Limite du canal) qui l'arrête :

$$\textcircled{6} \begin{cases} h_d(L,t) = h_d \\ U_d(L,t) = 0 \end{cases}$$

Afin de connaître la valeur des variables (U_d, h_d) en chaque point et à tout instant, il est nécessaire d'avoir recours à des méthodes de résolution numériques.

Le système $\textcircled{2}$ peut être résolu par plusieurs méthodes :

- ▲ Méthode des caractéristiques.
- ▲ Méthode des différences finies.
- ▲ Méthodes des éléments finis.

5.2.2 Méthodes de résolution :

• Méthode des caractéristiques :

Le système $\textcircled{2}$ étant :

$$\begin{cases} \frac{\partial h_d}{\partial t} + \frac{\partial(U_d h_d)}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial U_d}{\partial t} + U_d \frac{\partial U_d}{\partial x} + g' \frac{\partial h_d}{\partial x} = \frac{\tau_f}{\rho_d h_d} \end{cases}$$

On posera :

$$\textcircled{7} \begin{cases} L_1 = \frac{\partial h_d}{\partial t} + U_d \frac{\partial h_d}{\partial x} + h_d \frac{\partial U_d}{\partial x} = 0 \\ L_2 = \frac{\partial U_d}{\partial t} + U_d \frac{\partial U_d}{\partial x} + g' \frac{\partial h_d}{\partial x} + \frac{\tau_f}{\rho_d h_d} = 0 \end{cases}$$

Transformons les équations L_1 et L_2 de manière à avoir des dérivés totales :

$$\textcircled{3} \quad \begin{cases} \lambda_1 L_1 + L_2 = 0 \\ \lambda_2 L_1 + L_2 = 0 \end{cases} \quad \lambda_1 \neq \lambda_2 \in \mathbb{R}$$

Le système $\textcircled{3}$ est parfaitement équivalent à notre système de base :

$$\frac{\partial U_d}{\partial t} + \frac{\partial U_d}{\partial x} (U_d + \lambda h_d) + \lambda \left[\frac{\partial h_d}{\partial t} + \frac{\partial h_d}{\partial x} \left(U_d + \frac{g'}{\lambda} \right) \right] + \frac{\tau_f}{\rho_a h_d} = 0$$

Il faut alors que :

$$\begin{aligned} \lambda h_d = g'/\lambda &\Rightarrow \lambda^2 = g'/h_d \\ &\Rightarrow \lambda = \pm \sqrt{g'/h_d} \end{aligned}$$

A condition de suivre les courbes définies par :

$$\frac{dx}{dt} = U_d \pm \sqrt{g'h_d}$$

Les équations précédentes prennent une forme très simple. En effet, sur ces courbes, que l'on nomme "Caractéristiques", le système $\textcircled{2}$ s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{dU_d}{dt} + \sqrt{g'h_d} \cdot \frac{dh_d}{dt} + \frac{\tau_b}{\rho_a h_d} = 0 \\ C^+ = +\sqrt{g'h_d} \end{cases} \quad \text{Pour la caractéristique positive } C^+.$$

$$\begin{cases} \frac{dU_d}{dt} - \sqrt{g'h_d} \cdot \frac{dh_d}{dt} + \frac{\tau_b}{\rho_a h_d} = 0 \\ C^- = -\sqrt{g'h_d} \end{cases} \quad \text{Pour la caractéristique négative } C^-.$$

Les courbes caractéristiques sont les directions du plan (x,t) pour lesquelles le calcul de U_d et h_d sont déterminées.

C^+ et C^- représentent des ondes internes propagées par interface. Le non linéarité des équations pourra engendrer des ondes déferlantes ou ressauts internes.

Les points du plan (x,t) sont calculés à partir des conditions initiales et aux limites, comme étant l'intersection des courbes caractéristiques.

• Méthode des différences finies :

Cette méthode permettra l'approximation d'une équation différentielle à une équation algébrique.

Le système ② devient :

$$\frac{\partial U_d}{\partial t} + \frac{\partial U^2/2}{\partial x} + g' \frac{\partial h_d}{\partial x} = \frac{\tau_f}{\rho_d h_d}$$

$$\Rightarrow \frac{\partial U_d}{\partial t} + \frac{\partial (U^2/2 + g' h_d)}{\partial x} = \frac{\tau_f}{\rho_d h_d}$$

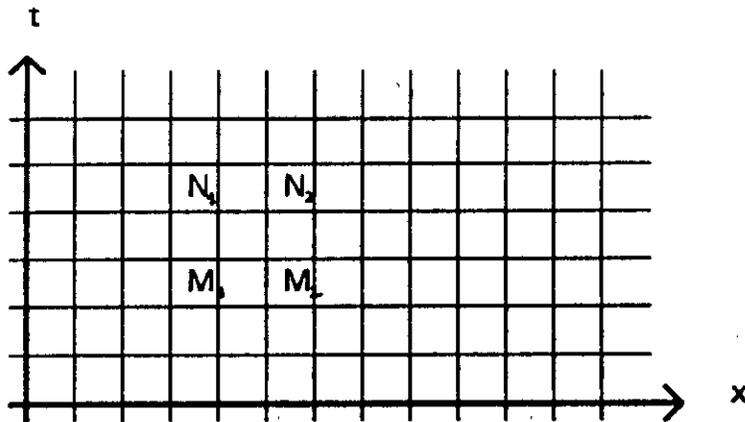
D'où :

$$\frac{\partial U_d}{\partial t} + \frac{\partial G(U_d, h_d)}{\partial x} = G'(U_d, \rho_d, h_d)$$

Etant donné $\tau_f = G'(U_d, \rho_d, h_d)$

On discrétise le plan (x, t) en un maillage rectangulaire.

N_1 et N_2 s'expriment en fonction des valeurs de M_1 et M_2 .



Conclusion

Dans le but d'apporter une contribution à l'étude de la vitesse de la tête des écoulements à gradient de densité, du à la présence des matières en suspension, un modèle expérimental a été réalisé, caractérisant les écoulements à écluse.

L'exploitation des résultats expérimentaux, nous a permis de tirer les conclusions suivantes :

Pour un canal horizontal :

☆ Sur une partie du canal, la vitesse de propagation est constante, principalement à cause de la faible influence des forces de viscosité.

Nous avons pu établir une relation explicite de la vitesse initiale en fonction de la concentration et de la hauteur d'eau. Une simple connaissance de ces derniers engendrera sa prévision pratique.

☆ Sur une autre partie du canal, la vitesse régresse progressivement sous l'effet des forces de frottement.

La relation obtenue, pour la détermination de la vitesse de la tête, dépendra en plus, de la viscosité du fluide dense et de la hauteur de sa tête.

Pour un canal incliné :

☆ La vitesse de propagation de la tête est constante sur une plus grande partie du canal.

Il n'est pas possible de généraliser nos résultats à cause du nombre important de paramètres présents et surtout des moyens techniques disponibles.

Directives futures

Il serait très intéressant d'enrichir et de compléter cette étude, dans un travail futur par :

☆ La détermination de l'influence de la rugosité, qui est l'une des principales caractéristiques conditionnant le mouvement du courant.

Nous suggérons pour cela l'utilisation du papier abrasif de différentes gammes, dont la hauteur des aspérités est normalisée.

☆ La variation du rapport largeur-hauteur du canal pour des échelles plus importantes.

☆ Une étude pour des écoulements à forte charge.

☆ La réalisation du modèle numérique pour comparer nos résultats expérimentaux après résolution et vérifier ainsi la validité des hypothèses.

☆ L'extension de l'étude dans le cas d'un canal divergent, plus représentatif dans la nature, pour une éventuelle comparaison avec le canal rectangulaire.

Annexes

Annexe (I) : Aperçu de quelques données

$x(cm)$	$h_i(cm)$	$t(s)$	$U_i(‰)$	F_i	R_e
40.0	4.40	16.3	2.45	0.5026	1078.0000
50.0	4.80	20.3	2.4	0.4832	1180.8000
60.0	4.70	24.8	2.42	0.4804	1137.4000
70.0	4.80	28.2	2.48	0.4871	1190.4000
80.0	4.30	32.9	2.43	0.5043	1044.9000
90.0	4.90	44.8	2.01	0.3908	984.9000
100.0	4.80	85.5	1.17	0.2298	561.6000
110.0	4.70	108.9	1.01	0.2005	474.7000
120.0	4.65	130.4	0.92	0.1836	427.8000
130.0	4.55	156.6	0.83	0.1675	377.6500
140.0	4.50	191.8	0.73	0.1481	328.5000
150.0	4.45	238.1	0.63	0.1285	280.3500
160.0	4.25	280.7	0.57	0.1190	242.2500
170.0	4.10	320.8	0.53	0.1126	217.3000
180.0	3.90	360.0	0.50	0.1090	195.0000

Tab 4.3.1 : $H = 10\text{ cm}$, $C = 10‰$

$x(cm)$	$h_i(cm)$	$t(s)$	$U_i(‰)$	F_i	R_e
40.0	3.90	19.3	2.40	0.4761	808.2902
50.0	4.00	25.2	2.44	0.4500	793.6508
60.0	3.90	29.5	2.43	0.4672	793.2204
70.0	3.60	35.6	2.4	0.4701	707.8652
80.0	4.00	42.5	2.42	0.4269	752.9412
90.0	4.50	49.3	2.43	0.3904	821.5010
100.0	4.75	54.2	1.19	0.4084	774.9077
110.0	4.70	61.6	1.00	0.3862	785.7144
120.0	4.60	68.5	0.85	0.3832	753.2847
130.0	4.50	74.8	0.74	0.3942	695.1871
140.0	4.45	81.3	0.65	0.3906	688.8069
150.0	4.30	87.3	0.59	0.3759	738.8316
160.0	4.20	95.2	0.57	0.3812	672.2689
170.0	4.10	102.1	0.52	0.3685	699.3144

Tab 4.3.2 : $H = 10\text{ cm}$, $C = 9‰$

$x(cm)$	$h_i(cm)$	$t(s)$	$U_i(cm/s)$	F_i	R_e
40.0	3.70	17.6	2.27	0.5678	839.9000
50.0	4.30	21.9	2.28	0.5290	980.4000
60.0	3.90	26.9	2.23	0.5433	869.7000
70.0	4.00	30.8	2.27	0.5461	908.0000
80.0	4.30	35.1	2.28	0.5290	980.4000
90.0	4.90	75.0	1.20	0.2608	588.0001
100.0	4.75	99.0	1.01	0.2230	479.7500
110.0	4.70	117.0	0.94	0.2086	441.8000
120.0	4.65	144.6	0.80	0.1852	385.9500
130.0	4.55	180.6	0.72	0.1624	327.6000
140.0	4.40	233.3	0.60	0.1376	264.0000
150.0	4.30	288.5	0.52	0.1207	223.6000
160.0	4.10	347.8	0.46	0.1093	188.6000

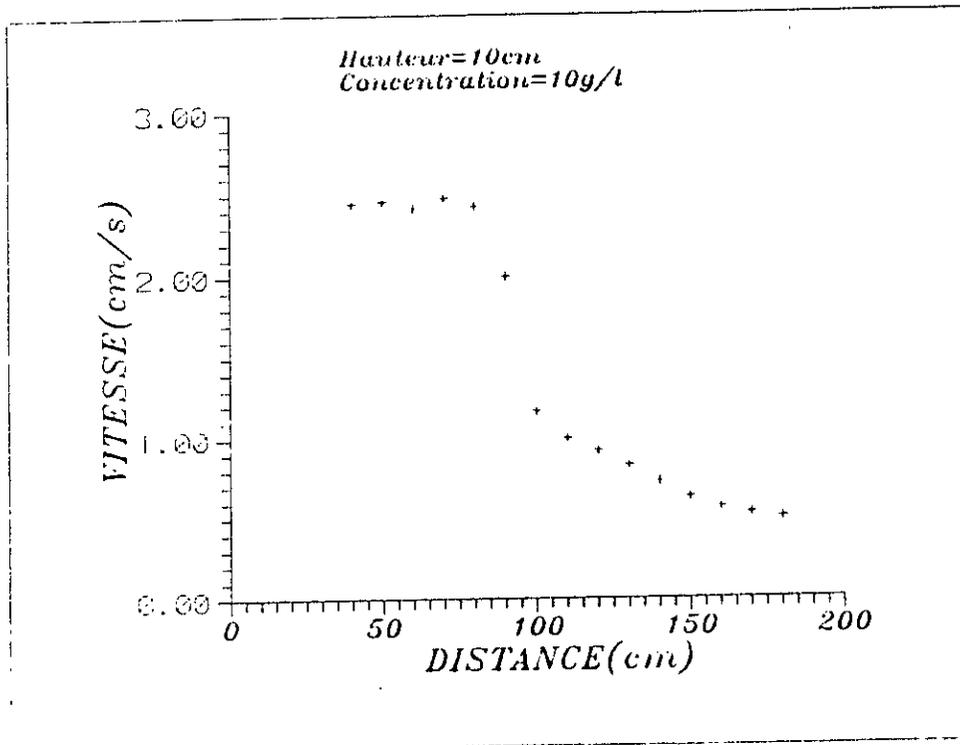
Tab 4.3.3 : $H = 10\text{ cm}$, $C = 8\%$

$x(cm)$	$h_i(cm)$	$t(s)$	$U_i(cm/s)$	F_i	R_e
40.0	4.60	17.4	2.15	0.5513	1057.4710
50.0	4.60	22.3	2.17	0.5377	1031.3900
60.0	4.50	26.9	2.17	0.5408	1003.7170
70.0	4.70	32.4	2.18	0.5126	1015.4320
80.0	4.70	37.3	1.11	0.5383	900.8042
90.0	4.65	42.7	0.96	0.5168	927.4005
100.0	4.50	48.5	0.86	0.5056	907.2165
110.0	4.45	53.2	0.77	0.5190	868.4210
120.0	4.30	59.3	0.62	0.5020	870.1518
130.0	4.25	65.6	0.58	0.5097	792.6829
140.0	4.10	71.3	0.51	0.5114	765.7784
150.0	3.90	77.2	0.45	0.4936	796.6321

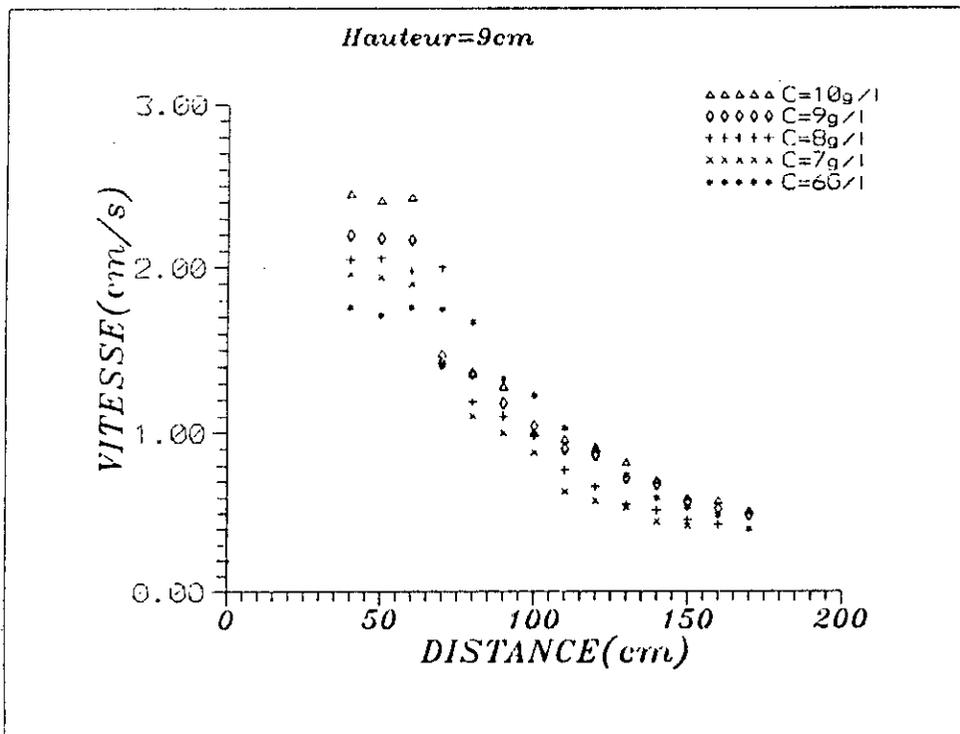
Tab 4.3.4 : $H = 10\text{ cm}$, $C = 7\%$

$x(cm)$	$h_t(cm)$	$t(s)$	$U_t(\%/s)$	F_t	R_t
40.0	4.70	23.0	1.74	0.4459	817.8000
50.0	4.70	27.9	1.7	0.4587	841.2999
60.0	4.80	34.3	1.75	0.4438	840.0001
70.0	4.80	39.3	1.78	0.4514	854.4000
80.0	4.70	79.2	1.01	0.2588	474.7000
90.0	4.65	98.9	0.91	0.2345	423.1500
100.0	4.60	123.5	0.81	0.2098	372.6000
110.0	4.50	142.9	0.77	0.2017	346.5000
120.0	4.45	187.5	0.64	0.1686	284.8000
130.0	4.40	232.1	0.56	0.1483	246.4000
140.0	4.35	274.5	0.51	0.1359	221.8500
150.0	4.20	306.1	0.49	0.1328	205.8000
160.0	4.10	355.6	0.45	0.1235	184.5000

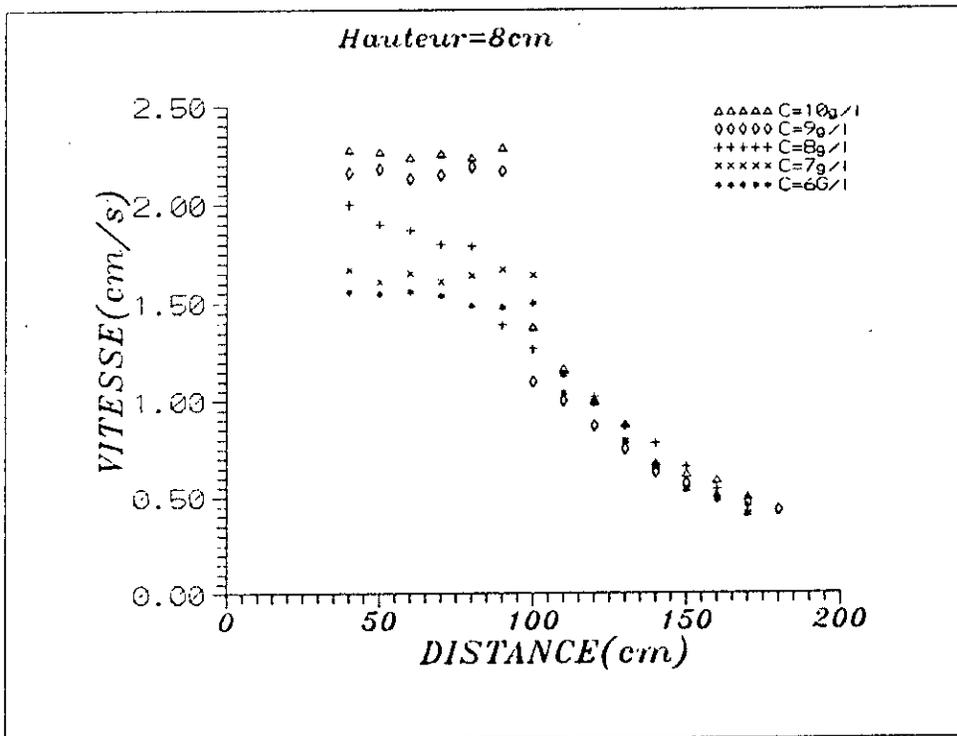
Tab 4.3.5 : $H = 10\text{ cm}$, $C = 6\%/s$



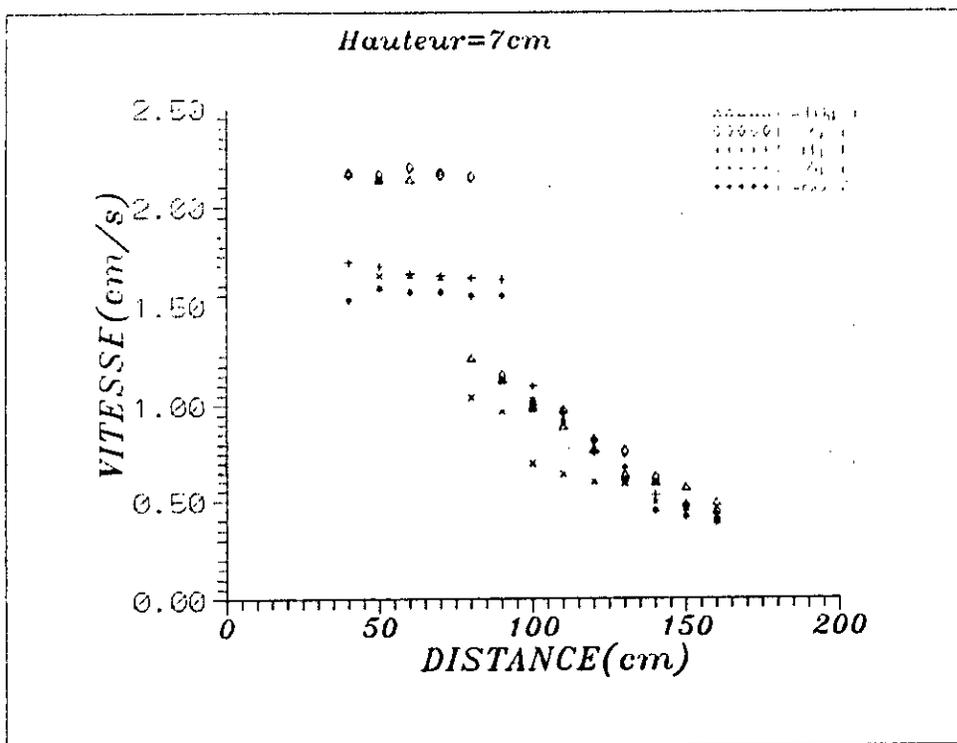
fig(1.2.1): Variation de la vitesse en fonction de la distance



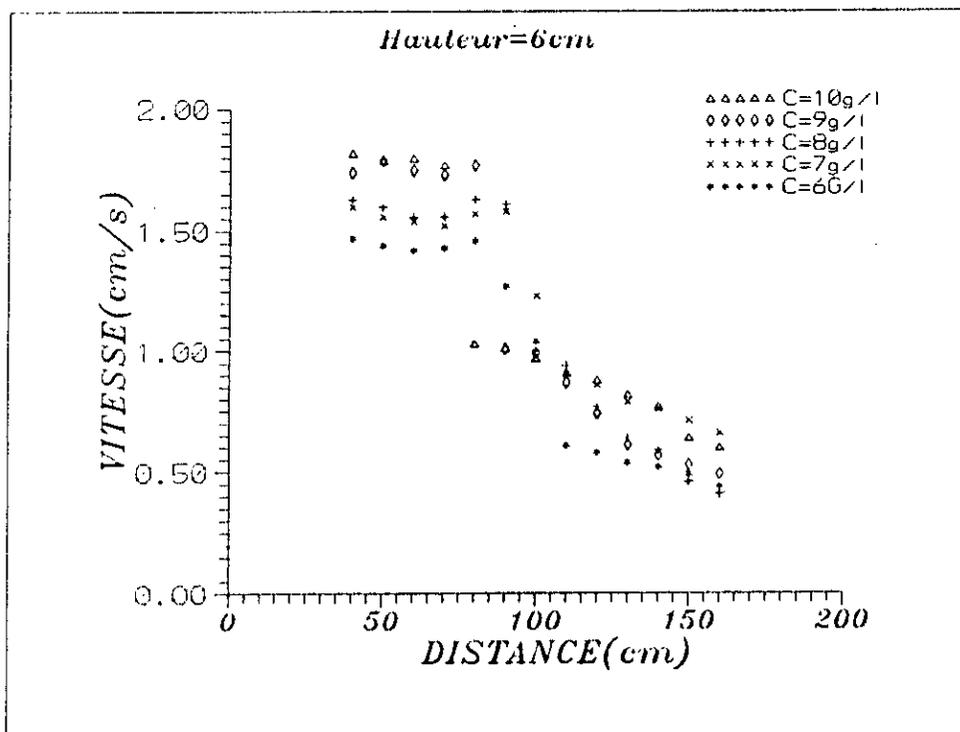
Fig(4.2.3): Variation de la vitesse en fonction de la distance



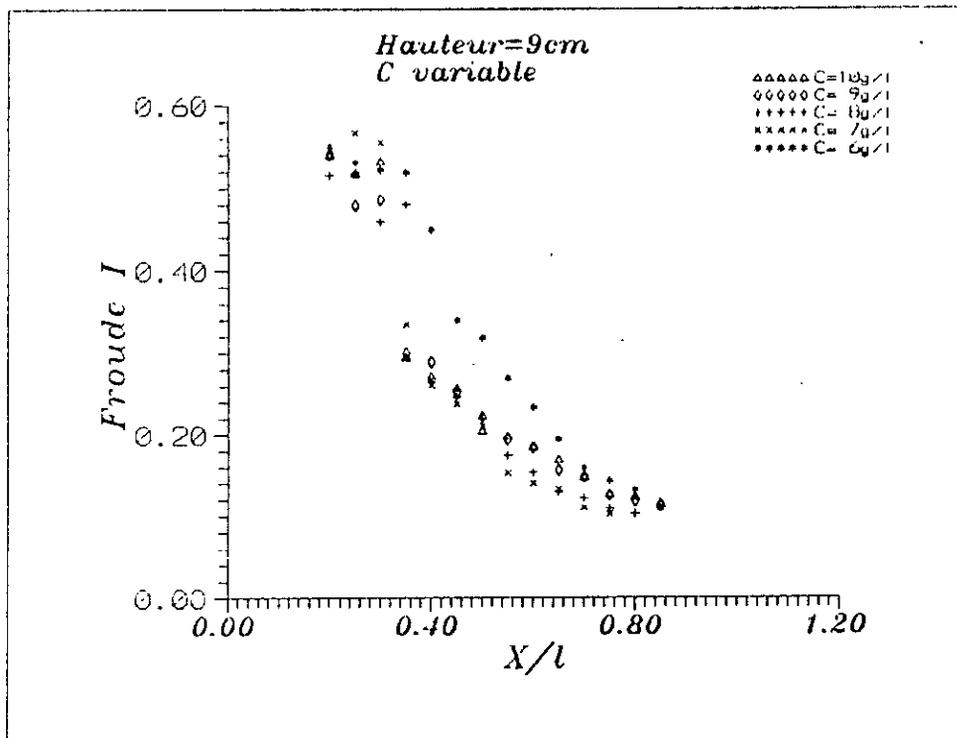
Fig(4.2.4): Variation de la vitesse en fonction de la distance



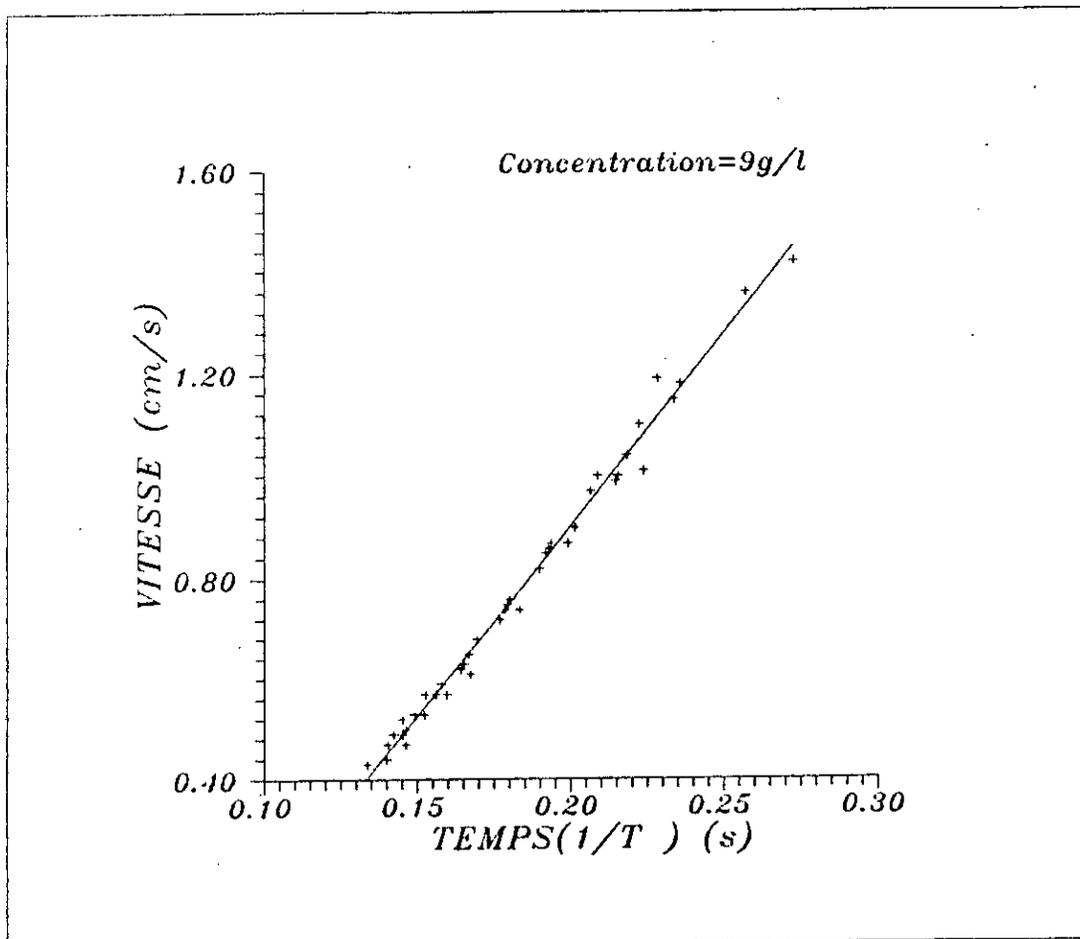
Fig(4.2.5): Variation de la vitesse en fonction de la distance



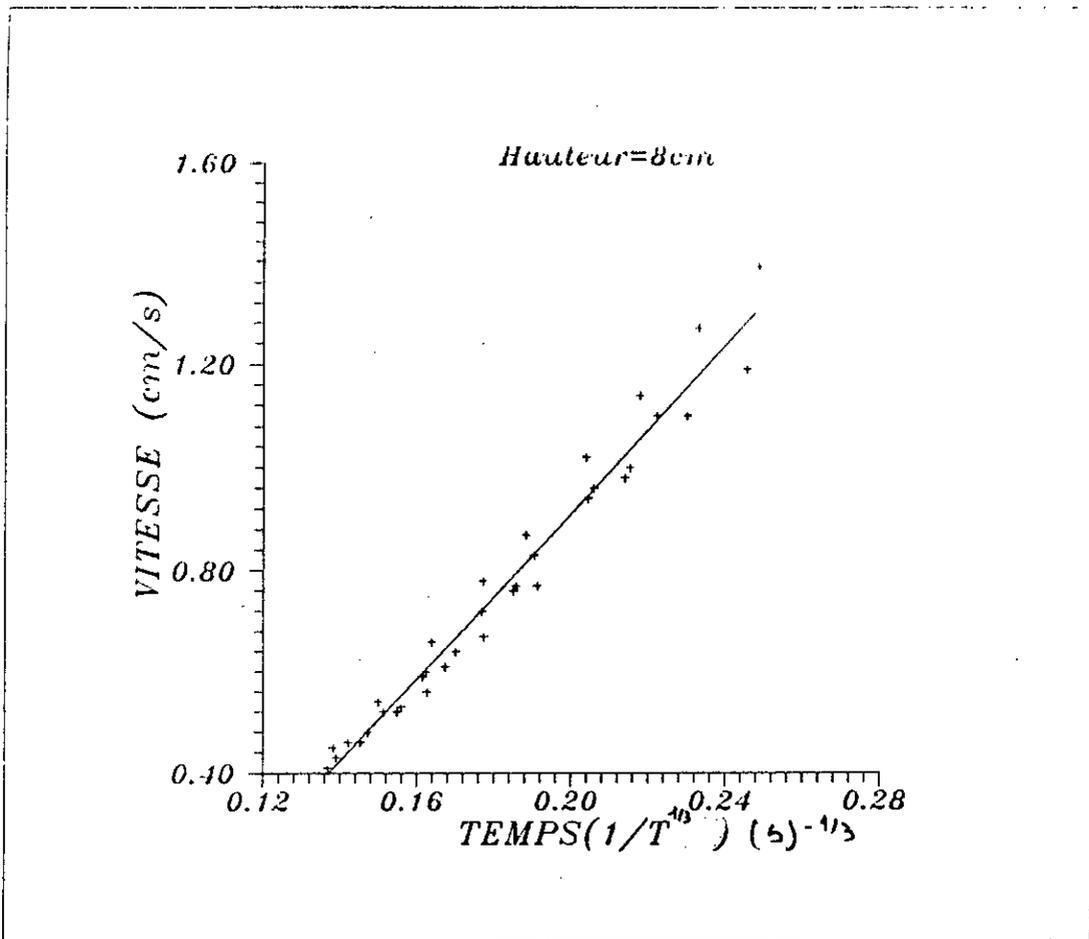
Fig(4.1.6): Variation de la vitesse en fonction de la distance



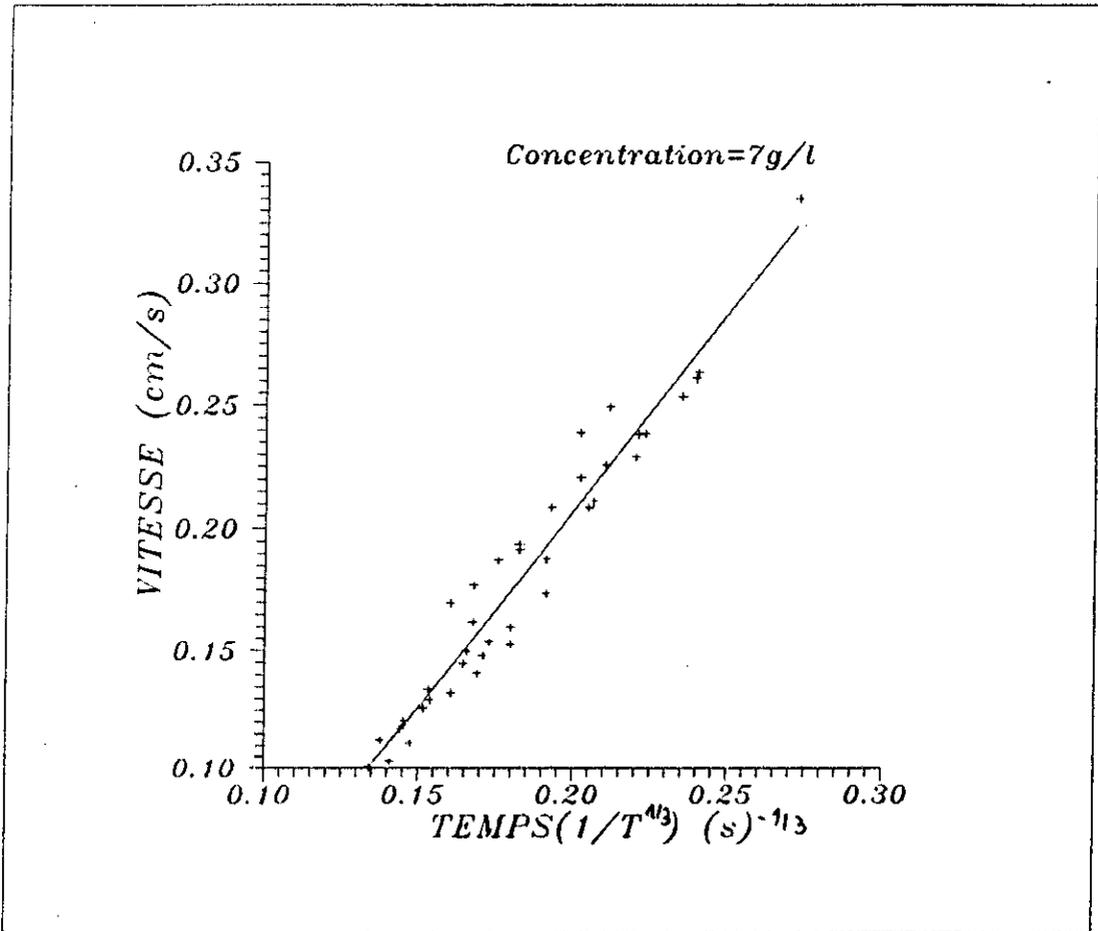
fig(4.3.2):Variation de Froude Interne en fonction de la Distance Relative



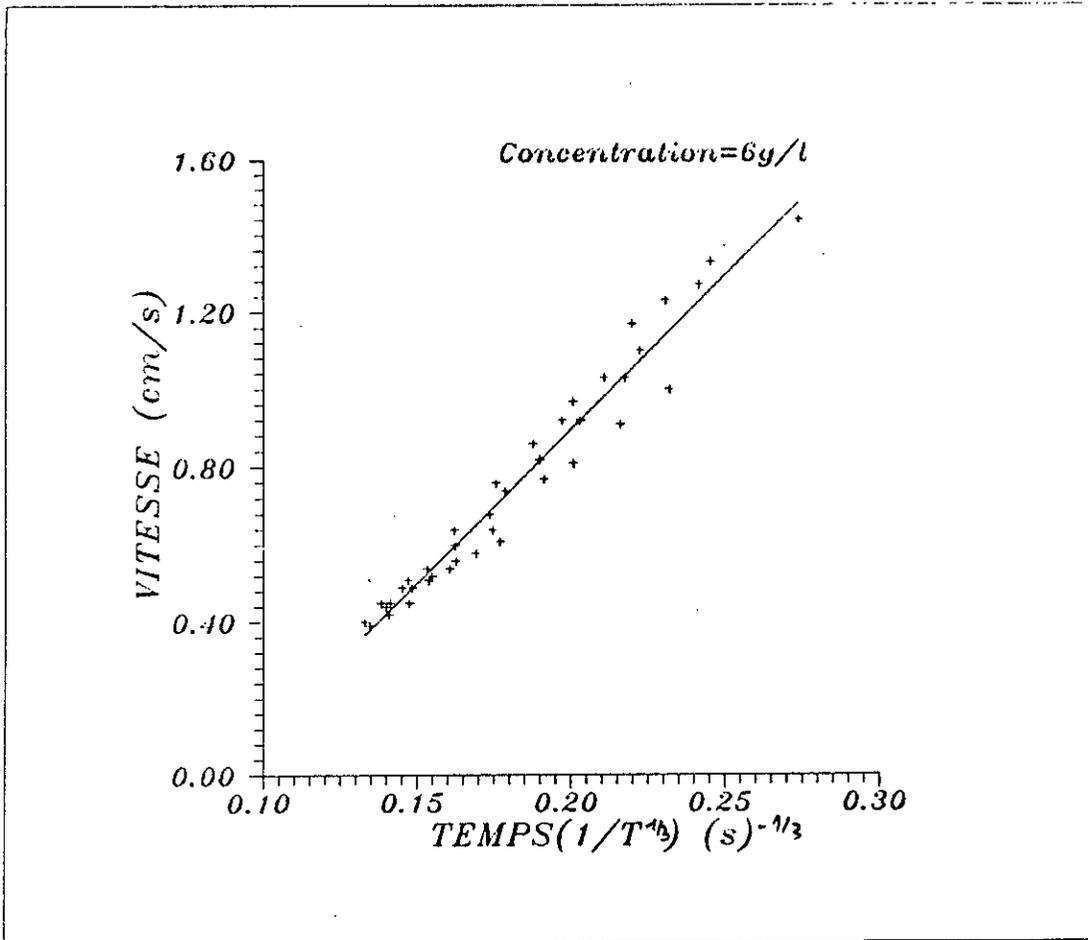
Fig(1.4.2):Variation de la vitesse en fonction du temps



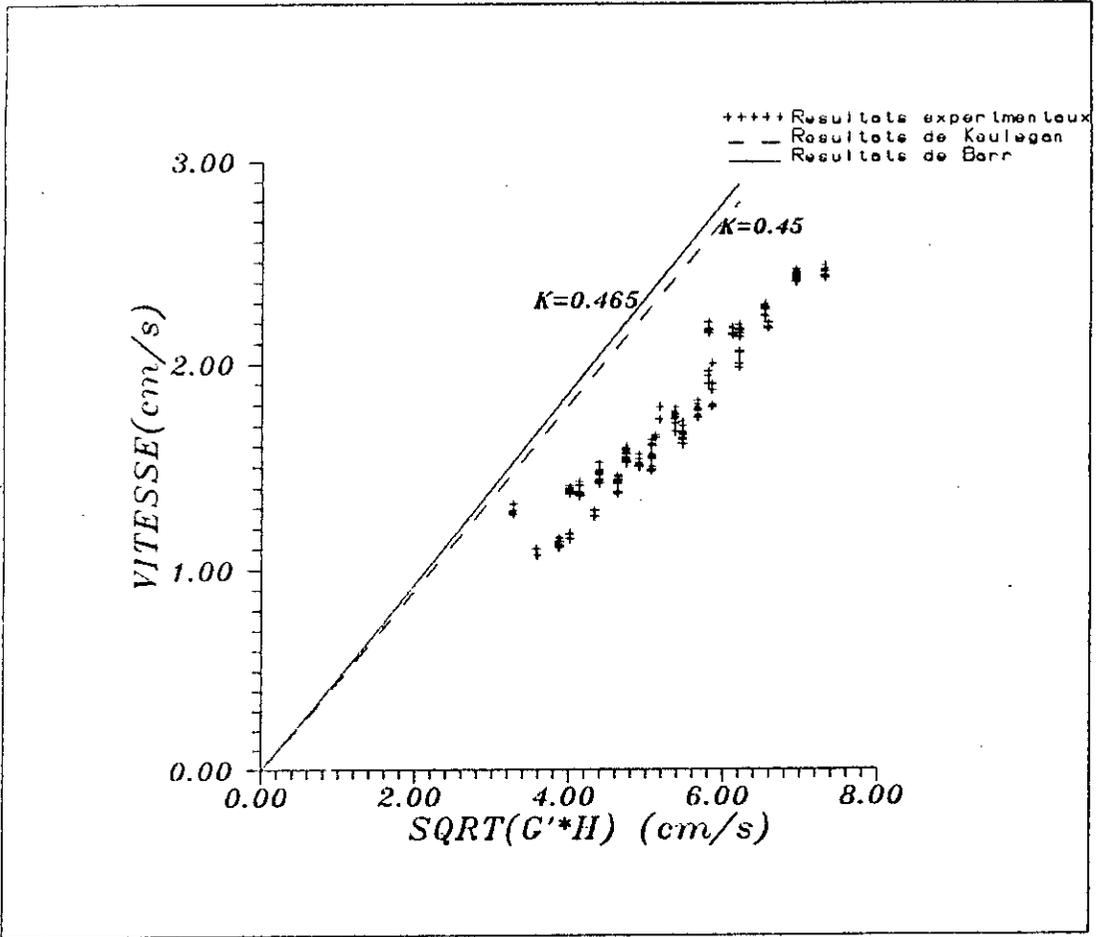
Fig(4.4.3):Variation de la vitesse en fonction du temps



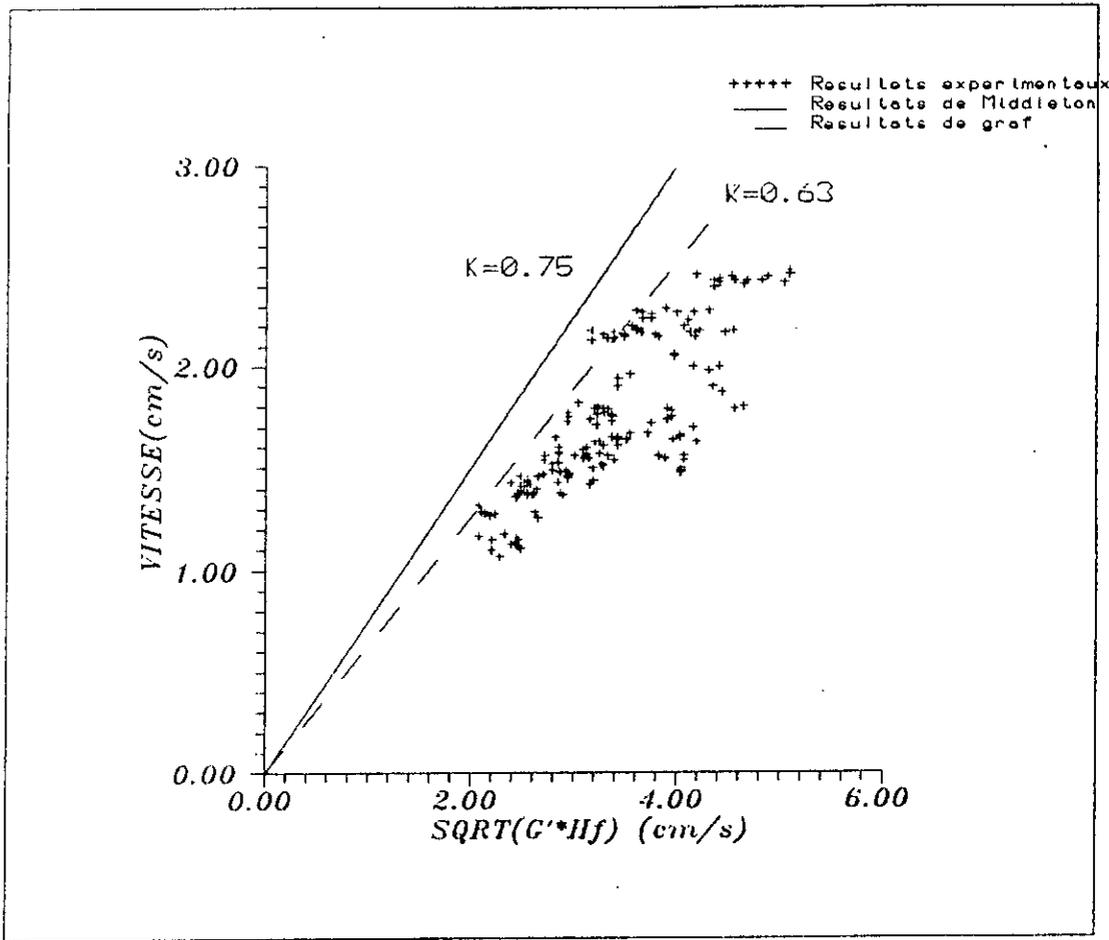
Fig(4.4.4):Variation de la vitesse en fonction du temps



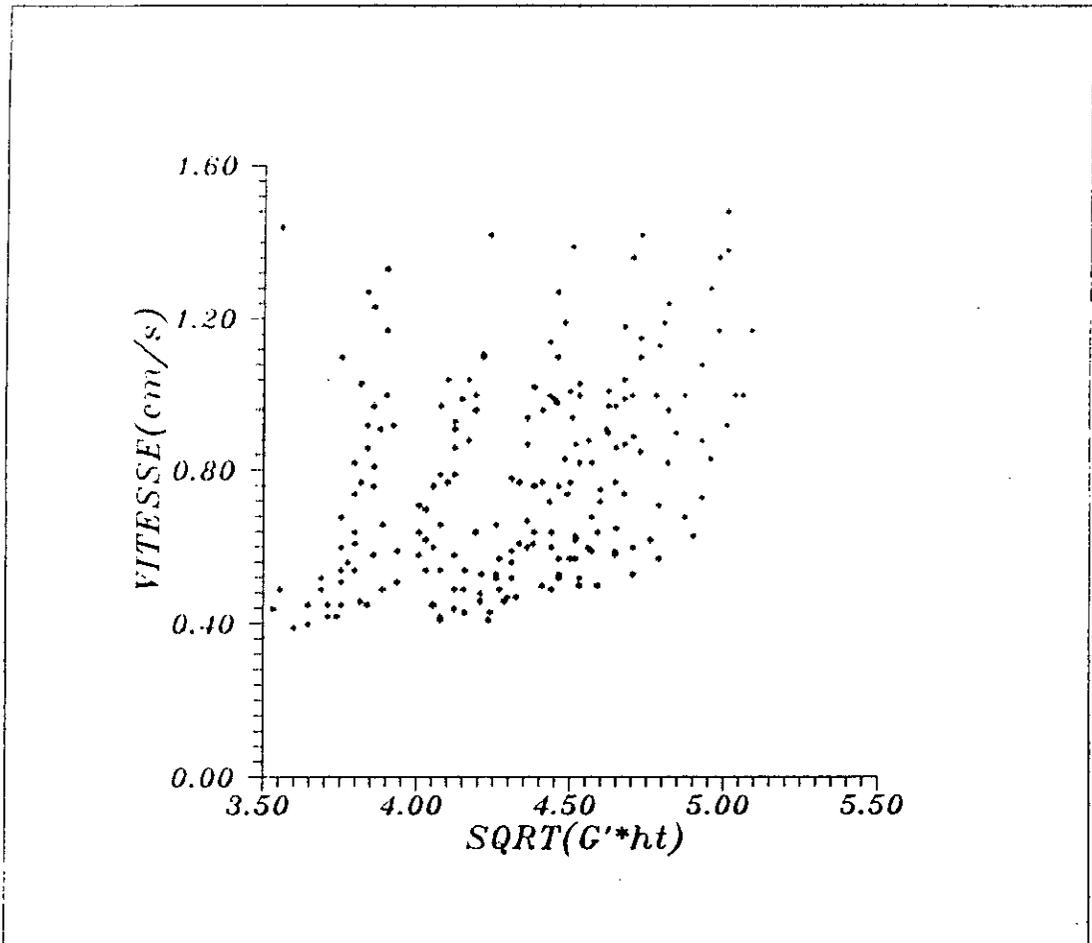
Fig(4.4.5):Variation de la vitesse en fonction du temps



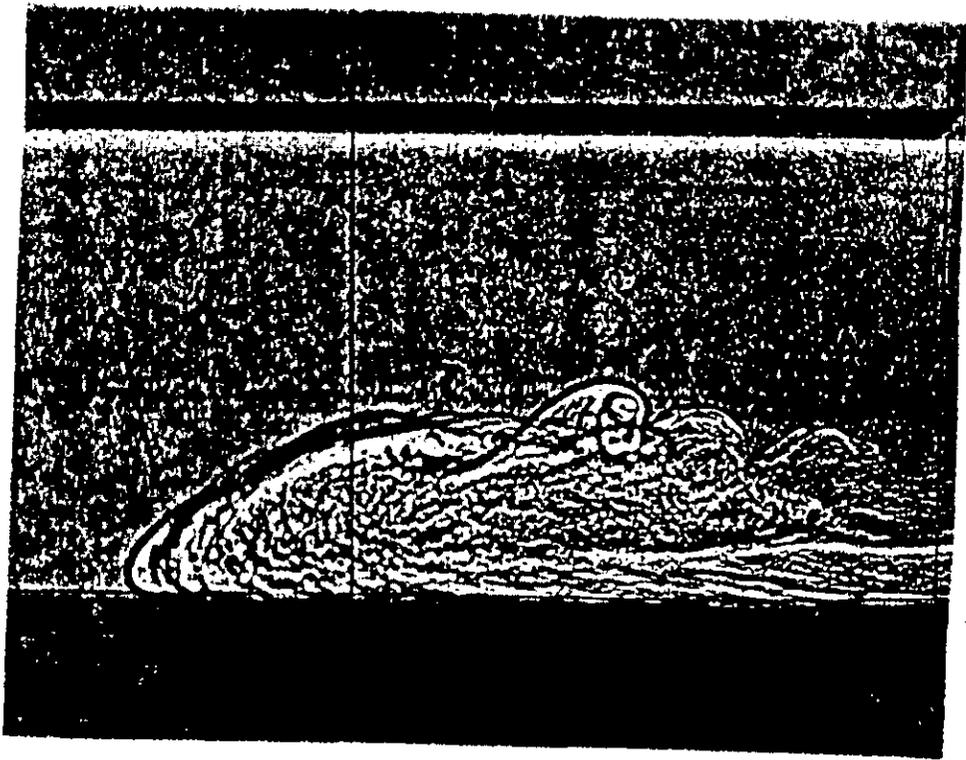
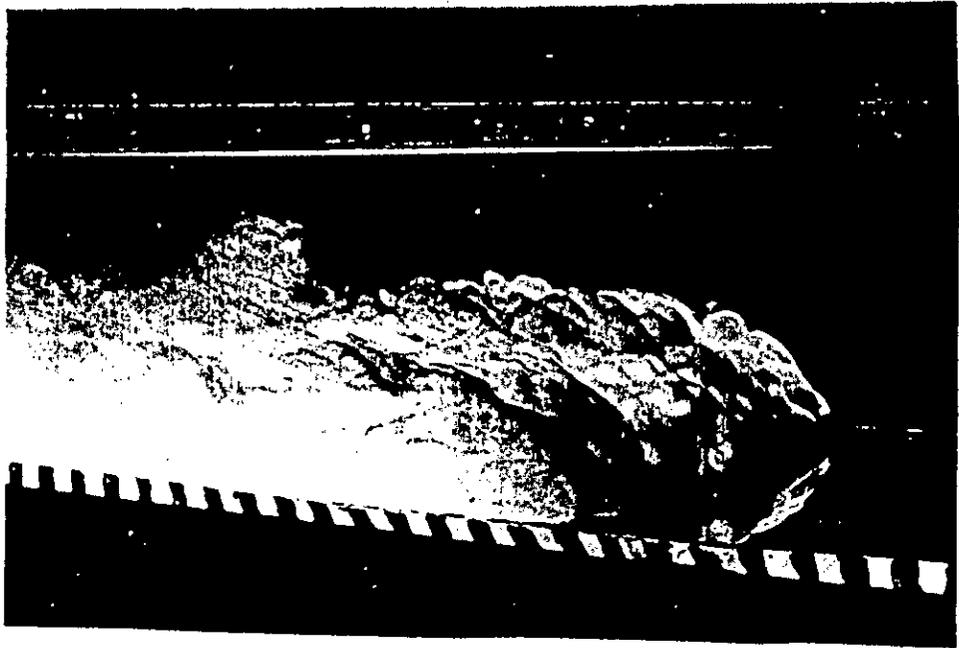
Fig(4.7.2): Variation de la Vitesse Initiale en fonction de la Hauteur et de la Concentration

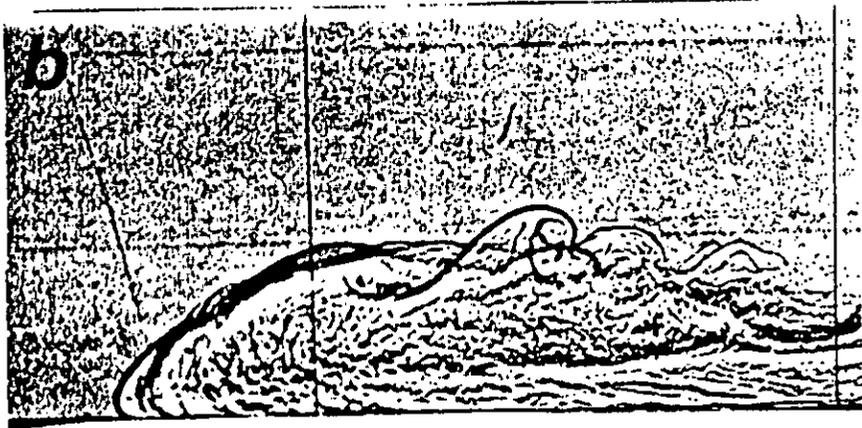
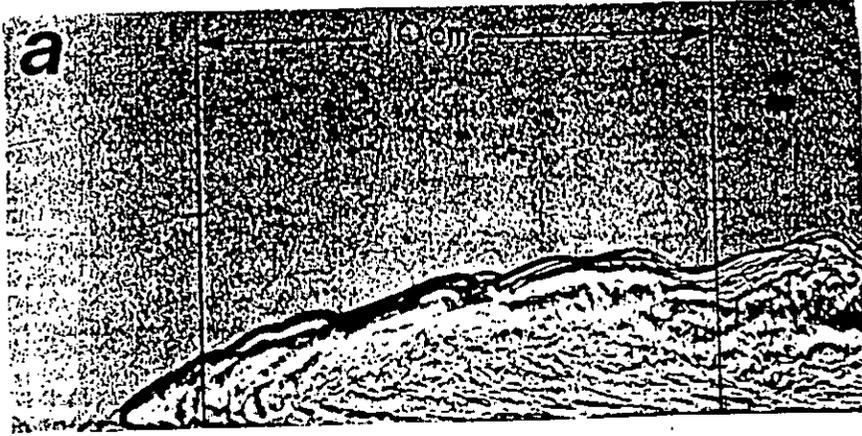


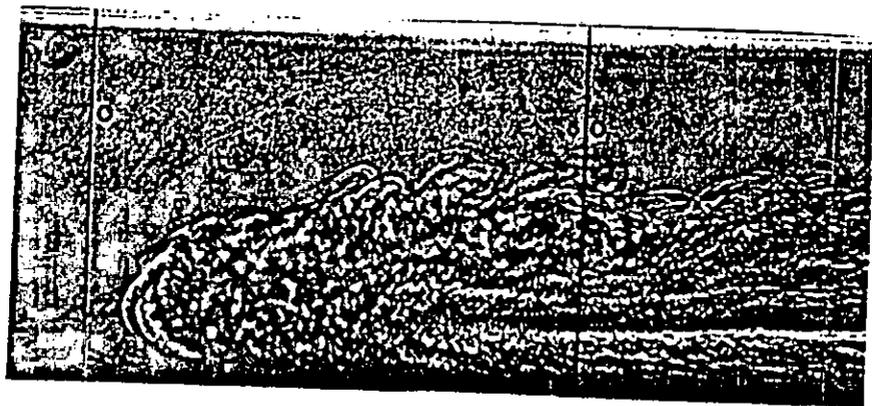
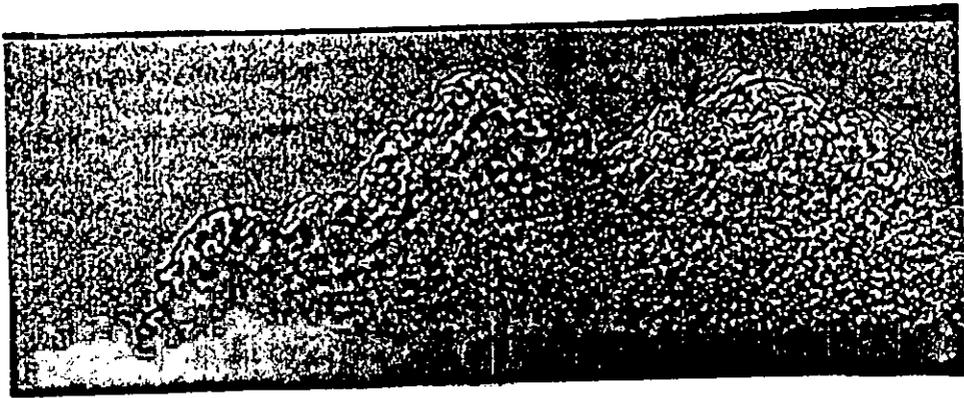
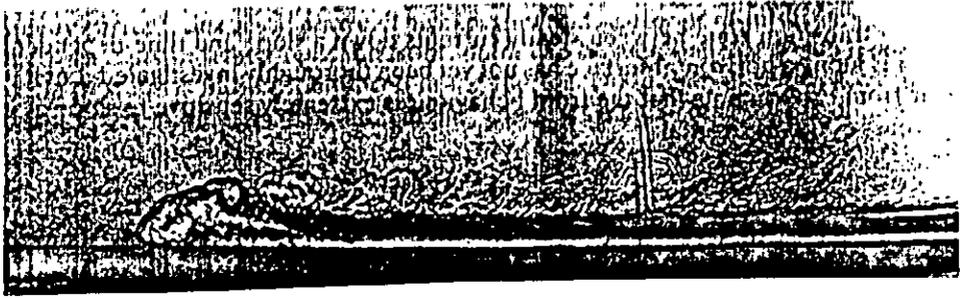
Fig(4.8.2) : Variation de la Vitesse Initiale en fonction de la Hauteur de la tête

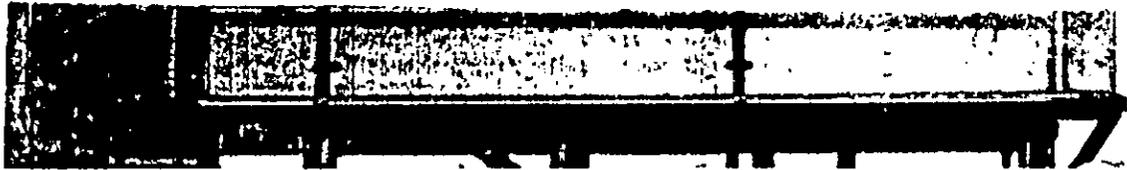


Fig(4.9)Variation de la Vitesse Initiale en fonction de la Hauteur de la tete et de la Concentration

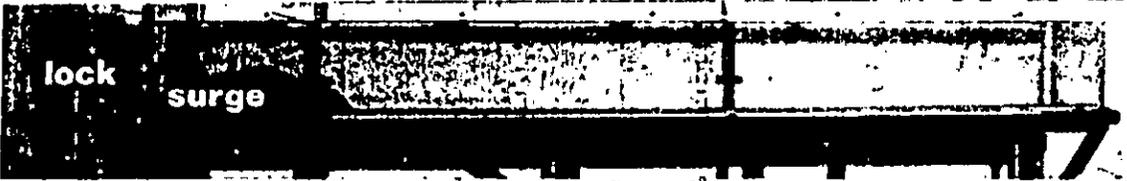




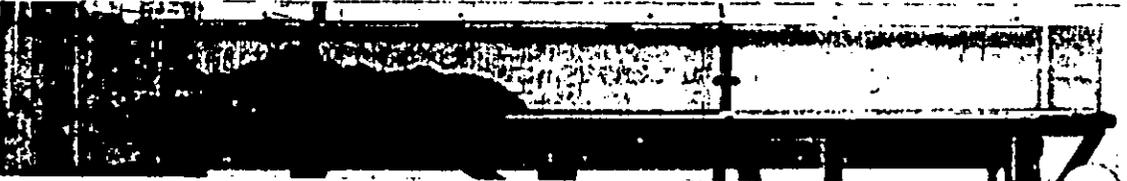




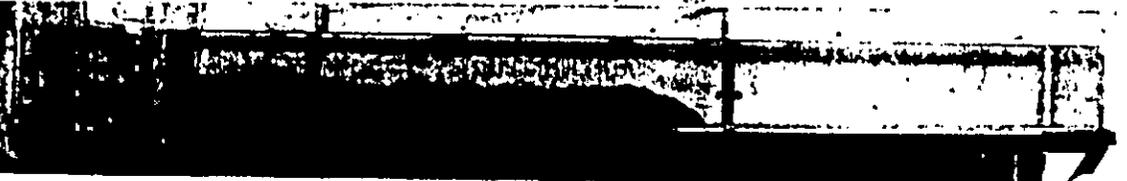
(a)



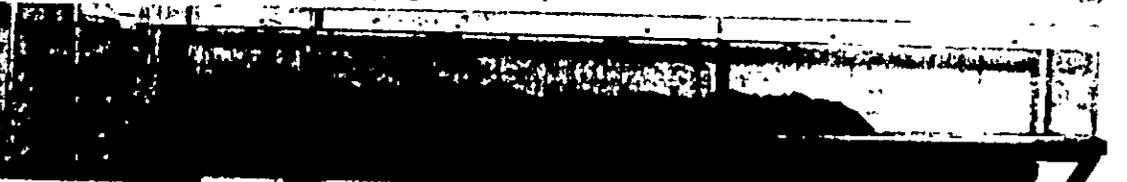
(b)



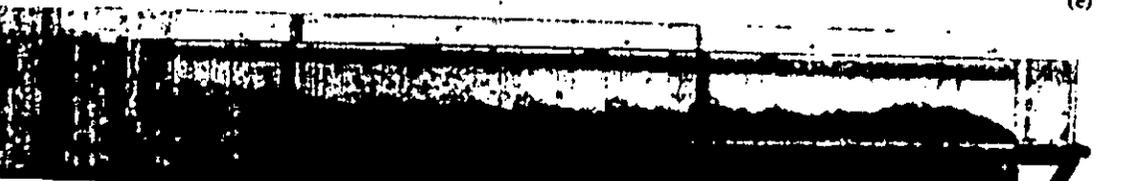
(c)



(d)



(e)



(f)

Bibliographie

Bibliographie

- [1] ALAVIAN.V - 1986 -
Behavior of density currents in an incline .
J.Hydr.Engng, vol 112, janvier; pp 27-41.
- [2] ALAVIAN.V et JIRKA 6 - 1992 -
Density currents entering lakes and reservoirs.
J.Hydr.Engng, vol 118, Novembre ; pp 1464-1489 .
- [3] ALLEN.JR.L - 1985 -
Principales of physical sedimentology.
Edition London ALLEN.
- [4] ARMI.L - 1986 -
The hydraulics of two flowing layers with different densities.
J.Fluid.Mech, vol 163; pp 27-58 .
- [5] ALTINAKAR.S, GRAF.W.H & HOFINGER E.S - 1980 -
Weakly depositing current on a small slope.
J.Hydr.Res, vol 28, N° 1 janvier; pp 55-79 .
- [6] BARR DI.H - 1963 -
Densimetric exchange flow in rectangular channels.
HB, juillet; pp 739-753 .
- [7] BRITTER.R.E & SIMPSON.J.E - 1978 -
Experiments on the dynamics of a gravity current head.
J.Fluid.Mech, vol 88, part 2; pp 223-240.
- [8] BRITTER.R.E & SIMPSON.JE - 1979 -
The dynamics of the head of a gravity current advancing over an
horizontal surface.
J.Fluid.Mech, vol 94, part 3; pp 477-495.
- [9] BRITTER.R.E & LINDEN - 1980 -
The motion of the front a gravity current travelling down an incline.
J.Fluid.Mech, vol 99, part 3; pp 531-543.
- [10] CHADI.A & HADJ.T - 1992 -
Erosion des sols et envasement des barrages.
Revue Algérie Equipement, N° 5, juillet; pp 20-25.

- [11] CHIA.SHUM & YIH - 1980 -
Interplay and competition of forces in stratified flows.
The Norwegian institut of technology Trandheim, Norw; pp 17-39.
- [12] CHRISTOUDOULOU - 1986 -
Interfacial mixing in stratified flows.
J.Hydr.Res, vol 24, N° 7, sept; pp 77-93.
- [13] Committee on Sedimentation of Reservoir - 1983 -
Sedimentation control on reservoirs.
- [14] ELLISON.TH & TURNER.J.S - 1959 -
Turbulent entrainment in stratified flows.
J.Fluid.Mech, vol 6; pp 423-448.
- [15] DUQUENNOIS.M - 1955 -
Lutte contre la sédimentation des barrages réservoirs.
Aout, rapport interne.
- [16] FORTIER - 1967 -
Mécanique des suspensions.
Edition MASSON.
- [17] FRIEDMAN.T & SANDERS - 1978 -
Principals of sedimentology.
Edition COLL John.Jilli & Sons.
- [18] GARCIA.M & PARKER.G - 1993 -
Experiments on the entrainment of sediment into suspension by a
dence bottom current.
J.Geophys.Res, vol 98, march, N° 15; pp 4793-4803.
- [19] GRAF.W.H - 1983 -
The behaviour of silt Laden-current.
Water power & dam contruction, sept; pp 35-39.
- [20] HSIEH WEN.S - 1972 -
Sedimentation.
Edition COLLINS.
- [21] KETTAB.A & REMINI.B
Etude de la vitesse de courant de densité (à paraître).
- [22] KRANENBURG.C - 1993 -
Unsteady gravity currents advancing along a horizontal surface.
J.Hydr.Res, vol 31, jan; pp 49-60.

- [23] KRANENBURG.C - 1993 -
Gravity current front advancing into horizontal ambient flow.
J.Hydr.Engnr, vol 119, march; pp 369-379.
- [24] LEBRETON.J.C - 1975 -
Ecoulements filaires.
Cours de l'école nationale des ponts et chaussées, MDF appliquée,
Hug.M; pp 277 - 396, Edition EYROLLES.
- [25] LEBRETON.J.C - 1975 -
Transport solide.
Cours de l'école nationale des ponts et chaussées, MDF appliquée,
Hug.M; pp 455 - 548, Edition EYROLLES.
- [26] LOFQUIST.K - 1960 -
Flow and stress near an interface between stratified liquids.
Physi. of Fluid, vol 3, N° 2; pp 158-175.
- [27] MANDELBROT - 1965 -
Nombre de Richardson et les critères de stabilité des écoulements
stratifiés.
HB, N° 1, jan; pp 24-32.
- [28] MIGNIOT.C - 1989 -
Tassement et rhéologie des vases, 1^{ère} partie.
HB, N° 1; pp 98-110.
- [29] MIGNIOT.C - 1989 -
Tassement et rhéologie des vases, 2^{ème} partie.
HB, N° 2; pp 11-29.
- [30] PARKER.G, FUKUSHIMA.Y & PANTIN - 1986 -
Self accelerating turbidity currents.
J.Fluid.Mech, vol 171; pp 145-181.
- [31] PARKER.G, GARCIA.M & FUKUSHIMA.Y - 1987 -
Experiments in turbidity over an erodible bed.
J.Hydr.Res, vol 25, N° 1, jan; pp 123-147.
- [32] PAROT.J.M - 1976 -
Quelques aspects des écoulements des couches quasi horizontaux et
leur calcul.
HB, N° 1; pp 53-58.
- [33] REMINI.B - 1993 -
Processus de "L'envasement et moyens de lutte".
Revue Algérie équipement, N° 8, avril.

- [34] RIDDELL.J - 1970 -
Densimetric exchange flow in rectangular channel.
HB, N° 4, avril; pp 317-329.
- [35] SIMPSON.J - 1987 -
Gravity currents : In the environment and the laboratory.
Edition ELLIS Howord Limited.
- [36] TIMOTY.Y - 1977 -
Density currents and their application.
J.Hydr.Div, vol 103, N° 5, May; pp 317-329.
- [37] VALEMBOIS.J - 1965 -
Travaux récents sur les courants de densité.
HB, N° 1; pp 15-20.
- [38] VREUGDENHI - 1970 -
Two layers model of stratified in an estuary.
HB, N°1; pp 35-41
- [39] WITHERIDGE.G & WILKINSON.D - 198 -
Density measurement of particule and floc suspension.
J.Hydr.Engnr, vol 115, N° 3, march; pp 403-409.