

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT

HYDRAULIQUE

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

PROJET DE FIN D'ETUDES

SUJET

LE RESSAUT HYDRAULIQUE NOYE

DANS UN

ELARGISSEMENT

BRUSQUE

Proposé par : B. ACHOUR

Etudié par : D.KALECHE
N.REZGUI

Dirigé par : S.BENMAMAR

PROMOTION juin 91

وزارة الجامعات
Ministère aux Universitaires

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT

HYDRAULIQUE

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

PROJET DE FIN D'ETUDES

SUJET

LE RESSAUT HYDRAULIQUE
NOYE DANS UN
ELARGISSEMENT BRUSQUE

Proposé par : **B ACHOUR**

Etudié par : **D KALECHE
N REZGUI**

Dirigé par : **S BENMAMAR**

PROMOTION **juin 91**

بِسْمِ اللّٰهِ الرَّحْمٰنِ الرَّحِیْمِ

« وَقُلْ اَعْمَلُوا فِیْ سَبِیْلِ اللّٰهِ عَمَلًا
وَرِسَالَةً وَالمُؤْمِنُونَ »

« وَجَعَلْنَا مِنَ المَاءِ كُلَّ شَیْءٍ حَیٍّ »

صدق الله العظيم

ملخص:
الدراسة مخصصة لظهور القفزة المغمورة في منشأة مجهزة بصور
للتعديل ذو سقوط منخفض مع حضور حواجز في الجريان.
المسألة تصبح ذو ثلاثة أبعاد بسبب الإلتساع المفاجئ مباشرة وراء الحاجز.
ديناميكية القفزة تصبح مؤثرة بهذا الإلتساع وهذا التأثير يجب أن يؤخذ
بعين الاعتبار في إتمام أبعاد الجهاز على النحو المحدد وليكن وادراسة النظرية للظاهرة.

SUMMARY :

The occurrence of submerged hydraulic jump in a low head canal regulating with piers is considered . The problem is three - dimensional because of the abrupt lateral expansion at the end of the piers. The jump dynamics is affected by this expansion , and this should be taken in to account in calculating the hydraulics for the structure and equation.

RESUME :

L'étude est consacrée à l'apparition d'un ressant noyé dans un ouvrage vanée de régulation d'un canal de basse chute avec de plus des piles dans l'écoulement . Le problème est tridimensionnel en raison de l'élargissement brusque à l'aval immédiat des piles . La dynamique d'un ressaut est influencée par cet élargissement et cet effet doit être pris en compte dans la dimension de la structure sur le plan hydraulique et dans l'étude théorique du phénomène.

Dédicaces

A

la mémoire de mon père,

A ma mère et ma soeur,

toute ma famille,

mon intime ami Samir,

tous mes amis,

et tous les enfants de mon pays.

Nourreddine

A

la mémoire de ma grand mère,

A mes parents, ma famille,

mes cousins et cousines,

mes ami(e)s

et tous les analphabètes d'Algérie

Dahmane

Remerciements

Nous tenons à exprimer toute notre gratitude à toutes les personnes ayant contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce travail notamment monsieur Bouach, enseignant à l'ENSH ainsi que le personnel du laboratoire.

Nos remerciements s'adressent à :

- M^{lle} Benmamar qui a accepté de nous suivre dans nos travaux, ses conseils et son aide ont été très fructueux.
- Monsieur Achour qui nous a beaucoup conseillé et qui a été disponible quand nous avons sollicité son avis.

Nous tenons à remercier les membres de jury qui ont accepté d'être

Nos remerciements vont également à l'ensemble des enseignants qui ont collaboré à notre formation.

Introduction	
I - Etat de connaissance sur le ressaut hydraulique.	2
I-1: Ecoulements filaires.	
I-2: Onde stationnaire.	3
I-3: Ressaut hydraulique stationnaire - définitifs.	4
I-3-1: Régime d'écoulement dans les canaux.	
I-3-2: Ressaut hydraulique stationnaire.	5
I-3-3: Ecoulement sous vanne.	
I-3-3-1: Ecoulement moyé et dénoyé.	7
1 - Caractéristiques du ressaut stationnaire dénoyé.	
a) hauteurs conjuguées.	
b) Profil de vitesse dans l'écoulement interne.	9
c) Distribution de pression dans l'écoulement interne.	11
d) Longueur du ressaut dénoyé	
e) Pertes de charge dues au ressaut dénoyé.	12
f) Distribution des masses volumiques.	
2 - Caractéristiques du ressaut submergé:	13
a) hauteurs conjuguées.	
b) Profil de vitesse dans l'écoulement interne du ressaut moyé	14
c) Distribution de la pression.	15
d) Longueur du ressaut moyé.	16
e) Pertes de charge dues au ressaut moyé.	
f) Distribution des masses volumiques.	
3 - Conclusion.	17
II - Effet de la pile de pont sur un écoulement sous vanne.	18
II-1: Généralités	
II-1-1: Effet des piles de pont :	
II-1-2: Etude descriptive des piles de pont divers types d'écoulement.	21
II-2: Effet de la pile sur l'écoulement sous vanne.	24
II-2-1: Ecoulement sous vanne.	

II-2-2: Equation générale de la quantité de mouvement.

II-2-3: Effet de la pile sur le ressaut hydraulique

noyé, Expérience de C. D. SMITH:

III - Equation de l'écoulement d'un ressaut hydraulique
noyé dans un élargissement brusque:

32

III-1: Généralités:

III-1-1: Définition de l'écoulement turbulent:

III-1-2: Grandeurs moyennes et fluctuations:

III-2: Equation de base:

34

III-2-a: Equation caractéristique de l'eau.

III-2-b: Equation de continuité:

III-2-c: Equation de la conservation de la
quantité de mouvement.

III-3: Equation du mouvement d'un ressaut
hydraulique noyé dans un élargissement brusque.

39

III-3-a: Hypothèses de base.

III-3-b: Hypothèses supplémentaires.

1 - Variation du flux.

2 - Variation de la vitesse.

40

III-3-c: Equations générales du mouvement.

III-4: Equations du mouvement du ressaut écrites
sous une forme adimensionnelle:

IV - Etude expérimentale:

44

IV-1: Appareillage expérimental.

IV-1-1: Canal ouvert.

IV-1-2: Piles de pont.

IV-1-3: Appareillage de mesure.

45

a - Mesure du niveau d'eau.

b - mesure des dimensions du ressaut.

c - Mesure de l'ouverture de la vanne.

d - Mesure du débit .	
IV - 1 - 4 : Mesures effectuées .	46
IV - 2 : Mode opératoire :	
IV - 2 - 1 : Canavas des essais :	
IV - 2 - 2 : But de la manipulation .	47
a - Variation de la longueur du ressaut .	
b - Profondeur d'eau à l'aval immédiat de la pile .	48
c - Force de pression à l'aval immédiat de la pile .	
IV - 3 : Interprétation des résultats :	49
IV - 3 - 1 : Variation de la longueur du ressaut .	
IV - 3 - 2 : Profondeur d'eau à l'aval immédiat de la pile .	50
IV - 3 - 3 : Force de pression à l'aval immédiat de la pile .	53
IV - 4 : Conclusion	54
Conclusion générale .	55
Annexes .	
Bibliographie .	84 .

CHAPITRE 1 :

ETAT DE CONNAISSANCE SUR LE RESSAUT HYDRAULIQUE

Introduction

Le phénomène qui apparaît dans tous les dissipateurs est une diminution locale de vitesse moyenne sur faible longueur, accompagnée d'une réduction importante de l'énergie mécanique de l'écoulement. Cette dissipation d'énergie est rencontrée généralement dans le ressaut hydraulique.

Dans les ouvrages à brève chute, on distingue l'apparition du ressaut moyé, celui-ci a été étudié par WOYCICKI en 1934 puis repris en 1959 par CHOW [6]. Dans les différentes études qui ont été faites sur le ressaut moyé seulement l'écoulement bidimensionnel a été pris en considération.

Le problème de la troisième dimension s'est présenté lors de l'élargissement brusque du cours d'eau.

En effet ce problème a été traité par C.D. SMITH en 1989, une étude plus élargie et améliorée consisterait le but de notre travail.

Dans le ressaut hydraulique moyé à brusque expansion latérale, l'équation de quantité de mouvement va contenir une force supplémentaire, qui est la réaction de la pile de pont, dont l'effet est très déterminant.

Dans ce qui suit, on essayera d'étudier l'influence de la pile de pont sur les profondeurs d'eau, à l'aval immédiat de la vanne et de la pile, l'effet de celle-ci sur la longueur du ressaut, sur le débit, sur la pression au sein de l'élargissement brusque, ainsi que sur l'écoulement interne du ressaut.

Chapitre I: Etot de connaissance sur le resaut hydraulique.

1) Ecoulements filaires:

On appelle écoulement filaire tout écoulement auquel s'adapte un modèle ou un système d'équations unidimensionnel, spatialement, ne faisant intervenir que des variables globales telles que, débit, vitesse, section, masse volumique etc.....

Cette nature d'écoulements caractérise les circuits faits par l'homme, soient les réseaux de distribution de fluides, canaux d'irrigation et ainsi de suite, par contre l'atmosphère et l'océan échappent à cette structure filaire, cependant la structure de ces derniers est bidimensionnelle. [3]

"Globalement" dans les veines peu courbées ou presque rectilignes les forces centrifuges sont négligées vis à vis des autres forces, d'où la caractéristique unidimensionnelle globalement (valeurs moyennes) et ponctuellement. Alors les écoulements qui s'y produisent sont appelés graduellement variés. Les singularités, telles que les courbes, les élargissements brusques, les seuils, les déversoirs se manifestent par la complexité des profils de vitesses et de pressions, ce qui entraîne la disparition du caractère unidimensionnel, néanmoins leur caractère très localisé a permis de les étudier séparément et d'obtenir les valeurs globales ou moyennes de l'écoulement. C'est le cas du resaut hydraulique, et de l'élargissement brusque, ces écoulements sont dits rapidement variés. [3]

Pour être tout à fait complet, il conviendrait de distinguer une troisième classe d'écoulements intermédiaires entre les deux premières; la classe des écoulements à courbure verticale non négligeable mais toujours à structure, cela revient à lever l'une des hypothèses de la première classe, l'hypothèse du profil des vitesses uniforme ou quasi-uniforme.

L'introduction de la courbure fera servir plus ou moins la pression de la loi hydrostatique dans la section droite.

Pratiquement ce type d'écoulement correspond en nature aux ondes qui suivent les ressauts : Onde stationnaire en faible profondeur. Parmi ces écoulements filaires on a les différents ressauts hydrauliques, parmi lesquels on distingue le ressaut hydraulique stationnaire, et nous, nous consacrons notre étude à une meilleure connaissance de ce dernier. [3]

2] Onde stationnaire:

Soit un canal rectangulaire dont l'eau est au repos, on fait circuler de l'eau brusquement à travers une entrée d'un orifice avec une vitesse U , on remarque alors qu'une onde se crée au dessus de la hauteur h du bassin considéré. (fig 1 page 4)
Celle onde aura une hauteur y et une célérité a .

En appliquant le théorème d'Euler et le théorème de continuité entre la section S_1 , que l'onde n'a pas encore atteint, d'où la vitesse nulle et une section S_2 où l'onde est déjà présente. [2]

En négligeant y devant h on trouve que:

$$a = \sqrt{gh}$$

qui est la vitesse critique du courant liquide de profondeur h .
- Si maintenant l'eau n'était pas au repos mais animée d'une vitesse v_0 , a devrait être égale à $v_0 \pm \sqrt{gh}$ ($g=0$, régime critique et stable). D'où $h_c = \frac{v_0^2}{g}$ et le nombre de FROUDE en régime critique s'écrivait: $F_c = \frac{v_0}{\sqrt{gh_c}} = 1$.

- Si $h > h_c$ on a $\sqrt{gh} > \sqrt{gh_c}$, ou $a > v_0$, les ondes peuvent remonter vers l'amont, le régime est fluvial ($F < 1$).

- Si $h < h_c$ d'où $a < v_0$ et les ondes ne peuvent pas remonter vers l'amont et le régime est torrentiel ($F > 1$).

Si l'onde remonte avec la même vitesse que le courant celle-ci est dite stationnaire. Donc le ressaut hydraulique stationnaire est celui qui occupe une position fixe dans un lit uniforme. [2]

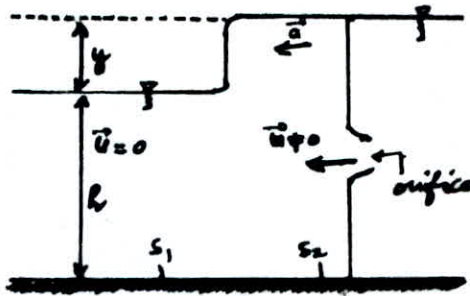


Fig. 1° Schéma de l'onde qui s'est produite.

3°) Ressaut hydraulique stationnaire - définitions :

3-1: Régime d'écoulement dans les canaux :

L'écoulement en surface libre peut-être caractérisé par le nombre de FROUDE soit : $F^2 = \frac{Q^2}{gA^3} \frac{\partial A}{\partial h}$

où Q est le débit, g l'accélération gravitationnelle et $A(x, h)$ la section mouillée.

x étant la coordonnée longitudinale et h la hauteur d'eau, le nombre de FROUDE s'exprime aussi de la façon suivante $F = \frac{V}{\sqrt{\frac{gA}{(\partial A / \partial h)}}$. Pour l'état hydrostatique, on a

$F=0$, qui est obtenu pour $V=0$.

Pour $F \rightarrow \infty$ on a V qui est infiniment plus grande que la vitesse de référence $V_* = \sqrt{\frac{gA}{(\partial A / \partial h)}}$.

Finalement, si $V = V_*$, donc $F=1$, les effets d'inertie et de pression sont égaux, ce qui correspond au régime critique.

Pour $F < 1$, on a l'écoulement fluvial, dans l'autre cas c'est à dire que si $F > 1$, cela caractérise l'écoulement torrentiel. [2]

La vitesse de référence dépend essentiellement de la géométrie du profil en un point $x = x_*$ considéré.

$F=1$ correspond à une transition d'écoulement, où deux cas peuvent se présenter, soit que le premier étant le passage de $F < 1$ à $F > 1$, dans ce cas on distingue un changement graduel de la surface d'écoulement, car les pertes de charge sont

pratiquement négligés du fait que les lignes de courant convergent. Le deuxième cas est la transition de $F > 1$ à $F < 1$, dans ce cas par suite les lignes de courant divergent fortement et l'écoulement devient rapidement varié en ce qui concerne le profil de surface. De plus des pertes de charge importantes accompagnent de telles transitions, et des zones de séparation peuvent se former autour de l'écoulement principal. Un ressaut hydraulique s'est établi. [2]

3-2: Ressaut hydraulique stationnaire:

Le ressaut hydraulique stationnaire est en effet, une brusque surélévation de la surface libre d'un courant permanent occupant une position fixe dans un lit uniforme, et cela s'explique par le fait que l'onde stationnaire remonte avec la même vitesse que le courant. [2]

Le ressaut hydraulique est l'un des phénomènes les plus complexes, quoique le débit reste constant par les écoulements stationnaires, l'écoulement à l'intérieur du ressaut est fortement non stationnaire, celui-ci est caractérisé par des effets de turbulence importants, de plus le phénomène d'entraînement d'air, à l'écoulement biphasique complique la description du ressaut.

Les connaissances actuelles sur le ressaut hydraulique ne sont pas encore suffisantes pour que l'écoulement interne soit parfaitement compris, pour le moment on se contente d'analyser les caractéristiques les plus marquantes à savoir les hauteurs à ses extrémités, sa longueur, et sa dissipation d'énergie.

3-3: Écoulement sous vanne: (canal rectangulaire)

La vanne est un organe mobile, permettant de modifier localement la section d'écoulement, de la fermeture à l'ouverture complète. Un tel organe permet de régler la hauteur d'eau amont à un niveau désiré. Une vanne sépare donc deux tronçons bien distincts c'est à dire les tronçons amont et aval. [2]

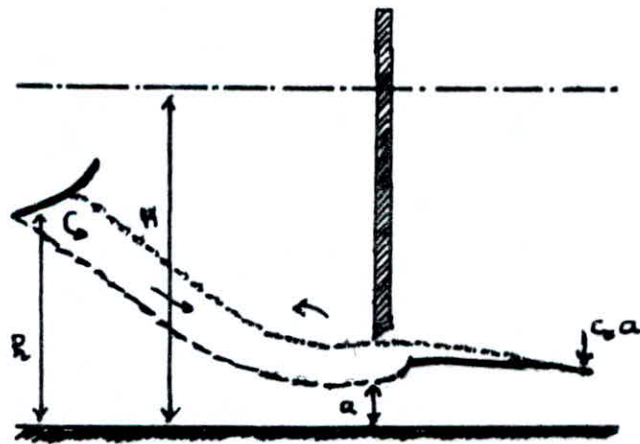
A proximité de la vanne, l'écoulement peut être considéré comme un phénomène local. La charge H reste localement constante. A un débit Q correspond une hauteur amont h_1 , la vanne constitue une discontinuité dans le canal.

L'écoulement ne suit pas le contour de la vanne, mais s'en sépare. Il existe donc une zone d'écoulement principale et, à l'amont de la vanne, une zone de séparation.

Les vitesses dans la première zone sont beaucoup plus faibles que dans la deuxième. Par conséquent, la surface située au-dessus de la zone de séparation monte en direction de la vanne, la hauteur maximale étant égale à la charge H (point de stagnation).

A l'aval de la vanne, l'écoulement se contracte depuis la hauteur d'ouverture de la vanne a jusqu'à la hauteur aval, $h_2 = c_a a$ (c_a est le coefficient de contraction).

A l'amont et l'aval de la vanne, les lignes de courant sont parallèles, mais elles sont considérablement inclinées et soubresées près de la vanne (figure 2).



-: pression au fond.
- - - -: zone de séparation.
- : surface libre.

Fig 2°: représentation schématique d'un écoulement sous vanne.

3-3-1: Écoulement noyé et dénoyé:

Une singularité (vanne) précédée d'un courant en régime fluvial provoque souvent à son aval immédiat la formation d'un courant de profondeur inférieure à la profondeur critique, c'est à dire d'une lame tourbillonnaire avec apparition d'une section critique, nous lions d'une telle lame qu'elle est dénoyée.

Lorsque la profondeur à l'aval de la singularité reste partout supérieure à la profondeur critique, l'écoulement est noyé, celui-ci est caractérisé par une submersion aval et une extension du domaine d'écoulement tourbillonnaire à l'aval du seuil, quand au ressaut dénoyé, celui-ci est situé entièrement à l'amont du seuil, l'écoulement vers le seuil est donc fluvial. Les propriétés hydrauliques des écoulements dénoyés et noyés sont tout à fait différentes. [5]

1. Caractéristiques du ressaut stationnaire dénoyé:

a) Hauteurs conjuguées:

La figure 3° montre schématiquement un ressaut hydraulique sur fond horizontal. A l'amont du ressaut l'écoulement est caractérisé par la hauteur d'eau h_1 et la charge $H_1 = h_1 + \frac{Q^2}{2gA_1^3}$. A l'aval du ressaut de longueur l_j , l'écoulement devient de nouveau parallèle au fond, à hauteur d'eau h_2 et charge H_2 .

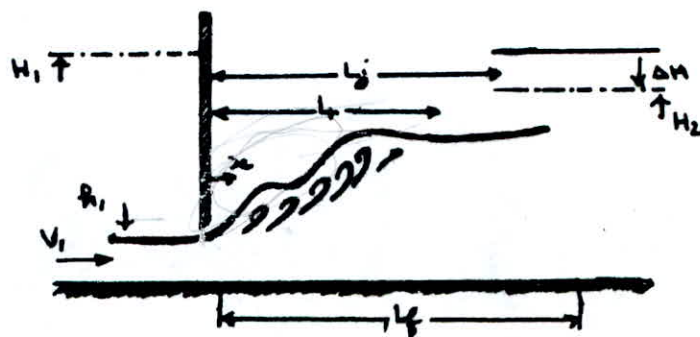


Fig 3°: Notations adoptées pour le ressaut hydraulique sur fond horizontal en canal prismatique.

Aux extrémités du ressaut on peut admettre que la répartition des pressions est hydrostatique. De plus la répartition des vitesses aux extrémités du ressaut est sensiblement uniforme et cela est dû au fait que les lignes de courant aux extrémités du ressaut sont parallèles au fond.

Les effets de frottement sont négligeables du moment où le ressaut hydraulique est local, ainsi il est caractérisé par la perte de charge $\Delta H = H_1 - H_2$ due à la turbulence interne. L'application du théorème d'Euler sur le fond horizontal donne :

$$\frac{Q^2}{gA_1} + \frac{b h_1^2}{2} = \frac{Q^2}{gA_2} + \frac{b h_2^2}{2}$$

Sachant que :

- Le canal est rectangulaire et à fond horizontal.
- Les frottements sur les parois et le fond du canal sont négligés devant l'effet de la perte de charge.

- Dans chaque section on considère la vitesse moyenne.

En introduisant $q = Q/b$, débit unitaire, sachant que Q représente le débit d'écoulement et b la largeur du canal, après réduction et simplification par $h_1 - h_2$ l'équation devient :

$$h_2^2 + h_1 h_2 - \frac{2q^2}{g h_1} = 0$$

En tenant compte du fait que la racine négative n'a pas de sens on a :

$$h_2 = \frac{h_1}{2} \left[\sqrt{1 + 8q^2 / g h_1^3} - 1 \right]$$

qui s'écrit : $\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + 8 Fr_1^2} - 1 \right]$

avec $Fr_1 = \sqrt{\frac{q_1^2}{g h_1^3}}$: nombre de Froude dans la section (1-1).

Cette équation est appelée : Equation de BELANGER, elle fut vérifiée expérimentalement par différents auteurs et a donné lieu à l'expression :

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + \alpha F_{r1}^2} - 1 \right]$$

avec: $[0 \leq \alpha \leq 12,54]$ selon les auteurs [1]

La relation ci-dessus permet de calculer l'une des profondeurs conjuguées connaissant l'autre et le débit unitaire.

Les hauteurs h_1 et h_2 peuvent aussi s'exprimer en fonction de la profondeur critique h_c soit:

$$h_2^3 + h_1 h_2 - \frac{2q^2}{g h_1^2} = 0; \text{ on a: } h_c^3 = \frac{q^2}{g}$$

En substituant on trouve: $h_1 h_2 \frac{h_1 + h_2}{2} = h_c^3$

En réalité seule la solution $h_1 < h_c < h_2$ a une signification physique car il n'existe pas de ressaut stationnaire d'abaissement, tout au moins dans l'hypothèse d'un lit uniforme. [1].

b) Profil de vitesse dans l'écoulement interne: [5]

Soit les paramètres adimensionnels, γ, F_1 : en canal rectangulaire on a: $\gamma = \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + 8F_1^2} - 1 \right]$ avec:

$$\gamma = h_2 / h_1.$$

F_1 = nombre de FROUDE.

Pour un nombre de FROUDE F_1 , le profil de vitesse est représenté par la figure ci-dessous:

z étant la coordonnée verticale mesurée depuis le fond.

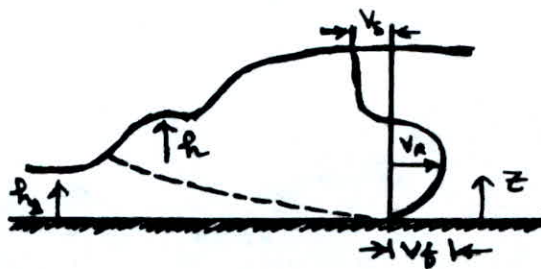


Fig 4° profil de vitesse dans le ressaut dénoyé.

Soit $z = 2 \left(\frac{z - z_1}{h - z_1} \right)$; $z_1 = h_1 \left(\frac{h_2 - h}{h_2 - h_1} \right)$

Les valeurs extrêmes de z_1 sont h_1 et 0 (zéro).

Ces indications et les informations concernant les vitesses au fond et en surface permettant de préciser le profil universel dans le ressaut hydraulique.

Soit: $\bar{v} = (V_x - V_s) / (V_f - V_s)$, la composante longitudinale de la vitesse en fonction de z .

avec: V_x = vitesse selon l'axe Ox .

V_s = " à la surface du ressaut.

V_f = " au fond du canal.

La figure "5" permet d'évaluer $V_x(z, x)$ une fois $V_f(x)$, $V_s(x)$ et $h(x)$ connus.

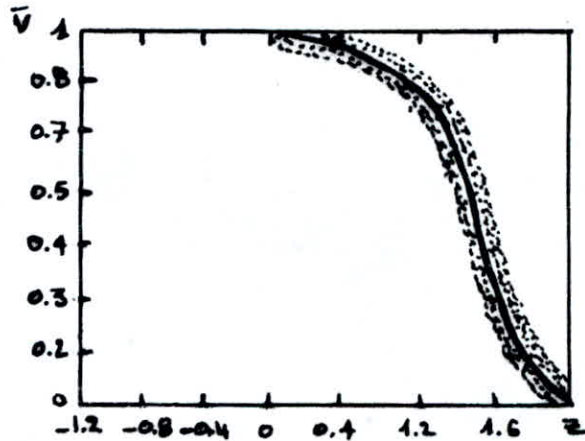


Fig "5" Représentation adimensionnelle de la répartition de la vitesse \bar{v} en fonction de z .

La figure "6" montre l'évolution longitudinale de la vitesse dans un ressaut hydraulique dénoyé.

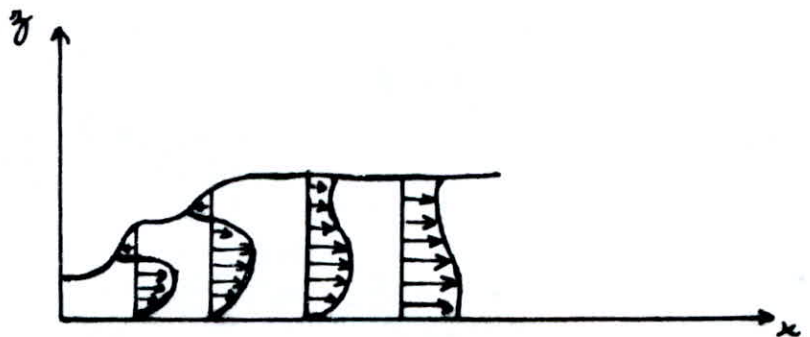


Fig "6" Evolution de la vitesse sur le long du ressaut dénoyé.

c) Distribution de pression dans l'écoulement interne:

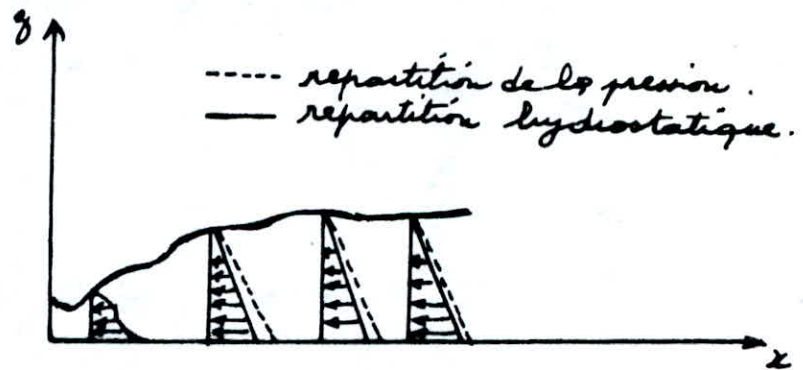


Fig 7°: Evolution de la pression le long du ressaut dénoyé.

La figure ci-dessus montre la répartition de la pression. On constate une longueur importante avant que la répartition hydrostatique apparaisse de nouveau.

d) Longueur du ressaut dénoyé: [1]

Jusqu'à présent, il n'existe que quelques modèles empiriques qui permettent de quantifier la longueur du ressaut.

Selon les critères appliqués, différentes extensions longitudinales d'un ressaut hydraulique peuvent être considérées: (figure 3° page 7)

- Longueur du rouleau L_r .
- Longueur du ressaut hydraulique L_j .
- Longueur L_f , jusqu'à ce que la vitesse V_f auprès du fond et la vitesse moyenne soient à peu près identiques.

Plusieurs formules empiriques ont été proposées, notamment:

- Formule de PAYLOVSKI: $L_j^0 = 2,5 h_2 (1,9 - h_1/h_2)$.
- " de SMETANA: $L_j^0 = 6 (h_2 - h_1)$.
- " de PIKALOV: $L_j^0 = 4 h_2 \sqrt{1 + 2 Fr_1}$.

avec: h_1 : hauteur conjuguée à l'amont du ressaut.
 h_2 : " " " à l'aval du ressaut.
 Fr_1 : nombre de FROUDE à l'amont du ressaut.

2] Pertes de charge dues au ressaut dénoyé: [1]

L'intérêt technique du ressaut hydraulique est surtout dû à la dissipation d'énergie mécanique qu'il permet de réaliser, en se basant sur la figure 3 page 7, l'équation généralisée de BERNOULLI impose:

$$H_1 = h_1 + \frac{Q^2}{2gA_1^2} = h_2 + \frac{Q^2}{2gA_2^2} + \Delta H = H_2 + \Delta H.$$

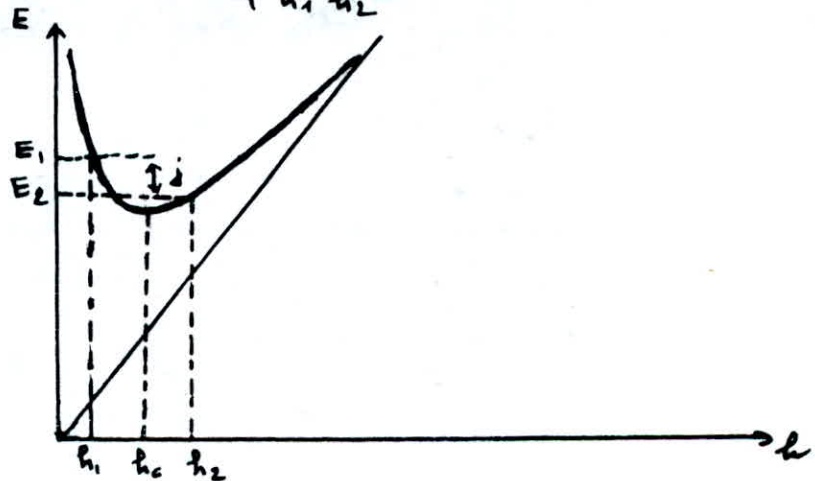
$$\text{d'où: } \Delta H = \left(h_1 + \frac{q^2}{2gh_1^2} \right) - \left(h_2 + \frac{q^2}{2gh_2^2} \right)$$

Auparavant on a déduit que:

$$\frac{q^2}{2g} = \frac{h_2^2 h_1}{4} + \frac{h_1^2 h_2}{4}$$

d'où l'expression de la perte de charge:

$$\Delta H = \frac{(h_2 - h_1)^3}{4h_1 h_2}$$



Fig° 8°: Variation de l'énergie mécanique en fonction de la hauteur.

Soit j la perte de charge, elle s'écrit $j = E_1 - E_2$, ainsi la perte de charge due au ressaut est représentée par la figure ci-dessus.

f] Distribution des masses volumiques:

Il a été constaté que la masse volumique reste inchangée près du fond auprès du pied du canal, soit au début du ressaut; au delà du rouleau,

C'est à dire à son aval, la répartition devient de nouveau uniforme. Quant au sein du rouleau on a une légère variation manifestée par une petite augmentation au fond du canal.

Enfin, pour éviter d'autres considérations qui relatent l'écoulement biphasique, il est logique de considérer que la masse volumique est constante au sein du ressaut stationnaire [1].

2. Caractéristiques du ressaut submergé :

a) Hauteurs conjuguées : [5]

Dans le cas du ressaut noyé, figure "9" - ci-dessous, on connaît souvent la hauteur d'eau aval (h_0), mais la hauteur à proximité aval de la vanne (h_v), n'est pas connue.

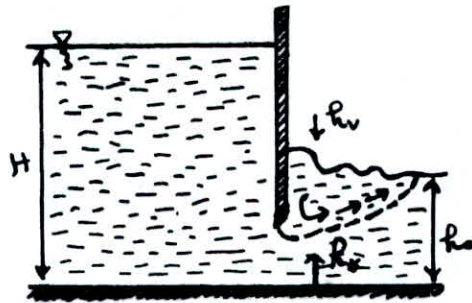


Fig "9" : Écoulement noyé.

Soit U_m la vitesse moyenne dans la section contractée correspondant à une hauteur d'eau h_v .

L'écoulement principal du ressaut noyé est donc $h_v = \frac{Q}{b U_m}$ et d'après l'équation d'Euler on obtient :

$$\frac{b h_v^2}{2} + \frac{Q U_m}{g} = \frac{b h_0^2}{2} + \frac{Q^2}{g b h_0}$$

Soit entre la section correspondant à h_0 et celle correspondant à h_v .

Après transformation de l'équation ci-dessus on obtient :

$$\frac{h_v^2}{2} - \frac{h_0^2}{2} = \frac{8 g Q^2}{g h_0^3} \frac{h_0^3}{8} - \frac{8 g Q^2}{g h_0^3} \cdot \frac{h_0^3}{8} \cdot U_m.$$

Avec: $Fr_0 = \frac{8q_0^2}{g h_0^3}$: nombre de FROUDE a l'aval du ressant.

puis: $\frac{h_v^2 - h_0^2}{2} = Fr_0 \frac{h_0^2}{8} - Fr_0 \frac{h_0^2}{8} U_m$.

Ce qui conduit a l'equation suivante:

$$\frac{h_v}{h_0} = \sqrt{\frac{Fr_0}{4} (1 - h_0 U_m) + 1}$$

Exprimons le rapport h_v/h_0 en fonction des differents parametres:

On a: $Q = h_* \cdot b \cdot U_m$, d'où l'equation d'Euler devient:

$$\frac{b h_v^2}{2} + \frac{Q^2}{g h_*} = \frac{b h_0^2}{2} + \frac{Q^2}{g \cdot b \cdot h_0}$$

d'où:

$$\frac{b \cdot h_v^2}{2} + \frac{h_* \cdot b \cdot U_m^2}{g \cdot h_*} = \frac{b h_0^2}{2} + \frac{h_* \cdot b \cdot U_m^2}{g \cdot b \cdot h_0}$$

puis: $\frac{b \cdot h_v^2}{2} + h_*^2 \left(\frac{b U_m^2}{g h_*} - \frac{b^2 \cdot U_m^2}{g \cdot b \cdot h_0} \right) = \frac{b \cdot h_0^2}{2}$

Ce qui donne:

$$\frac{h_v}{h_*} = \sqrt{\frac{h_0^2}{h_*^2} - \frac{2 U_m^2}{g} \left(\frac{1}{h_*} - \frac{1}{h_0} \right)}$$

b) Profil de vitesse dans l'écoulement interne du ressant noyé;

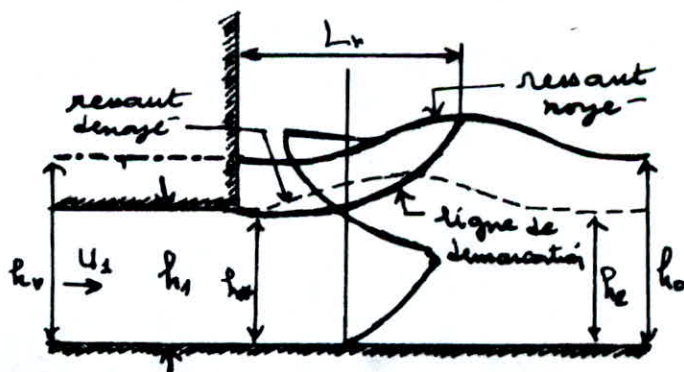


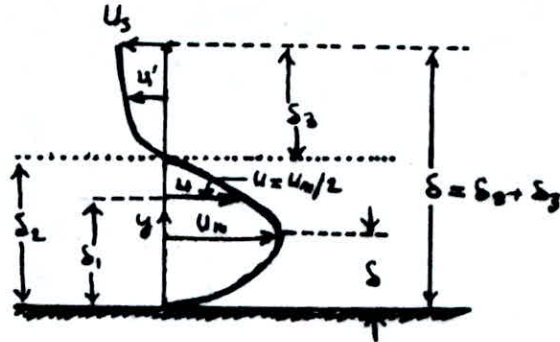
Fig 10°: structure du ressant noyé.

La figure 10° ci dessus montre que l'écoulement a l'avant du ressant est caractérisé par la vitesse uniforme U_1 , la profondeur h_1 , et la hauteur aval du ressant h_0 . h_2 étant la hauteur aval

Le ressaut moyé correspondant celle-ci est donnée par l'équation de BELANGER. Au moment où h_0 devient moyé avec une hauteur amont h_1 .

Le ressaut moyé se caractérise par le nombre de FROUDE et le facteur de submersion $S_0 = (h_0 - h_2) / h_2$.

L'étude de la distribution de la vitesse dans le ressaut moyé montre qu'on distingue au sein de celui-ci deux sens de la vitesse d'écoulement. [4]



Figⁿ 11ⁿ : Répartition de la vitesse dans un ressaut moyé.

La figure ci-dessus nous montre le profil de la distribution de la vitesse, ainsi on constate que celle-ci est dans le sens de l'écoulement sur une hauteur S_2 , et dans le sens contraire de celui-ci sur la longueur de la profondeur S_1 .

Ce qui met en évidence la contribution du rouleau, on a :

U_m : Valeur moyenne de la vitesse dans le sens de l'écoulement.

U' : Vitesse dans le sens contraire à l'écoulement.

U_s : vitesse à la surface du ressaut.

⊕ Distribution de la pression :

Dans le cas du ressaut moyé il est raisonnable d'assimiler, la pression à la pression hydrostatique.

d) Longueur du ressaut noyé:

La longueur du ressaut dénoyé qui est d'habitude adopté est $L_f = 6 h_2$, pour le ressaut noyé elle est:

$L_f = (6,1 + 4,9 S_0) h_2$ où $S_0 = \frac{(h_0 - h_2)}{h_2} \geq 0$, est le facteur de submersion, et h_2 la hauteur conjugue par rapport à $h_0 = C a$, du ressaut dénoyé.

Ainsi on constate que le ressaut submergé est plus long que le ressaut dénoyé.

e) Pertes de charge dues au ressaut noyé:

La dissipation relative d'énergie dans un ressaut submergé $\sigma_s = \frac{\Delta H_2}{H}$ peut être plus grande ou plus faible que dans le ressaut dénoyé correspondant, soit $E = \sigma_s / \sigma$ le rapport des dissipations relatives du ressaut submergé et du ressaut dénoyé, comme démontré par KATJAKATNAM, [1] E devient très faible pour les grandes valeurs du facteur de submersion S_0 . (Ressauts fortement submergés).

$S_0 = (h_0 - h_2) / h_2 \geq 0$, cependant, E peut être plus grand que l'unité si $S_0 < 0,5$ et le nombre de FROUDE F_* au pied du ressaut, sont simultanément petits. [1]

f) Distribution des masses volumiques:

Il en est de même que dans le cas du ressaut dénoyé, d'où on considère que la masse volumique est constante au sein du ressaut stationnaire noyé, avec les mêmes caractéristiques que celles du ressaut dénoyé.

3. Conclusion :

On constate que le ressaut dénoyé est moins long que le ressaut submergé, généralement dans la pratique, le ressaut dénoyé dissipe beaucoup plus d'énergie que le ressaut submergé. Dans les différentes études qui ont été faites sur le ressaut noyé, seulement l'écoulement bidimensionnel a été pris en considération.

Le problème de la troisième dimension s'est présenté en introduisant une pile de pont sous la vanne et en faisant varier, la largeur, la longueur de la pile, et l'ouverture de la vanne, et là on peut se poser plusieurs questions, notamment :

- Comment est affectée la profondeur d'eau, à l'aval immédiat de la pile ainsi qu'à l'aval immédiat de la vanne ?
- Est ce que la distribution des pressions dans l'élargissement brusque est hydrostatique ?
- Comment ces facteurs affectent le débit ?
- Quelle est l'influence, sur l'écoulement interne du ressaut ?

Les réponses à ces questions constitueront le but de notre étude dans ce qui suivra.

CHAPITRE 2 :

EFFET DES PILES DE PONT SUR UN

ECOULEMENT SOUS VANNE

Chapitre II: Effet de la pile de pont sur un écoulement sous vanne.

10 Généralités:

Une pile placée sous une vanne a une énorme influence sur l'écoulement, cela est dû à l'apparition d'une force supplémentaire qui agit sur celui-ci;

Cette force est la réaction de la pile.

A l'aval immédiat de la pile il se crée un élargissement brusque, ce dernier rend le problème tridimensionnel.

La dynamique du ressaut est influencée par cet élargissement, et doit tenir compte de cet effet dans le dimensionnement de la structure. [2]

1.1: Effet des piles de pont: [2]

Dans l'écoulement dans un canal à surface libre, une pile de pont représente un obstacle susceptible de changer l'équation de l'écoulement, surtout celle de quantité de mouvement, puisque une force à l'aval de la pile, due à l'élargissement brusque de la section transversale, et une force due aux frottements sur la couche limite au contact avec la pile, vont s'ajouter dans le bilan des forces extérieures.

Nous remarquons également que la section contractée réelle l' (figure "12", ci-dessous) doit être soignée, car il se produit un décollement qui réduit la largeur du col du canal.

D'autre part la partie divergente du canal se prolonge au-delà des piles par suite du sillage issu des piles.

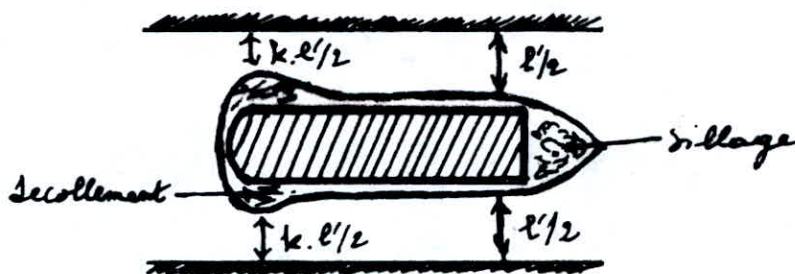


Fig "12" : Sillage et décollement.

Definition du décollement et du sillage:

Soit une plaque de longueur l figure "13a" ou un corps légèrement bombé: figure "13b".



Fig "13a"



Fig "13b"

Et soit un écoulement d'un liquide de part et d'autre de la plaque ou du corps légèrement bombé, il se produit une résistance à l'écoulement qui ne dépend que du frottement de la couche limite d'épaisseur δ de part et d'autre du corps. En accentuant la courbure du corps bombé figure "14", ce dessous:

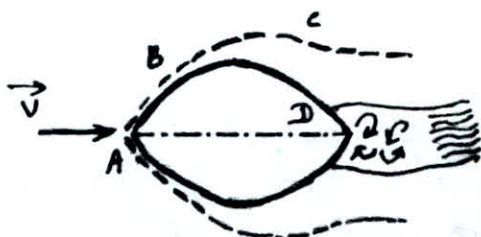


Fig "14"

On constate brusquement l'apparition, à l'aval des plaques d'une zone où l'écoulement est très perturbé et où les vitesses sont très variables dans le temps en direction et en grandeur, et restent nulles en moyenne. Cette zone est appelée zone de sillage ou simplement sillage.

Simultanément, ceci s'explique en considérant un filet liquide ABC au contact de la couche limite; de A à B la pression décroît et la vitesse augmente, mais au delà de B la pression augmente et la vitesse diminue brusquement, la courbe de répartition des vitesses dans la direction normale à la paroi se déforme et on arrive à un point D appelé point de décollement au delà duquel la vitesse le long de la paroi et en sens contraire de l'écoulement général.

Une résistance supplémentaire s'ajoute à celle due à la simple action

de frottement dans le domaine de la couche limite, c'est la résistance due à la forme même de l'obstacle qui, provoque le décollement de la couche limite et la formation du sillage. Disposons de nouveau de la plaque, mais perpendiculairement à la vitesse \vec{V} . Nous constatons alors que le sillage prend une importance considérable et que la résistance opposée atteint sa plus grande valeur. Il n'existe plus de couche limite puisque le décollement a lieu depuis le bord de la plaque. La résistance de surface a disparu et il ne subsiste que la résistance de forme qui prend une valeur considérable en raison de l'importance du sillage dont la largeur est d'ailleurs supérieure à celle de la plaque, figure "15" ci dessous:

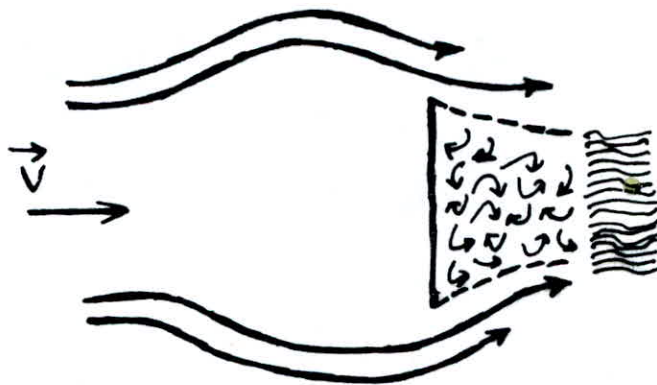


Fig "15" Résistance de forme.

Cela est important dans l'étude de l'écoulement autour d'une pile de pont; si on considère que cette dernière a une forme à son début, telle que la résistance à l'écoulement peut être considérée comme nulle, les seules résistances qui subsistent sont: celle du frottement sur la couche limite et celle à l'aval immédiat de la pile qui peut être considérée comme dans la figure "15" et la figure "16".



Fig "16": Ecoulement autour d'une pile de pont.

1.2. Etude descriptive des piles de pont

Divers types d'écoulement : [2]

L'étude qualitative des lignes d'eau peut être effectuée aisément en considérant les courbes d'énergie spécifique, $E(h)$ pour les sections transversales situées à l'amont des piles et entre les piles.

$E(h) = h + \frac{U^2}{2g}$ où h est le tirant d'eau dans la section considérée et U étant la vitesse de l'eau dans la section considérée.

La forme de la ligne et l'évolution concomitante du point représentatif dans le système d'axes $E(h)$ dépendent essentiellement :

- De la pente du fond du canal, I par rapport à la pente critique I_c .
- De l'énergie spécifique E_n en régime uniforme par rapport à l'énergie spécifique E_c entre les piles.

Voici les principaux types d'écoulement susceptibles d'être observés dans ces conditions.

1^{er} cas : $I < I_c$: Le cours d'eau est un fleuve.

1.1 : $E_n > E_c$: Le cas le plus fréquent. figure "17".

Le régime est partout fluvial, on observe à l'amont des piles un remous d'échouement du type (F₁), (points figuratifs 1 et 2), à l'entrée des piles un abaissement de la surface libre (points figuratifs 2 et 3) et la ligne d'eau se raccorde au niveau normal N_n immédiatement à l'aval des piles.

Sur le graphique le point figuratif décrit la boucle fermée 1.2.3.1.

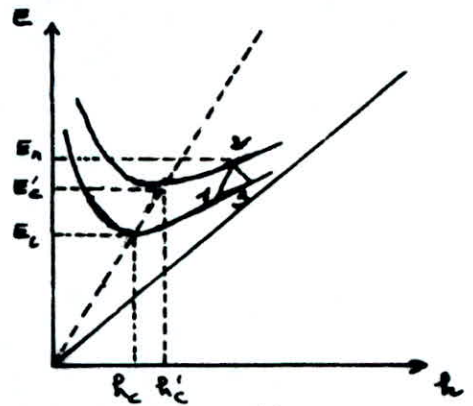
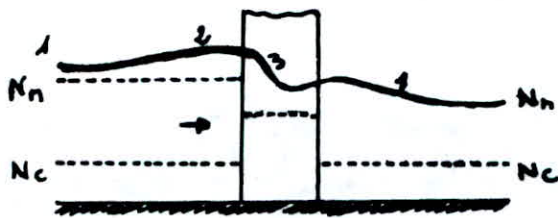


Figure "17": Écoulement au passage d'une pile de pont
 $I < I_c$ et $E_n > E_c$.

1-2: $E_n < E_c$: figure "18".

Le régime est fluvial à l'amont des piles et torrentiel à l'aval, on observe de l'amont à l'aval: Un remous d' exhaussement (F_1), un brusque abaissement de la surface libre entre les piles avec franchissement du niveau critique et passage au régime torrentiel, à l'aval des piles un remous d' exhaussement (F_2) suivi d'un ressaut permet à la surface libre de se raccorder au niveau normal N_n . Sur le graphique $E(h)$, le point figuratif décrit la boucle fermée.

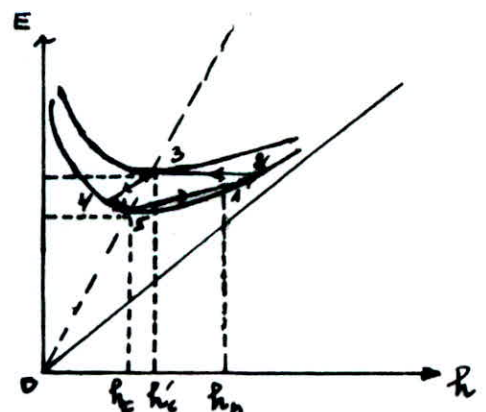
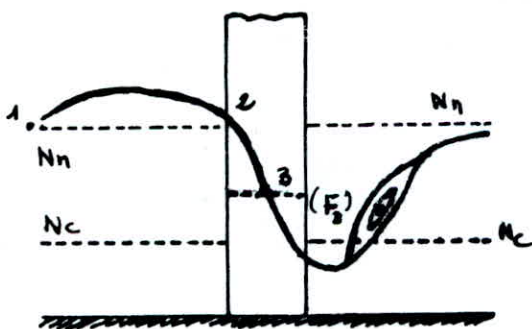


Figure "18": Écoulement au passage d'une pile de pont
 $I < I_c$ et $E_n < E_c$.

2^e cas: $I > I_c$, le cours d'eau est un torrent.

2-1: $E_n > E_c$: Figure "19".

Le régime est torrentiel et la singularité considérée fait dominer ses effets à l'aval où on observe une combe de remous d'abaissement (T_2).

Sur le graphique $E(h)$ et le point figuratif décrit une boucle fermée.

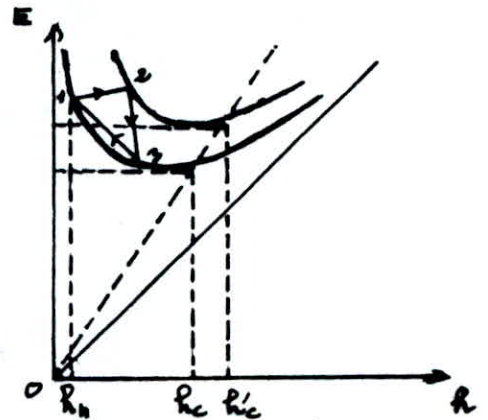
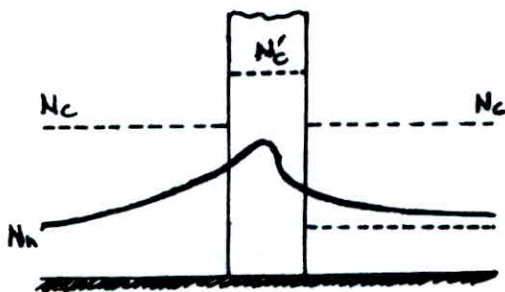


Figure "19": Écoulement au passage d'une pile de pont.

$I > I_c$ et $E_n > E_c$.

2-2: $E_n < E_c$: Figure "20".

Un remous à l'amont des piles permet le franchissement du niveau critique, il est prolongé par une ligne d'eau fluviale provoquant un remous d'exhaussement du type (T_3). Sur le graphique le point figuratif décrit une boucle fermée.

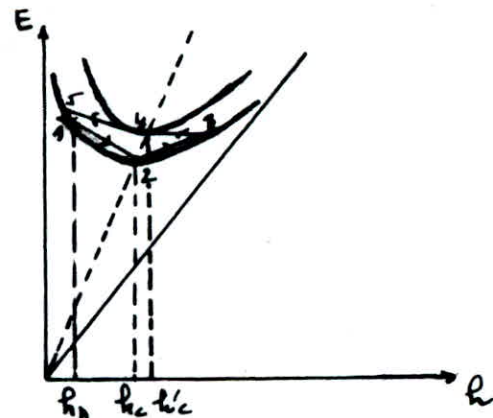
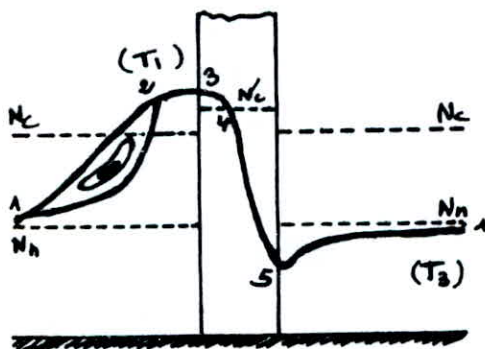


Figure "20": Écoulement au passage d'une pile de pont

$I > I_c$ et $E_n < E_c$

En ce qui concerne notre étude on se positionne dans le cas 1-2, mais tout en ajoutant au dispositif expérimental une vanne placée juste à l'amont de la pile, et on se basera sur l'effet de cette dernière sur le ressaut ainsi créé, en tenant compte du fait que l'écoulement est sous vanne. Dans ce qui suit, une étude détaillée en effet est prévue dans ce contexte. Pour cela on entamera cette étude par la description de l'expérience de CLIFF. D. SMITH faite dans le journal de recherche, extrait du N° 2 de l'année 1989.

2) Effet de la pile de pont sur l'écoulement sous vanne:

2.1: Écoulement sous vanne: [5]

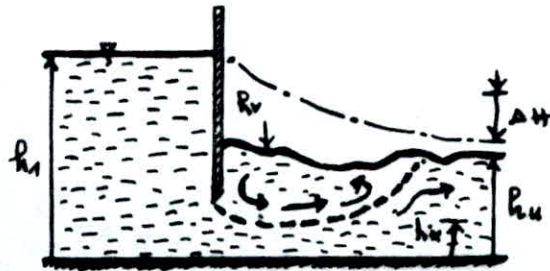


Figure 21: Écoulement moyen

Dans ce qui suit, on considère l'écoulement moyen, comme représenté à la figure 21, ci-dessus. Il se forme deux zones d'écoulement à l'aval de la vanne; la première à haute vitesse située au fond, la deuxième à la surface voisine de la vanne, qui est une zone de séparation. Dans cette dernière, on a un rouleau, dont la longueur est l_r . La vitesse dans cette zone est beaucoup plus faible que dans la zone proche du fond.

On peut même négliger le mouvement dans le rouleau de surface et considérer comme une masse d'eau stagnante. La hauteur d'eau à cet endroit est h_v .

A la fin du rouleau, le profil de surface monte légèrement pour atteindre la hauteur aval $h_u > h_v$.
 Selon RAJARATNAM et SUBRAMANYA, [5] la vitesse maximale à l'aval de la vanne est pratiquement égale à :

$$V_{max} = \sqrt{2g(h_1 - h_v)}$$

La répartition adimensionnelle de la composante horizontale U de la vitesse dans la zone près du fond a été analysée expérimentalement. On constate que la fonction $U_{max} = U_{max}(x)$ croît tout d'abord jusqu'à un maximum ($x/a \approx 1$), reste à cette valeur maximale, $1 \leq x/a \leq 3$, et puis décroît à cause des effets de frottement liés au fond. Au-dessus de cette zone d'écoulement presque potentiel, il existe une région de diffusion turbulente, dans laquelle la vitesse décroît jusqu'à zéro, et change même de signe près de la surface.

Le débit qui s'écoule par-dessous une vanne submergée peut être exprimé par : $Q = C_c \cdot a \cdot b \sqrt{2g(h_1 - h_v)}$.
 où C_c est sensiblement égal à la valeur de l'écoulement dérivé.

Dans les applications, on connaît souvent la hauteur d'eau aval h_u , mais la hauteur h_v n'est pas connue. Une relation entre ces deux hauteurs d'eau s'obtient en appliquant le théorème de la quantité de mouvement. Soit V_{max} , selon l'équation précédente la vitesse moyenne dans la section contractée. La hauteur d'eau correspondante h_x de l'écoulement principal est donc :

$$h_x = \frac{Q}{b V_{max}} = C_c \cdot a \quad \text{par conséquent on obtient :}$$

$$\frac{1}{2} b h_v^2 + \frac{Q V_{max}}{g} = \frac{1}{2} b h_x^2 + \frac{Q^2}{g b h_x}$$

Si la répartition des vitesses est supposée uniforme au travers du courant principal et égal à zéro dans la zone de séparation.

Avec $Q = b h_* V_{max} = b h_* [2g(h_1 - h_2)]^{1/2}$.

On tire le rapport h_2/h_* :

$$\frac{h_2}{h_*} = 2 \left(1 - \frac{h_*}{h_1}\right) + \left[4 \left(1 - \frac{h_*}{h_1}\right)^2 - 4 \frac{h_1}{h_*} \left(1 - \frac{h_*}{h_1}\right) + \left(\frac{h_1}{h_*}\right)^2\right]^{1/2}$$

2-2 : Equation générale de la quantité de mouvement:

La dérivée par rapport au temps de la quantité de mouvement est égale à la somme des forces extérieures.

$$\frac{d[Q]}{dt} = [F_e] \quad [] \text{ représente le tenseur.}$$

$$\text{avec: } [Q] = \iiint_V [\rho \vec{v}] dV$$

$$\text{d'où } \frac{d[Q]}{dt} = \iiint_V \frac{\partial [\rho \vec{v}]}{\partial t} dV + \iint_S [\rho \vec{v}] \vec{r} \cdot \vec{n} ds$$

Les forces extérieures $[F_e]$ se composent de :

$$[F_s] = \iint_S [\vec{\sigma}] ds \quad : \text{ forces superficielles.}$$

$$[F_v] = \iiint_V [\rho \vec{F}] dV \quad : \text{ forces de volume.}$$

d'où la relation générale:

$$\iiint_V \frac{\partial [\rho \vec{v}]}{\partial t} dV + \iint_S [\rho \vec{v}] \cdot (\vec{r} \cdot \vec{n}) ds = \iiint_V [\rho \vec{F}] dV + \iint_S [\vec{\sigma}] ds.$$

$$\text{Cas d'un écoulement permanent: } \frac{\partial [\rho \vec{v}]}{\partial t} = 0$$

d'où la relation:

$$\iint_S [\rho \vec{v}] \cdot (\vec{r} \cdot \vec{n}) ds = [F_v] + [F_s].$$

$[F_v]$ représente la masse liquide considérée

$$[F_v] = \iiint_V \rho \vec{g} dV = \vec{P}.$$

$[F_s]$ représente les forces de pression sur les sections du resaut et la somme des réactions et des composantes tangentielle créées par les parois du canal et de la pile de pont.

$$[F_s] = \iint_S \vec{\tau} ds - \iint_S p d\vec{S} \quad \text{et} \quad \iint_S \rho \vec{v} \cdot (\vec{r} \cdot \vec{n}) ds = \iiint_V \rho \vec{g} dV + \iint_S \vec{\tau} ds - \iint_S p d\vec{S}$$

$$\text{d'où } \rho g (\beta_2 \vec{v}_2 - \beta_1 \vec{v}_1) = \iiint_V \rho \vec{g} dV + \iint_S \vec{\tau} ds - \iint_S p d\vec{S} \quad (a)$$

2-3 : Effet de la pile de pont sur le ressaut hydraulique moyé : Expérience de Cliff. D. Smith. [6]

Le ressaut moyé se produit en général au bas des structures hydrauliques. A l'aval de la pile, il se produit une augmentation de la largeur d'eau.

Dans le cas où il ya apparition d'un ressaut hydraulique moyé ou demoyé au bas du canal, la longueur de la pile est inférieure à celle du ressaut hydraulique à brusque expansion latérale.

En écrivant l'équation de quantité de mouvement, on doit inclure la réaction de la pile, celle ci dépend essentiellement de l'épaisseur de la pile ainsi que de la profondeur d'eau au pied de celle-ci.

Le schéma ci dessus (figure "22") nous montre la structure de régulation du niveau dans le canal ainsi que le profil de l'écoulement sous la masque.

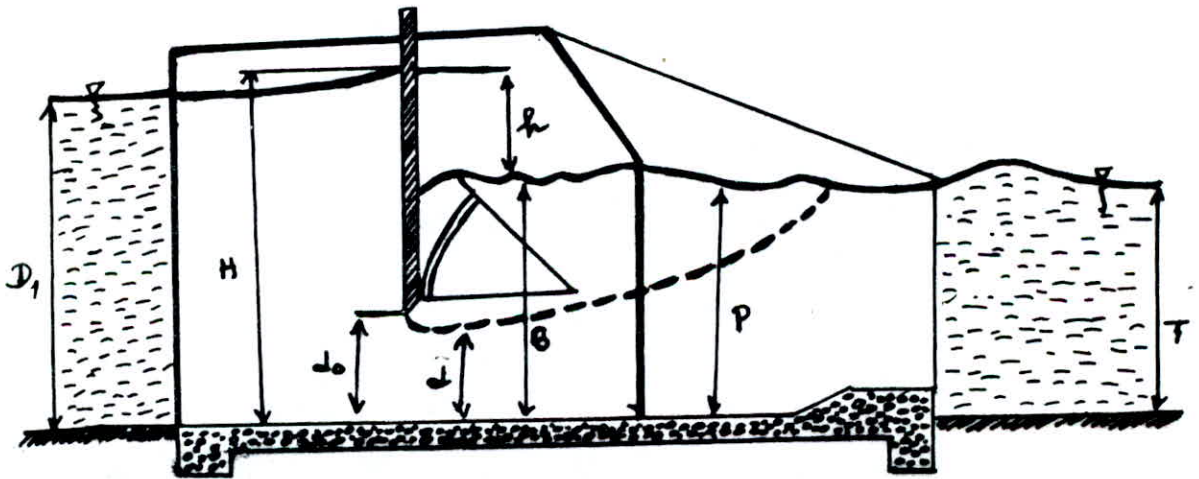


Figure "22" : - Structure de régulation du niveau dans le canal.
- Profil de l'écoulement sous le masque.

Sachant que :

H : hauteur amont.

Q : débit traité donné par l'expression $Q = C.A.\sqrt{2gh}$.

C : Coefficient de débit.

A : Surface de l'ouverture au bas du canal.

h est donné par $h = H - G$.

Il est évident que toute diminution de G due à la pile entraîne une augmentation de Q ; après diminution de l'ouverture de la vanne.

La définition graphique d'un ressant hydraulique moyé dans un élargissement brusque est représentée par la figure "23", ci-dessous :

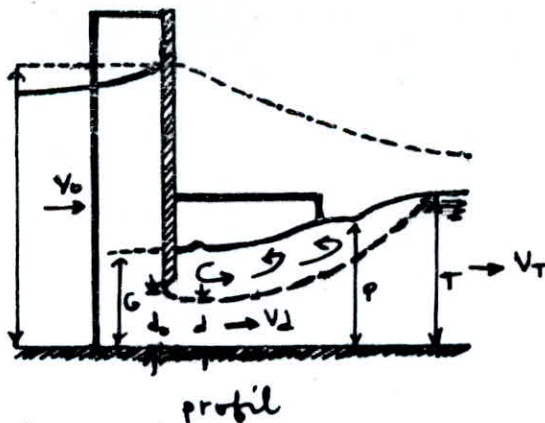
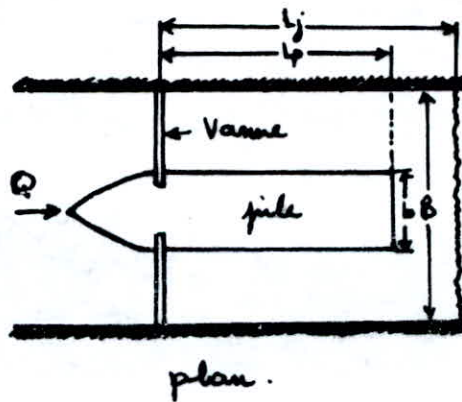


Figure "23" schémas de définition

On tient à apporter quelques précisions sur les caractéristiques des paramètres dans le schéma de définition, soient :

- Pour une ouverture de la vanne de figure "83", un coefficient de débit C de 0,8 est recommandé, ainsi qu'un coefficient de vitesse de valeur 0,98.
 - La longueur de la pile L_p est inférieure à celle du ressant L_f .
 - La profondeur d'eau juste à l'aval de la vanne est G , représentant la hauteur d'eau au niveau de celle-ci.
 - La profondeur d'eau à la fin du ressant est T , à l'amont de la vanne la profondeur d'eau est H , y compris la vitesse d'approche $\frac{V_0^2}{2g}$.
 - L'ouverture de la vanne est d_0 , produisant un jet profond dans la veine contractée de profondeur d .
 - La vitesse du jet dans la veine contractée est V_d .
 - La vitesse d'écartement correspondant à la profondeur T est V_T .
- L'équation de quantité de mouvement (1) s'écrit dans le volume de contrôle entre la veine contractée auprès de la vanne et la fin du ressant, sous la forme :

$$QS(\rho_T \vec{V}_T - \rho_d \vec{V}_d) = \iiint_V \rho \vec{g} dV + \iint_S \vec{Z} ds - \iint_S \vec{P} ds.$$

Étant donné qu'on néglige les forces de frottement sur les parois, ainsi que les forces de viscosité on a : $\iint_S \vec{Z} ds = 0$.
 Les forces de volume s'annulent en projetant l'équation (1) sur l'axe de l'écoulement, d'où : $[F_v] = \iiint_V \rho \vec{g} dV = 0$.

Il ne reste donc que les forces de pression sur les sections du ressant ainsi que sur celle de la pile, donc l'équation (1) s'écrit : $QS(\rho_T \vec{V}_T - \rho_d \vec{V}_d) = \iint_S \vec{P} ds$

$$\text{avec } \iint_S \vec{P} ds = \vec{F}_T - \vec{F}_P - \vec{F}_G.$$

$$\text{d'où : } QS(\rho_T \vec{V}_T - \rho_d \vec{V}_d) = \vec{F}_T - \vec{F}_P - \vec{F}_G \quad (8)$$

Avec :

F_G : Force de l'eau due à la profondeur G à la vanne. [N].

F_T : Force de l'eau due à la profondeur T à la fin du ressant. [N].

F_P : Force exercée par la section aval de la pile sur l'eau dans le volume de contrôle. [N].

Q : Débit travé. $[m^3/s]$

ρ : Masse volumique de l'eau. $[kg/m^3]$

V_T : Vitesse à la fin du ressant (profondeur normale). $[m/s]$.

β_d, β_T : Coefficient des vitesses correspondant respectivement à V_d et V_T .

En supposant que:

- Les frottements contre les parois sont négligeables.
- $\beta_T = \beta_d = 1$.
- La distribution des pressions est hydrostatique.

L'équation (6) se réduit à:

$$\frac{\bar{\omega} G^2 (B-b)}{2} + \frac{b \bar{\omega} P^2}{2} - \frac{B \bar{\omega} T^2}{2} = Q S (V_T - V_d) \quad (8)$$

où $\bar{\omega}$ est le poids spécifique de l'eau.

Si $b=0$ (pas de pile) et $G=d$ (pas de submersion), l'équation (8) devient celle d'un ressant moyen

classique:
$$\frac{\bar{\omega} (T^2 - d^2)}{2} = q S (V_d - V_T)$$

où q est le débit unitaire, soit Q/B .

Avec l'équation de continuité on aura:

$$\frac{\bar{\omega}}{2} (T^2 - d^2) = q^2 S \left(\frac{1}{d} - \frac{1}{T} \right).$$

Si le ressant est moyé et la profondeur après la vanne est G , l'équation devient alors:

$$\frac{\bar{\omega}}{2} (T^2 - G^2) = q^2 S \left(\frac{1}{d} - \frac{1}{T} \right).$$

Où G peut être trouvé en donnant q, T et d .

Si la pile existe, G ne pouvant pas être déterminé directement du fait que la force F_p est inconnue, donnée par $b \rho g \frac{P^2}{2}$. L'objet du travail expérimental est de trouver G en fonction des conditions d'écoulement et de la structure géométrique.

$$\frac{G}{T} = f \left(F_T, R_T \frac{d}{T}, \frac{b}{B}, \frac{L_p}{L_0} \right)$$

où:

F_T est le nombre de FROUDE à l'aval (V_T / \sqrt{gT}) .

R_T est le nombre de REYNOLDS $(V_T \cdot T / \nu)$.

ν étant la viscosité cinématique de l'eau.

$\frac{d}{T}$ est le rapport de la profondeur du jet, et celle de l'aval.
 $\frac{b}{B}$ est le rapport de l'épaisseur de la pile sur celle du canal.
 $\frac{L_p}{L_f}$ est le rapport de longueur de la pile sur celle du ressant.

La condition d'écoulement est caractérisée par les nombre de FROUDE et de REYNOLDS et du rapport $\frac{d}{T}$.

La structure géométrique est caractérisée par le rapport d'épaisseur b/B et de longueur L_p/L_f .

Le ressant est un phénomène de gravité où les frottements sont insignifiants en comparaison avec les forces de pression et d'inertie, et ainsi le nombre de REYNOLDS sera rejeté et considéré comme étant une variable insignifiante.

En négligeant la force de frottement, l'équation de quantité de mouvement (S) s'écrit :

$$\frac{(B-b)\bar{\omega}}{2} G^2 + \frac{b\bar{\omega}}{2} p^2 - \frac{\beta\bar{\omega}}{2} T^2 = Q_S (V_T - V_d)$$

En divisant par T^2 on obtient :

$$(B-b)\left(\frac{G}{T}\right)^2 + b\left(\frac{p}{T}\right)^2 - \beta = \frac{2Q_S}{\bar{\omega} T^2} (V_T - V_d)$$

puis: $\frac{G}{T} = \left[\frac{2Q_S (V_T - V_d)}{\bar{\omega} (B-b) T^2} - \frac{b p^2}{(B-b) T^2} + \frac{\beta}{B-b} \right]^{1/2}$

En utilisant l'équation de continuité, soit: $V_d = \frac{V_T \cdot T \cdot B}{d(B-b)}$

on aura:

$$\frac{G}{T} = \left[\frac{2V_T^2}{gT} \frac{1}{(1-b/B)} \left[1 - \frac{1}{d/T \cdot (1-b/B)} \right] - \frac{b/B \cdot p^2}{(1-b/B) T^2} + \frac{1}{1-b/B} \right]^{1/2}$$

Finalement:

$$\frac{G}{T} = \left[\frac{1}{1-b/B} \left[1 + 2F_T^2 \left(1 - \frac{1}{d/T \cdot (1-b/B)} \right) - b/B \cdot \left(\frac{p}{T} \right)^2 \right] \right]^{1/2}$$

d'où on a:

$$\frac{G}{T} = \left[1 + 2F_T^2 \left(1 - \frac{1}{d/T \cdot (1-b/B)} \right) - b/B \cdot \left[\left(\frac{p}{T} \right)^2 - \left(\frac{G}{T} \right)^2 \right] \right]^{1/2} \quad (4)$$

Il est montré clairement dans l'équation (4) que G/T est une fonction explicite de F_T , d/T et b/B .

Quant à la dépendance de $d/L_p/L_f$, elle existe intrinsèquement dans G/T (voir chapitre précédent).

CHAPITRE 3 :

EQUATION DE L'ECOULEMENT D'UN RESSAUT
NOYE DANS UN ELARGISSEMENT BRUSQUE

Chapitre III: Équation de l'écoulement

d'un ressort hydraulique moyenné
dans un élargissement brusque.

III-1: Généralités:

III-1-1: Définition de l'écoulement turbulent:

C'est un écoulement qui s'accompagne d'un brassage intense du fluide et de pulsation des vitesses et des pressions.

Les particules du fluide se déplacent dans toutes les directions, de manière aléatoire et leurs trajectoires sont souvent des courbes de formes très compliquées.

Pour les besoins de l'étude, il sera considéré un écoulement turbulent composé d'un ensemble de tourbillons de tailles, de formes et de vitesses rotationnelles différentes, emportés par un mouvement d'ensemble. [3]

III-1-2: Grandeurs moyennes et fluctuations: [3]

Partant de l'écoulement précédemment considéré, le mouvement désordonné en un point fixe de l'espace (apprécié à un instant donné t par un observateur s'y trouvant) peut être représenté par la somme de deux mouvements à savoir: - Un mouvement d'ensemble.

- Un mouvement fluctuant.

Ceci signifie que les valeurs instantanées des composantes de la vitesse (u, v, w) et de la pression (P) en un point seront remplacées par:

$$u = \bar{u} + u' ; v = \bar{v} + v' ; w = \bar{w} + w' \text{ et } P = \bar{P} + P'$$

$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ et \bar{P} , représentent les moyennes des grandeurs;

$$\bar{u} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u dt ; \bar{v} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T v dt ; \bar{w} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T w dt$$

$$\text{et } \bar{P} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T P dt$$

Ceci implique que le mouvement moyen est permanent;

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = 0 ; \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = 0 ; \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} = 0 \text{ et } \frac{\partial \bar{P}}{\partial t} = 0$$

En remplaçant dans les équations du mouvement les valeurs instantanées par la somme des valeurs moyennes et des valeurs fluctuantes et en prenant la moyenne (par rapport au temps), de ces équations, des simplifications apparaîtront car la moyenne d'une valeur fluctuante, (ou sa dérivée par rapport à un axe de coordonnées) est nulle, d'une manière générale, on posera dans ce qui suit, \bar{x} la valeur moyenne d'une quantité x :

$$\bar{x} = \frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} x dt \quad \text{avec } \tau \text{ grand devant les durées de fluctuations de } x.$$

$$\begin{aligned} \bar{x}' &= \frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} x' dt = \frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} (x - \bar{x}) dt \\ &= \frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} x dt - \frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} \bar{x} dt = \bar{x} - \bar{x} = 0. \end{aligned}$$

Ainsi, les valeurs moyennes dans le temps des fluctuations u' , v' , w' et p' sont toutes nulles.

\bar{u} , \bar{v} et \bar{w} permettent de définir un vecteur vitesse moyenne soit: $V = (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2)^{1/2}$ la longueur de ce vecteur.

En un point donné l'intensité de turbulence est définie par les trois rapports: $\frac{\sqrt{\bar{u}'^2}}{V}$; $\frac{\sqrt{\bar{v}'^2}}{V}$; $\frac{\sqrt{\bar{w}'^2}}{V}$

Sachant que: \bar{u}'^2 , \bar{v}'^2 et \bar{w}'^2 sont les moyennes quadratiques des fluctuations de vitesse.

Si la valeur moyenne dans le temps des fluctuations de la vitesse u est nulle il n'en est pas de même pour la valeur moyenne dans le temps des valeurs absolues de u' :

$\sqrt{\bar{u}'^2}$ est une mesure de l'amplitude des fluctuations de vitesses. Cependant pour des raisons de facilités expérimentales, on préfère utiliser pour une telle mesure, la quantité \bar{u}'^2 , moyenne quadratique des fluctuations de vitesse. En effet on dira que la turbulence est isotrope si:

$$\frac{\sqrt{\bar{u}'^2}}{V} = \frac{\sqrt{\bar{v}'^2}}{V} = \frac{\sqrt{\bar{w}'^2}}{V}$$

Avec le rapport $[\frac{1}{3}(\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2)]^{1/2}$ qui est la valeur de l'intensité de la turbulence.

III-2: Equations de base:

a) Equation caractéristique de l'eau:

Pour un fluide supposé incompressible (eau), cette équation s'exprime par: $\rho = \text{constante}$.

Avec ρ étant la masse volumique du fluide.

b) Equation de continuité:

Un écoulement est conservatif lorsqu'il n'y a ni apparition ni disparition de matière au sein du fluide en mouvement, le champ de vitesses d'un écoulement conservatif doit satisfaire la relation appelée équation de continuité, pour un fluide incompressible elle s'écrit sous la forme différentielle suivante:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

comme: $u = \bar{u} + u'$; $v = \bar{v} + v'$ et $w = \bar{w} + w'$.

Il s'en suit: $\frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{v} + v')}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{w} + w')}{\partial z} = 0$

et en prenant la moyenne, il vient:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}'}{\partial z} = 0.$$

$$\text{Or: } \frac{\partial \bar{u}'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}'}{\partial z} = 0.$$

cette dernière est l'équation de continuité du mouvement

fluctuant d'où: $\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0$

c) Equation de la conservation de quantité de mouvement:

La quantité de mouvement, en projection sur l'axe Ox, de la masse fluide contenue dans un volume V à l'intérieur d'une surface fermée Σ est égale à: $\iiint_V \rho u \, dV$.

Les forces extérieures comprenant d'une part les forces de volume de composantes $f_i^0 dV$ sur Ox_i^0 , pour l'élément de volume dV , et d'autre part les forces de surface de composantes $\sigma_{ij} n_j^0 d\sigma$ sur Ox_i^0 pour l'élément de surface $d\sigma$ de E , l'application de l'équation fondamentale de la dynamique mise sous la forme du théorème des quantités de mouvement fournit l'équation :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \iiint_V \rho u_i^0 dV &= \iiint_V \frac{\partial(\rho u_i^0)}{\partial t} dV + \iint_E \rho u_i^0 \vec{v} \cdot \vec{n} d\sigma \\ &= \iiint_V f_i^0 dV + \iint_E \sigma_{ij} n_j^0 d\sigma \end{aligned}$$

L'application du théorème de la divergence aux intégrales de surface conduit à la forme équivalente :

$$\iiint_V \left[\frac{\partial(\rho u_i^0)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i^0 u_j^0)}{\partial x_j^0} - f_i^0 - \frac{\partial \sigma_{ij}^0}{\partial x_j^0} \right] dV = 0$$

Comme cette intégrale est nulle quelque soit V , on doit avoir en tout point :

$$\frac{\partial(\rho u_i^0)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i^0 u_j^0)}{\partial x_j^0} = f_i^0 + \frac{\partial \sigma_{ij}^0}{\partial x_j^0}$$

En tenant compte de l'équation caractéristique on aura :

$$\rho \left(\frac{\partial u_i^0}{\partial t} + u_j^0 \frac{\partial u_i^0}{\partial x_j^0} \right) = f_i^0 + \frac{\partial \sigma_{ij}^0}{\partial x_j^0}$$

σ_{ij}^0 est donnée par l'expression : $\sigma_{ij}^0 = -p \delta_{ij} + \tau_{ij}$

avec : $\tau_{ij} = \eta \operatorname{div} \vec{\sigma}_{ij} + 2\mu \epsilon_{ij}$

La relation devient :

$$\rho \left(\frac{\partial u_i^0}{\partial t} + u_j^0 \frac{\partial u_i^0}{\partial x_j^0} \right) = f_i^0 - \frac{\partial p}{\partial x_i^0} + \frac{\partial(\eta \operatorname{div} \vec{v})}{\partial x_i^0} + 2 \frac{\partial(\mu \epsilon_{ij}^0)}{\partial x_j^0}$$

Soit $x_i^0 = f_i^0 / \rho$; dérive d'un potentiel.

Donc l'équation de NAVIER s'écrit pour le mouvement instantané sous la forme indicelle suivante :

$$x_i^0 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i^0} + \nabla^2 \frac{\partial^2 u_i^0}{\partial x_j^0 \partial x_j^0} = \frac{\partial u_i^0}{\partial t} + u_j^0 \frac{\partial u_i^0}{\partial x_j^0}$$

Comme l'écoulement turbulent est la somme de l'écoulement moyen et de l'écoulement fluctuant on a :

$$u_i^0 = \bar{u}_i^0 + u_i^{\prime 0} ; \quad p = \bar{p} + p' \quad \text{et} \quad u_j^0 = \bar{u}_j^0 + u_j^{\prime 0}$$

Il s'en suit :

$$\frac{\partial(\bar{u}_i^0 + u_i^{\prime 0})}{\partial t} + (\bar{u}_j^0 + u_j^{\prime 0}) \frac{\partial(\bar{u}_i^0 + u_i^{\prime 0})}{\partial x_j^0} = \nu \frac{\partial^2(\bar{u}_i^0 + u_i^{\prime 0})}{\partial x_j^0 \partial x_j^0} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\bar{p} + p')}{\partial x_i^0} + X_i^0$$

Après simplification, l'équation devient :

$$u_j^0 \frac{\partial u_i^0}{\partial x_j^0} = X_i^0 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i^0} + \nu \frac{\partial^2 u_i^0}{\partial x_j^0 \partial x_j^0} - \frac{\overline{u_i^{\prime 0} u_j^{\prime 0}}}{\partial x_j^0}$$

Sous cette forme, cette équation est dénommée équation de REYNOLDS, et elle peut s'écrire sous la forme cartésienne, en introduisant les tensions visqueuses suivantes :

$$\bar{\tau}_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) ; \quad \bar{\tau}_{xx} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x}$$

$$\bar{\tau}_{yz} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) ; \quad \bar{\tau}_{yy} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial y}$$

$$\bar{\tau}_{zx} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) ; \quad \bar{\tau}_{zz} = 2\mu \frac{\partial w}{\partial z}$$

Les équations s'écrivent donc :

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) = \rho X - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\tau}_{xx} - \rho \bar{u}'^2) + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{\tau}_{xy} - \rho \bar{u}'v') + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\tau}_{xz} - \rho \bar{u}'w')$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) = \rho Y - \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\tau}_{xy} - \rho \bar{u}'v') + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{\tau}_{yy} - \rho \bar{v}'^2) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\tau}_{yz} - \rho \bar{v}'w')$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) = \rho Z - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\tau}_{xz} - \rho \bar{u}'w') + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{\tau}_{yz} - \rho \bar{v}'w') + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\tau}_{zz} - \rho \bar{w}'^2)$$

On peut ainsi écrire les tensions visqueuses en faisant apparaître les termes liés aux fluctuations, les contraintes moyennes pourraient alors s'exprimer :

$$\bar{\tau}_{ii} = 2\mu \frac{\partial \bar{u}_i^0}{\partial x_i^0} - \rho \bar{u}_i^{\prime 2}$$

$$\bar{\tau}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i^0}{\partial x_j^0} + \frac{\partial \bar{u}_j^0}{\partial x_i^0} \right) - \rho \overline{u_i^{\prime 0} u_j^{\prime 0}}$$

Lorsqu'un écoulement turbulent est parfaitement défini par des conditions aux frontières et les conditions initiales, il n'est pas possible à l'heure actuelle de déterminer les termes tels que $\overline{u_i^{\prime 0} u_j^{\prime 0}}$.

Une part importante des recherches qui ont été faites ou qui se font sur les écoulements turbulents ont pour objet, l'établissement de lois ou de méthodes de calcul permettant d'atteindre $\overline{u_i u_j}$.

L'expérience montre qu'en écoulement turbulent les contraintes de REYNOLDS sont beaucoup plus importantes que les contraintes visqueuses, d'où :

$$\overline{u_i u_j} \gg \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$$

Donc en considérant le mouvement moyen, permanent les équations de REYNOLDS s'écrivent :

$$\rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) = \rho X - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} - \rho \left(\frac{\partial \bar{u}'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u} v'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u} w'}{\partial z} \right)$$

$$\rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) = \rho Y - \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} - \rho \left(\frac{\partial \bar{u} v'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v} w'}{\partial z} \right)$$

$$\rho \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) = \rho Z - \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} - \rho \left(\frac{\partial \bar{u} w'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v} w'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}'}{\partial z} \right)$$

Pour pouvoir homogénéiser les équations ci-dessus on doit exprimer les contraintes de REYNOLDS, en vitesses moyennes et du fait qu'on ne fait pas passer par le calcul ou le raisonnement ces dernières, dans ce qui suit on fera recours à l'utilisation de l'une des théories semi-empiriques.

Viscosité turbulente: (BOUSSINESQ-1877) [3]

$$\text{On pose } \overline{\tau_{ij}} = -\rho \overline{u_i u_j} = -E_m \frac{du_i}{dx_j}$$

Le terme E_m qui joue un rôle équivalent à celui de la viscosité en écoulement laminaire est nommé viscosité turbulente.

La différence réside dans le fait qu'en écoulement turbulent E_m ne correspond pas à une propriété du fluide comme μ , mais dépend des coordonnées du point choisi, des conditions aux frontières et initiales et d'une façon générale de tous les paramètres du problème soit $E_m(x, y, z)$.

Pour éviter la complexité dans l'écriture des équations de REYNOLDS on utilise cette dernière hypothèse, car ϵ_m ne dépend que de la forme de l'écoulement ou l'écoulement turbulent se produit.

Les tensions de REYNOLDS s'écrivent :

$$\overline{\tau_{xy}} = -\overline{\rho u'v'} = -\epsilon_m \frac{d\bar{v}}{dx} ; \quad \overline{\tau_{xx}} = -\overline{\rho u'^2} = -\epsilon_m \frac{d\bar{u}}{dx}$$

$$\overline{\tau_{xz}} = -\overline{\rho u'w'} = -\epsilon_m \frac{d\bar{w}}{dx} ; \quad \overline{\tau_{yy}} = -\overline{\rho v'^2} = -\epsilon_m \frac{d\bar{v}}{dy}$$

$$\overline{\tau_{yz}} = -\overline{\rho v'w'} = -\epsilon_m \frac{d\bar{w}}{dy} ; \quad \overline{\tau_{zz}} = -\overline{\rho w'^2} = -\epsilon_m \frac{d\bar{w}}{dz}$$

d'où :

$$\overline{\tau_{xy}} = -\epsilon_m \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) ; \quad \overline{\tau_{xx}} = -\epsilon_m \left(2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right)$$

$$\overline{\tau_{xz}} = -\epsilon_m \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) ; \quad \overline{\tau_{yy}} = -\epsilon_m \left(2 \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right)$$

$$\overline{\tau_{yz}} = -\epsilon_m \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) ; \quad \overline{\tau_{zz}} = -\epsilon_m \left(2 \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right)$$

En substituant, les équations de REYNOLDS s'écrivent :

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \epsilon_m \left(2 \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - \epsilon_m \left(2 \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y \partial z} \right)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \epsilon_m \left(2 \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x \partial z} \right)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0$$

Ainsi on a les équations de REYNOLDS exprimées en valeurs moyennes pour un écoulement turbulent.

Ce système avec l'équation de continuité expriment un processus de variation de vitesse selon les trois axes, la résolution de celui-ci permet d'avoir le profil des composantes de la vitesse dans un écoulement turbulent.

III-3 : Equation de l'écoulement du ressant moyé dans un élargissement brusque:

a) Hypothèses de base:

- L'écoulement est tridimensionnel moyen.

- L'écoulement est stationnaire en moyen.

- Il est à noter que l'écoulement a lieu dans un canal à fond horizontal par conséquent les composantes de la force de masse dans les directions Ox et Oz sont nulles et la composante dans la direction Oy est égale à $-sg$ (s représente la masse volumique et g l'accélération de la pesanteur).

Donc les équations s'écrivent:

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{s} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} - \epsilon_m \left(2 \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = -g - \frac{1}{s} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} - \epsilon_m \left(2 \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y \partial z} \right)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = -\frac{1}{s} \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} - \epsilon_m \left(2 \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y \partial z} \right)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0$$

b) Hypothèses supplémentaires:

b-1: Variation du flux:

L'application du principe de continuité ou de conservation de la masse à un volume élémentaire, donne une relation entre u' , v' et w' , en somme s'agissant d'un fluide incompressible, les variations de flux dans la direction transversale (w'), et dans la direction verticale (v'), devant être égales, il faut bien que u' , v' et w' soient du même ordre de grandeur.

Ceci revient à dire qu'il existe entre u' , v' et w' une corrélation statistique régulière, ce qui explique que les produits $u'v'$, $u'w'$ et $v'w'$ (covariances des variables aléatoires u' , v' et w'), soient en moyennes constants avec le temps.

b-2: Variation de la vitesse:

Dans le ressaut bidimensionnel la vitesse varie très rapidement dans le sens vertical et varie lentement dans le sens horizontal (sens de l'écoulement). Sa variation devient notable sur les directions de l'ordre de la longueur caractéristique du ressaut, comme la longueur de la pile est généralement inférieure à celle du ressaut, donc les dérivées des vitesses par rapport à y sont grandes au comparaison de ses dérivées par rapport à x :

$$\partial/\partial x \ll \partial/\partial y$$

c) Equations générales du mouvement:

Les deux hypothèses, citées précédemment, nous permettent d'écrire le système suivant:

$$\begin{aligned} \cdot \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \epsilon_m \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right) \\ \cdot \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} &= -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - \epsilon_m \left(\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y \partial z} \right) \\ \cdot \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \epsilon_m \left(\frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y \partial z} \right) \\ \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} &= 0. \end{aligned}$$

Ainsi on a les équations de REYNOLDS exprimées en valeurs moyennes pour un ressaut hydraulique moyé dans un élargissement brusque.

III-4: Equations du mouvement du ressaut écrites sous une forme adimensionnelle:

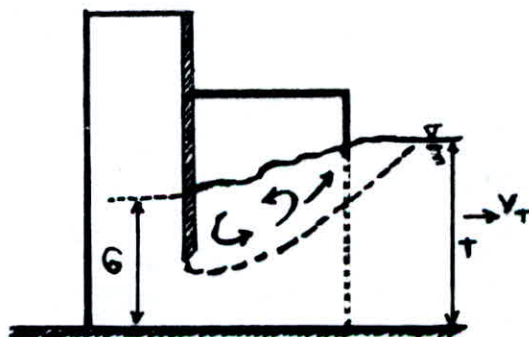


Figure 26: Notations

En posant :

$$\bar{u}_1 = \bar{u}/\bar{V}_T ; \bar{v}_1 = \bar{v}/\bar{V}_T ; \bar{w}_1 = \bar{w}/\bar{V}_T ; \bar{p}_1 = \bar{p}/\bar{P}_T ; z_1 = z/\bar{T} ;$$

$$y_1 = y/\bar{T} \text{ et } z_1 = z/\bar{T}.$$

En substituant dans le système du III-3-c) on aura :

$$\frac{V_T^2}{T} \left(\bar{u}_1 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} + \bar{v}_1 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y_1} + \bar{w}_1 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial z_1} \right) = -\frac{1}{F} \frac{\bar{P}_T}{T} \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial x_1} - \varepsilon_m \frac{V_T^2}{T^2} \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_1}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_1}{\partial z_1^2} \right).$$

$$\frac{V_T^2}{T} \left(\bar{u}_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial x_1} + \bar{v}_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial y_1} + \bar{w}_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial z_1} \right) = -g - \frac{1}{F} \frac{\bar{P}_T}{T} \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial y_1} - \varepsilon_m \frac{V_T^2}{T^2} \left(\frac{\partial^2 \bar{v}_1}{\partial z_1^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}_1}{\partial y_1 \partial z_1} \right).$$

$$\frac{V_T^2}{T} \left(\bar{u}_1 \frac{\partial \bar{w}_1}{\partial x_1} + \bar{v}_1 \frac{\partial \bar{w}_1}{\partial y_1} + \bar{w}_1 \frac{\partial \bar{w}_1}{\partial z_1} \right) = -\frac{1}{F} \frac{\bar{P}_T}{T} \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial z_1} - \varepsilon_m \frac{V_T^2}{T^2} \left(\frac{\partial^2 \bar{w}_1}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}_1}{\partial y_1 \partial z_1} \right).$$

$$\frac{V_T}{T} \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} + \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial y_1} + \frac{\partial \bar{w}_1}{\partial z_1} \right) = 0.$$

Or à l'aval de la pile, soit au point où l'écoulement devient uniforme, la pression est hydrostatique, d'où $\bar{P}_T = \rho g \bar{T}$, donc le système ci-dessus s'écrit :

$$\bar{u}_1 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} + \bar{v}_1 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y_1} + \bar{w}_1 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial z_1} = -\frac{1}{F_T} \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial x_1} - \frac{\varepsilon_m}{T} \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_1}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_1}{\partial z_1^2} \right).$$

$$\bar{u}_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial x_1} + \bar{v}_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial y_1} + \bar{w}_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial z_1} = -\frac{1}{F_T} \left(1 + \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial y_1} \right) - \frac{\varepsilon_m}{T} \left(\frac{\partial^2 \bar{v}_1}{\partial z_1^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}_1}{\partial y_1 \partial z_1} \right).$$

$$\bar{u}_1 \frac{\partial \bar{w}_1}{\partial x_1} + \bar{v}_1 \frac{\partial \bar{w}_1}{\partial y_1} + \bar{w}_1 \frac{\partial \bar{w}_1}{\partial z_1} = -\frac{1}{F_T} \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial z_1} - \frac{\varepsilon_m}{T} \left(\frac{\partial^2 \bar{w}_1}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}_1}{\partial y_1 \partial z_1} \right).$$

$$\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} + \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial y_1} + \frac{\partial \bar{w}_1}{\partial z_1} = 0.$$

Ce système représente l'équation d'un écoulement hydraulique moyé dans un élargissement brusque, écrite sous la forme adimensionnelle. Il est formé de quatre équations et comporte cinq inconnues, il n'est donc pas fermé, pour sa résolution on doit ajouter une équation comportant les mêmes inconnues telles que $(u_1, v_1, w_1, p_1, \text{ et } \varepsilon_m)$, ou bien, chercher une valeur approximative de l'une des inconnues, et on aura fermé le système. Comme ε_m est la seule variable indépendante, donc on peut le paramétrer, pour cela on se propose la méthode suivante :

En tenant compte du fait que l'écoulement, de la vanne jusqu'à la fin de la pile est bidimensionnel, les équations s'écrivent donc :

$$\bar{u}_1 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} + \bar{v}_1 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y_1} = -\frac{1}{F_T^2} \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial x_1} - \frac{E_m}{T} \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_1}{\partial y_1^2} \right).$$

$$\bar{u}_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial x_1} + \bar{v}_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial y_1} = -\frac{1}{F_T^2} \left(1 + \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial y_1} \right).$$

$$\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} + \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial y_1} = 0.$$

Comme dans cette zone bidimensionnelle on a un jet, et le coefficient de viscosité turbulente pour un jet est directement lié aux conditions aux limites V_T et d_H .

Pour les jets, l'expérience donnerait une valeur de E_m du même ordre que: $E_m = 0.013 V_T d_H$. [3]

où V_T représente la vitesse à l'aval du jet.

Et d_H est le diamètre hydraulique de l'ouverture de la vanne, soit $d_H = 4R_H = 4S_m/P_m$

$$d'où \quad d_H = \frac{4d_o(B-b)}{2[2d_o + (B-b)]} = \frac{2(B-b)}{2 + (B-b)/d_o}.$$

$$\text{finalement; } E_m = \frac{0.026 V_T (B-b)}{2 + (B-b)/d_o}.$$

Les équations s'écrivent finalement:

$$\bar{u}_1 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} + \bar{v}_1 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial y_1} = -\frac{1}{F_T^2} \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial x_1} - \frac{0.026 V_T (B-b)}{T[2 + (B-b)/d_o]} \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_1}{\partial y_1^2} \right).$$

$$\bar{u}_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial x_1} + \bar{v}_1 \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial y_1} = -\frac{1}{F_T^2} \left(1 + \frac{\partial \bar{p}_1}{\partial y_1} \right).$$

$$\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} + \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial y_1} = 0.$$

La résolution de ce système, permet d'avoir le profil des composantes de la vitesse dans le sillage bidimensionnel.

Quant à l'écoulement dans l'élargissement brusque, il est tridimensionnel, et si ce milieu on a une zone de sillage et dans ce cas E_m est donné par:

$$E_m = 0.016 V_T d_H. \quad [3]$$

avec: V_T : vitesse à l'aval du sillage.

d_H : le diamètre hydraulique de la partie immergée de la pile.

$$\text{Soit : } \Delta H = 4 \frac{\rho_m}{\rho_m} = \frac{2b \cdot T}{b+T}$$

$$\text{d'où } E_m = \frac{0.032 V_T \cdot b \cdot T}{b+T}$$

Le système s'écrit donc :

$$\cdot \bar{u}_1 \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v}_1 \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w}_1 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{F_T} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} - \frac{0.032 V_T \cdot b}{b+T} \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right)$$

$$\cdot \bar{u}_1 \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v}_1 \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w}_1 \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = -\frac{1}{F_T} \left(1 + \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} \right) - \frac{0.032 V_T \cdot b}{b+T} \left(\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y \partial z} \right)$$

$$\cdot \bar{u}_1 \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v}_1 \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w}_1 \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = -\frac{1}{F_T} \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} - \frac{0.032 V_T \cdot b}{b+T} \left(\frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y \partial z} \right)$$

$$\cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0$$

La résolution de ce système, permet d'avoir le profil des composantes de la vitesse dans le ressaut tridimensionnel.

Conclusion :

La solution des équations donnerait les profils, de vitesse et de pression dans le ressaut moyé bidimensionnel et tridimensionnel.

Ainsi les conclusions expérimentales pourraient être confirmées. En effet la résolution se fera par la méthode des différences finies.

CHAPITRE 4 :

ETUDE EXPERIMENTALE

Chapitre IV: Étude expérimentale.

IV-1: Appareillage expérimental:

Les expériences ont été effectuées au laboratoire d'hydraulique générale de l'EN.SH de BLIDA.

IV-1-1: Canal ouvert: figure. 29 page 56 (Annexe A)

Les expériences ont été faites dans un canal vitré, horizontal, ouvert.

Le canal vitré, permet d'observer, en coupe et en plan, l'écoulement. Les dimensions du canal sont de $30 \times 30 \times 700$ (largeur 30 cm, hauteur 30 cm et 7 m de longueur).

Le canal est constitué d'éléments suivants:

- Un élément métallique, d'alimentation muni de dispositifs pour tranquiliser l'écoulement.
- Sur la bride aval du canal, est montée une vanne de type périsienne permettant de régler le plan d'eau dans le canal.
- Une bride de raccordement, assurant la fixation de la vanne coulissante, assurant l'existence et le positionnement du ressaut.
- A la partie supérieure du canal, sont disposées deux paires de roulements, pour le déplacement d'un chariot porte limnomètre.
- Un leverson de type GREAGER est placé entre le tranquillisateur et la vanne coulissante, celui-ci nous permet de mesurer le débit.

IV-1-2: piles de pont:

On dispose de quatre séries de piles, dont chacune est à longueur fixe, et comporte quatre éléments raccordables. Le bec de la pile est fixé à la vanne, et il est ajusté de sorte à éviter le décollement de la veine liquide.

Les piles sont placées au milieu du canal, elles sont fixées au fond, par un goujon solide (métallique).

Dans un premier temps la conception du modèle de piles a été réalisée, de ce fait, on a réalisé quatre séries de piles, dont chacune est caractérisée par le rapport b/B , ainsi que l'ordre de grandeur des éléments à raccorder. Chaque pile est formée de quatre éléments identiques, sauf que chaque tête de série est à profil ajusté. Ensuite pour des conditions qu'on précisera dans le mode opératoire on a réalisé une deuxième série de piles de pont, avec un dimensionnement bien précis. (figure 30 page 57)

IV - 1-3 : Appareillage de mesure :

a) mesure du niveau d'eau :

Le limnimètre à pointe, permet de mesurer les niveaux d'eau à l'amont et à l'aval de la vanne. Il permet aussi la mesure du niveau d'eau à l'aval immédiat de la pile et du ressaut. L'épaisseur de la lame d'eau qui s'écoule au-dessous est mesurée aussi avec le limnimètre à pointe.

b) Mesure des dimensions du ressaut :

La longueur du rouleau ainsi que celle du ressaut sont mesurées à l'aide d'une règle graduée.

c) Mesure de l'ouverture de la vanne :

Celle-ci est mesurée à l'aide d'une règle graduée, en posant la règle verticalement, sur le fond du canal, on règle la vanne jusqu'à ce que l'on constate la coïncidence entre la bordure inférieure de la vanne et la graduation voulue.

d) mesure du débit :

On a utilisé un deviceur de type GREAGER qu'on a placé juste à l'aval du canal. Les débits sont mesurés de la façon suivante :

Avant d'effectuer les mesures du débit, il y a lieu de mesurer la hauteur entre le fond du canal et la crête du déversoir soit (h_1), hauteur de référence. A chaque débit passant par le déversoir correspondra une hauteur (h_2) lue sur le limnimètre, la différence des deux lectures ($h_2 - h_1$) donnera l'épaisseur de la lame déversante (h_c), à l'aide de la formule suivante:

$$h_c = \left[\frac{Q^2}{b^2 g \mu} \right]^{1/3} \quad \text{d'où } q = g^{1/2} \cdot h_c^{3/2} \cdot \mu$$

q et μ étant respectivement le débit par unité de largeur, et le coefficient de débit.

IV - 1-4: Mesures effectuées:

Les grandeurs mesurables dans notre manipulation sont:

- Le débit d'écoulement Q [m^3/s]
- La hauteur d'eau à l'aval du résaut T [cm].
- La hauteur d'eau à l'aval immédiat de la pile P [cm].
- La hauteur d'eau à l'amont de la vanne H [cm].
- La hauteur d'eau à l'aval de la vanne G [cm].
- L'ouverture de la vanne d_0 [cm].
- La longueur de la pile L_p [cm].
- La largeur de la pile b [cm].
- La longueur du rouleau L_r [cm].
- La longueur du résaut L_j [cm].

IV - 2: Mode opératoire:

IV - 2-1: Contenu des essais:

Le dispositif expérimental étant mis en place on entreprend la manipulation, en passant par les étapes suivantes:

- Placer la vanne coulissante et le déversoir, dans le canal.

- Fixer les piles de part selon les conditions et la nature de l'essai à effectuer.
- Donner à la vanne une ouverture de.
- Ouvrir l'interrupteur afin que la pompe débite et le canal commence à être alimenté.
- Laisser l'écoulement se tranquilliser pour pousser même la lame d'eau qui s'écoule sur le seuil.
- Régulariser le débit par le biais de l'appareil branché sur la conduite d'alimentation.
- En utilisant la vanne péruvienne, on règle le plan d'eau dans le canal à l'aval de la vanne, de façon à obtenir un ressaut moyé, avec une immersion partielle de la pile de part.
- Pour un débit donné Q ;

on fixe la largeur de la pile et on fait varier sa longueur (trois fois).

Pour chaque variation de la longueur, on effectue les lectures de : G , P , T , L_j et H .

Puis pour le même débit, on change la largeur de la pile quatre fois et pour chaque largeur on fait varier la longueur et on effectue les mêmes lectures qu'auparavant.

Refaire le même canevas, pour plusieurs débits. (variation du nombre de FROUDES aval F_T).

IV-2.2: But de la manipulation:

a) variation de la longueur du ressaut:

A partir des résultats expérimentaux, on étudiera la variation de $L_j^3 / (T-d)$ en fonction du nombre de FROUDES (F_T), et cela pour différentes valeurs de b/B .

Dans cet essai le premier modèle de piles est adéquat.

b) Profondeur d'eau à l'aval immédiat de la pile :

Cette partie consiste à étudier l'influence du rapport (L_p/L_f) sur $\frac{P-G}{T-G}$, en tenant compte du rapport b/B et du nombre de FROUSSE. Pour cela le premier modèle de piles nous permet d'avoir suffisamment de points expérimentaux, pour faire cette étude.

c) Force de pression à l'aval immédiat de la pile :

Cela consiste en l'étude de la variation de G/T en fonction du nombre de FROUSSE aval. F_T , en fixant d/T , L_p/T et b/B afin de faire apparaître l'influence de F_T à lui seul sur le rapport G/T , mais ceci ne peut être réalisé avec le premier modèle des piles pour les raisons suivantes :

- Quand la hauteur d'eau T devient inférieure à 6 cm notre ressaut devient ondulé.
- La hauteur d'eau T ne peut pas excéder 12 cm, car le débit correspondant à l'obtention du ressaut moyé est suffisamment élevé, pour moyer la déversoir, ce qui changerait les propriétés de notre écoulement, et la lecture sur la mesure de la lame déversante devient incorrecte.
- L'ouverture de la vanne d_0 doit être assez petite pour que le ressaut se crée. $1.2 \text{ cm} < d_0 < 3.1 \text{ cm}$.
A partir de $d_0 = 3.1 \text{ cm}$ le ressaut disparaît.
A chaque fois que l'on fixe L_p/T , d/T et b/B , il y a lieu de vérifier les contraintes citées précédemment.
Pour un choix judicieux de L_p avec b/B fixé, on procède de la façon suivante :
- Sachant que la hauteur des piles du premier modèle est de 7,5 cm, on peut fixer L_p/T et d/T et récupérer un point expérimental, que l'on utilisera.

- En fixant L_p/T et d/T pour le second modèle des piles, il est trivial que l'on doit se donner une des grandeurs suivantes, L_p , T , ou d .

En prenant T comme référence, on aurait agit sur l'échellement auprès du déversoir, cela nous permettra de trouver les autres paramètres, et étant donné que T est compris entre deux valeurs bien déterminées.

Pour b/B , L_p/T et d/T fixés, toutes valeurs de Q et G correspondent à un point expérimental, puisque T subit une influence de Q , donc toute valeur de L_p correspond à un point expérimental pour d/T et b/B fixés.

IV-3: Interprétation des résultats:

Les équations utilisées sont:

$$F_T - F_P - F_G + F_f = Q \rho (B_T V_T - B_d V_d). \quad (1)$$

$$\frac{G}{T} = \left[1 - 2 F_T^2 \left(1 - \frac{1}{d/T} \right) \right]^{1/2} \quad \text{pour } b/B = 0. \quad (2)$$

$$\frac{G}{T} = \left\{ \frac{1}{1-b/B} \left[1 - b/B \cdot (F/T)^2 + 2 F_T \left(1 - \frac{1}{d/T \cdot (1-b/B)} \right) \right] \right\}^{1/2}. \quad (3)$$

IV-3-1: Variation de la longueur du ressaut:

Il a été constaté que le ressaut moyen est toujours plus long que le ressaut dénoyé (Chapitre I), quant à la présence des piles de pont, leur effet est assez considérable, on constate que:

- La présence des piles de pont dans le ressaut entraîne l'augmentation de L_j , cela a pu être observé dans la comparaison de la figure 31 aux figures 32, 33, 34 et 35.
- Le rapport $L_j/(T-d)$ est au voisinage de 6.5 pour des valeurs de b/B comprises entre 0.15 et 0.20, pour un nombre de Froude F_T compris entre 0.12 et 0.19 (figures 34 et 35).

- $L_0/(T-d)$ est environ égal à 7,5 pour b/B compris entre 0.3 et 0.45 et un nombre de FROUDE, F_T compris entre 0.12 et 0.19 (figures 34 et 35).

Ceci montre la stabilité du ressaut pour un intervalle du nombre de FROUDE bien déterminé.

On peut par ailleurs expliquer l'augmentation de la longueur du ressaut proportionnellement à la largeur de la pile, par le fait que l'élargissement du prisme d'eau à l'aval immédiat de la pile met un temps plus long pour se raccorder au régime établi, représenté par la profondeur d'eau T .

III-3-2: Profondeur d'eau à l'aval immédiat de la pile:

Dans le cas du ressaut sans pile, la profondeur d'eau juste après la vanne peut être déterminée directement par la formule (2) en fonction des paramètres connus de l'écoulement. Mais lorsque on introduit la pile, la profondeur d'eau G ne peut pas être trouvée explicitement à cause de la profondeur d'eau à l'aval immédiat de la pile (P), cette dernière représente une deuxième inconnue. Pour cela nous avons exprimé P en fonction des autres paramètres pour rendre l'équation (3) simple à utiliser.

Sachant que P varie en fonction de F_T , b/B et L_0/L_0' , on a tracé les courbes des grandeurs adimensionnelles $\frac{P-G}{T-G}$ en fonction de L_0/L_0' (figures 36, 37, 38, 39, 40, 41), pour des intervalles du nombre de FROUDE, F_T et pour différentes valeurs de b/B , on a constaté que:

- $\frac{P-G}{T-G}$ dépend faiblement de F_T et cela apparaît clairement sur les figures 36 et 37, en gardant b/B constant, et cela pour deux intervalles de F_T , soient $[0.136, 0.151]$ et $[0.166, 0.192]$, on constate que les points expérimentaux forment presque le même nuage sur ces deux intervalles de F_T .

- Pour b/B fixe, et pour L_p/L_j variant entre 0 et 0.2, on remarque que $\frac{P-G}{T-G}$ est une fonction linéaire de L_p/L_j .
 Ce qui explique, que pour des petites longueurs de la pile, la variation de P est plus distinguée que celle de T et G .
 La variation de $\frac{P-G}{T-G}$ en fonction de L_p/L_j suit les conditions aux limites suivantes:

a- Pour $L_p/L_j = 0$ c'est à dire que $L_p = 0$, ce qui est le cas en l'absence de la pile, la lecture de P tend à coïncider avec celle de G , d'où la tendance de $\frac{P-G}{T-G}$ vers zéro quand L_p tend vers zéro.

Théoriquement, L_p/L_j peut tendre vers zéro sans que L_p le soit, c'est le cas où L_j tend vers l'infini, dans ce cas $L_p \ll L_j$ d'où $P \approx G$ ce qui nous permet de dire que $\frac{P-G}{T-G}$ tend vers zéro.

b- Pour L_p/L_j égal à 1, P devient voisin de T , et quand L_p/L_j tend vers l'infini, c'est à dire quand L_p augmente indéfiniment, P tend vers T , ce qui permet à l'élargissement brusque de s'amortir.

La fonction répondant à ces conditions, peut être une fonction hyperbolique de la forme $\frac{P-G}{T-G} = \text{th}(\lambda \frac{L_p}{L_j})$, où λ est un coefficient qui dépend uniquement de b/B , du fait qu'auparavant, on a constaté que $\frac{P-G}{T-G}$ dépend faiblement de F_T .

En traçant les courbes expérimentales (figures 38, 39, 40 et 41) on a constaté que λ peut s'écrire sous la forme suivante:

$$\lambda = 1 + 10/3 \cdot b/B$$

En effet, P est toujours supérieur à G (tableaux 1, 2, 3) - cela caractérise la forme du ressort:

$$\text{donc: } \frac{P-G}{T-G} = f\left(\frac{L_p}{L_j}\right) = A \quad (4) \quad \text{où } A = \text{th}\left[\left(1 + \frac{10}{3} \cdot \frac{b}{B}\right) \frac{L_p}{L_j}\right]$$

$$\text{de (4): } \frac{P/T - G/T}{1 - G/T} = A \Rightarrow P/T = G/T \cdot (1-A) + A \quad (5)$$

En remplaçant (5) dans l'équation (3):

$$\begin{aligned}
 & (1 - b/B)(G/T)^2 + b/B \left[(G/T)^2 (1-A)^2 + A^2 + 2(G/T)(1-A) \cdot A \right] = \\
 & = 1 + 2 \left[1 - \frac{1}{d/T \cdot (1-b/B)} \right] F_T^2 \\
 \Rightarrow & \left(\frac{G}{T} \right)^2 \left[(1-b/B) + b/B \cdot (1-A)^2 \right] + 2 \cdot b/B \cdot (G/T)(1-A)A + b/B \cdot A^2 = \\
 & = 1 + 2 \left[1 - \frac{1}{d/T \cdot (1-b/B)} \right] F_T^2
 \end{aligned}$$

$$\Rightarrow F_T = \left\{ \frac{1}{2 \left[1 - \frac{1}{d/T \cdot (1-b/B)} \right]} \left[\left(\frac{G}{T} \right)^2 \left[1 - b/B + b/B \cdot (1-A)^2 \right] + \right. \right. \\
 \left. \left. + \left[2 \cdot b/B \cdot (G/T)(1-A)A + b/B \cdot A^2 - 1 \right] \right] \right\}^{1/2} \quad (6)$$

On remarque que l'équation (6) est du second degré en G/T en fonction de F_T , elle s'écrit de la forme :

$$a_1 \left(\frac{G}{T} \right)^2 + a_2 \left(\frac{G}{T} \right) + a_3 = 0 \quad (7)$$

où :

$$a_1 = 1 - b/B + b/B \cdot (1-A)^2$$

$$a_2 = 2 \cdot b/B \cdot A(1-A)$$

$$a_3 = - \left[1 - b/B \cdot A^2 + 2 F_T^2 \left(1 - \frac{1}{d/T \cdot (1-b/B)} \right) \right]$$

D'après l'expérience, on a constaté que P est toujours inférieur à T (tableaux 1, 2 et 3); donc $\frac{P-G}{T-G}$ est toujours inférieur à 1 (figures 38, 39 et 40) c'est à dire que A est inférieur à 1, par conséquent $(1-A)$ est supérieur à zéro d'où $a_2 > 0$.

les solutions de (7) sont :

$$\left(\frac{G}{T} \right)_1 = \frac{-a_2 + \sqrt{\Delta}}{2a_1} \quad ; \quad \left(\frac{G}{T} \right)_2 = \frac{-a_2 - \sqrt{\Delta}}{2a_1}$$

$$\text{avec } \Delta = a_2^2 - 4a_1a_3$$

puisque : $b/B < 1 \Rightarrow (1-b/B) > 0$ d'où $a_1 > 0$.

or : $b/B \cdot (1-A)^2 > 0$ quelque soient b/B et A .

puisque $\left(\frac{G}{T} \right)_2 < 0$ donc la solution à adopter est $\left(\frac{G}{T} \right)_1 > 0$

d'où $\frac{G}{T}$ s'écrit :

$$\frac{G}{T} = \frac{\left\{ [2 b/B \cdot A (1-A)]^2 + 4 [1 - b/B + b/B (1-A)^2] \cdot [1 - b/B A^2 + 2 F_T (1 - \frac{1}{d/T (1-b/B)})] \right\}^{1/2}}{2 [1 - b/B + b/B \cdot (1-A)^2]} - \frac{2 \cdot b/B (1-A) A}{2 [1 - b/B + b/B (1-A)^2]}$$

avec : $A = tR [(1 + 10/3 \cdot b/B) L_p/L_j]$

et $L_j/(T-d) = C_L$

C_L étant un coefficient de longueur.

bit: $\begin{cases} C_L = 6.5 & \text{pour } 0 \leq b/B \leq 0.2 \\ C_L = 7.5 & \text{pour } 0.2 < b/B \leq 0.45. \end{cases}$

IV-3-3: La force de pression à l'aval immédiat de la pile:

Dans l'écriture de l'équation de quantité de mouvement (1) dans le volume de contrôle, on a supposé que la pression à l'aval immédiat de la pile est hydrostatique, de ce fait on a écrit : $F_p = b s g \frac{\rho L^2}{2}$.

Pour la vérification de cette hypothèse on a procédé de la façon suivante:

a- En utilisant l'équation (8) on a tracé la courbe de variation de G/T en fonction de F_T , et cela en gardant b/B et L_p/T constants pour différentes valeurs de d/T (figures: 43, 44 et 45).

B- On a représenté les points expérimentaux de G/T en fonction de F_T sur les mêmes figures, soit: 43, 44 et 45, pour les mêmes valeurs de b/B , L_p/T et d/T que dans a.

On a observé que les valeurs expérimentales de G/T , sont nettement supérieures aux valeurs théoriques, données par l'équation (8).

En reprenant l'équation (1):

$$F_T - F_p - F_G + F_f = Q_s (\beta_T V_T - \beta_d V_d) \text{ et en prenant}$$

$F_f = 0$, Q , β_T , β_d , T et d étant constants d'où on aura:

$$F_p + F_G = \text{Constante.}$$

Si F_0 expérimentale est nettement supérieure à F_0 théorique, par conséquent F_p expérimentale est inférieure à F_p théorique, pour conserver l'égalité de l'équation (1).

Ainsi, on peut conclure que F_p est inférieure à $65gP^2/2$ et la répartition des pressions à l'aval immédiat de la pile n'est qu'une hydrostatique.

On a constaté aussi que lors de l'essai sans pile (figure 42) les valeurs de G/T expérimentales et théoriques sont assez voisines, ce qui nous donne une preuve supplémentaire de l'influence de la présence des piles, qui se manifeste par la grandeur de F_p qui ne peut être négligée en aucun cas, car son effet consiste en la réduction de G/T comme c'était prouvé auparavant.

En étudiant la variation de P/T en fonction G/T on constate que G diminue lorsque P augmente et inversement,

(figures 46, 47, 48 et 49).

Comme au IV-3-2 on a conclu que l'influence de la pile diminue quand sa longueur augmente, mais ce n'est pas le cas pour la largeur (figure 50 et 51), donc l'effet de la longueur est moins important que celui de la largeur.

IV-4: Conclusion:

La présence d'une pile de part dans le ressaut entraîne l'augmentation de sa longueur proportionnellement à la largeur de la pile.

L'augmentation des dimensions de la pile, entraîne la diminution de la profondeur d'eau à l'aval immédiat de la vance, et l'augmentation de celle-ci à l'aval immédiat de la pile, où nous avons démontré que la pression n'est qu'une hydrostatique.

Conclusion générale :

Par le biais de théorie et de l'expérience, il a été démontré clairement que l'influence de la présence des piles dans le ressaut moyé, qui se produit en général dans les ouvrages vannés de régulation à base chute, est importante, cela se manifeste par la présence de la réaction de la pile F_p , qui est appliquée à l'aval immédiat de la pile, celle-ci réduit la valeur de la profondeur d'eau G , juste après la vanne, ce qui influe sur le débit.

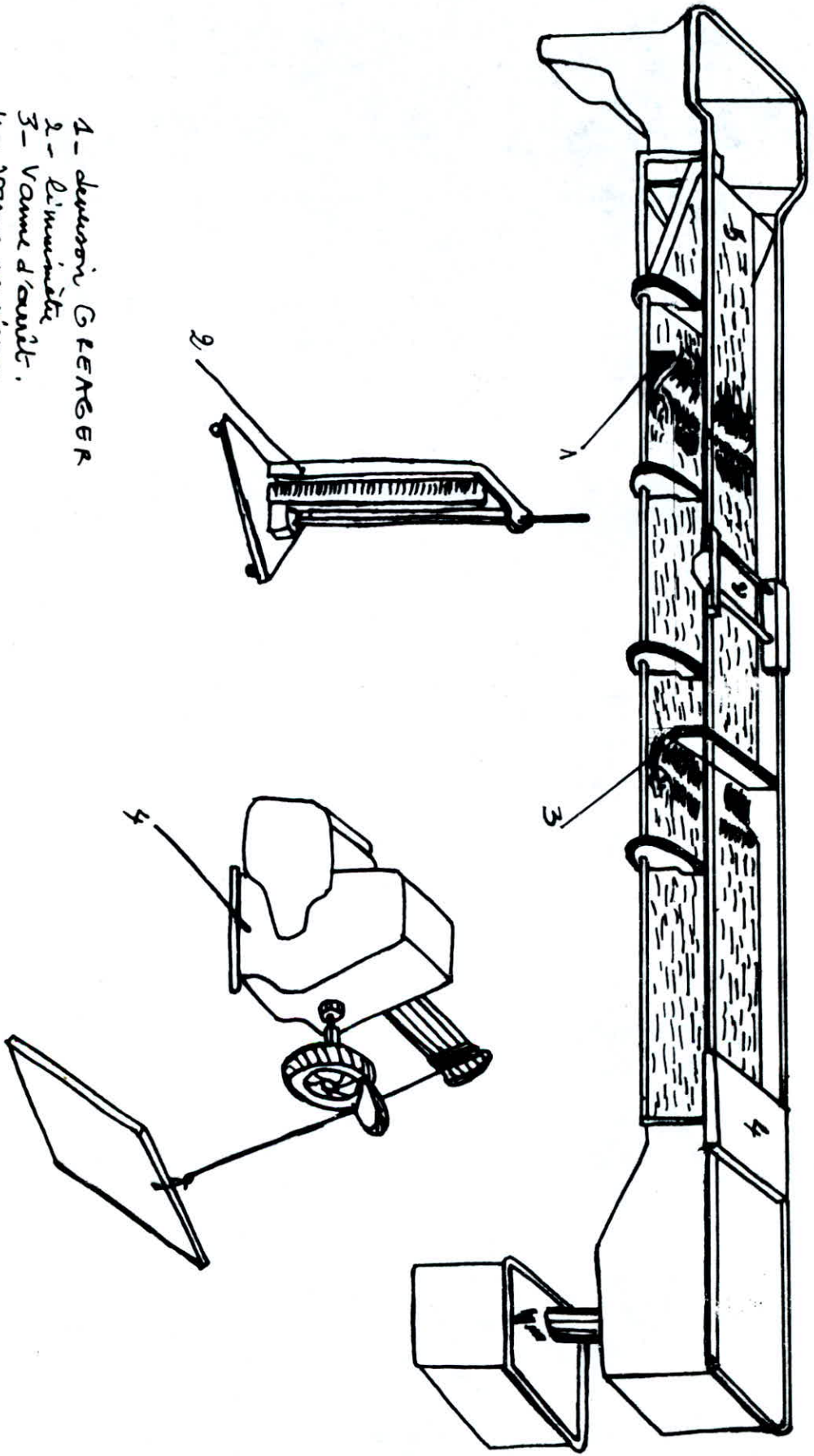
On a constaté aussi l'effet de la force F_p sur la hauteur d'eau à l'aval immédiat de la pile. Soit, P qui augmente proportionnellement à la largeur de la pile et encore moins par rapport à sa longueur. Quant à l'intérêt pratique des piles dans les ouvrages à base chute, il se résume aux points suivants :

- Pour un ouvrage de hauteur bien déterminée, la pile de pont permet d'évacuer le maximum de débit et cela s'explique par la diminution de G , et G_a pour une même ouverture de vanne.
- Pour un débit donné, la diminution de G entraîne la diminution de H , donc l'ouvrage peut être plus économique.
- Si l'ouvrage est déjà construit, et on veut évacuer un débit donné, la présence des piles entraîne la nécessité de la diminution de l'ouverture de la vanne, ainsi on peut sélectionner une vanne économique.
- Le fait d'avoir démontré que la pression n'est pas hydrostatique, ce fait peut éventuellement être considéré dans le dimensionnement de la pile, ainsi que dans les équations différentielles du mouvement.
- En plus des avantages cités précédemment la présence du ressaut lui-même présente une rupture entre l'écoulement à l'amont et à l'aval, donc il permet l'impossibilité de tout fraude dans la distribution d'eau dans les canaux d'irrigation et en AEP, si le ressaut n'existait pas, la possibilité de fraude se traduirait par l'augmentation de la pente du canal. Les piles de pont sont d'une importance capitale sur le plan du dimensionnement, dans les ouvrages de régulation à base chute.

ANNEXE 'A'

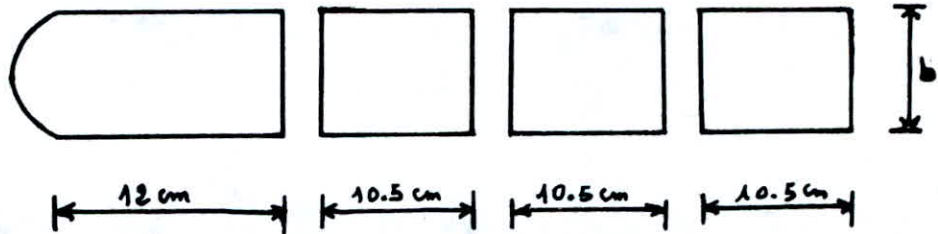
Figure 29: INSTALLATION

- 1 - detektor G E N E R
- 2 - L'humidité
- 3 - Vanne d'arrêt.
- 4 - vanne principale.
- 5 - tranquillisation.



ANNEXE "A"

1^{er} modèle de piles : vue en plan.



on distingue trois (03) séries de piles avec :

$$b = 4.5 \text{ cm}$$

$$h = 7 \text{ cm}$$

$$b = 9.0 \text{ cm}$$

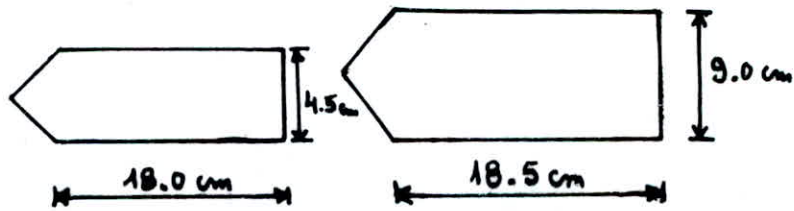
$$h = 7 \text{ cm}$$

$$b = 13.5 \text{ cm}$$

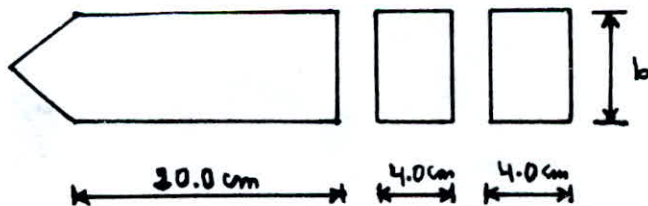
$$h = 7 \text{ cm}$$

2^e modèle de piles : vue en plan :

a) Rectification des longueurs du 1^{er} modèle :



b) 2^e modèle :



on distingue trois séries de piles avec :

$$b = 4.5 \text{ cm}$$

$$h = 13 \text{ cm}$$

$$b = 6.0 \text{ cm}$$

$$h = 13 \text{ cm}$$

$$b = 9.0 \text{ cm}$$

$$h = 13 \text{ cm}$$

figure "30" Dimensions des piles de pont.

ANNEXE "B"

$b/B = 0.15$: variation de L_p

T [cm]	P [cm]	G [cm]	L_p [cm]	L_j [cm]	h_c [cm]	Q [l/s]
7.70	6.10	5.80	12.00	44.00	1.88	2.42
7.20	5.30	3.70	12.00	51.00	2.40	3.49
8.30	5.40	3.80	12.00	43.00	2.48	3.67
6.00	5.00	4.00	12.00	39.00	1.79	2.25
8.00	5.70	5.10	12.00	37.00	2.21	3.08
7.20	6.30	4.80	22.50	63.00	1.88	2.42
7.20	6.30	3.80	22.50	47.00	2.40	3.49
8.20	6.90	3.70	22.50	38.00	2.48	3.67
6.50	5.60	4.20	22.50	39.00	1.79	2.25
8.00	7.00	4.75	22.50	41.00	2.21	3.08
7.10	6.80	4.80	33.00	56.00	1.88	2.42
7.20	6.90	3.70	33.00	45.00	2.40	3.49
8.20	7.60	3.60	33.00	42.00	2.48	3.67
6.40	6.00	4.00	33.00	41.00	1.79	2.25
8.00	7.50	4.80	33.00	43.00	2.21	3.08
7.90	7.10	4.90	43.50	60.00	1.88	2.42
7.20	7.10	3.70	43.50	43.00	2.40	3.49
8.20	7.80	3.70	43.50	35.00	2.48	3.67
6.30	6.10	3.90	43.50	34.00	1.79	2.25
7.40	7.00	3.10	43.50	47.00	2.21	3.08

Tableau "1"

$b/B = 0.30$: variation de L_p

T [cm]	P [cm]	G [cm]	L_p [cm]	L_g [cm]	r_c [cm]	Q [l/s]
7.10	5.80	4.60	12.00	46.00	1.80	2.42
7.20	6.20	3.70	12.00	46.00	2.40	3.49
8.80	6.90	3.90	12.00	41.00	2.48	3.67
6.40	5.70	4.20	12.00	32.00	1.79	2.25
7.60	5.40	5.00	12.00	36.00	2.21	3.08
7.00	6.40	4.30	22.50	50.00	1.88	2.42
7.20	6.60	3.50	22.50	45.00	2.40	3.49
8.80	7.70	3.80	22.50	40.00	2.48	3.67
6.40	5.90	4.00	22.50	28.00	1.79	2.25
8.10	7.50	3.50	22.50	39.00	2.21	3.08
7.00	6.70	4.20	33.00	52.00	1.88	2.42
7.20	6.90	3.40	33.00	44.00	2.40	3.49
8.80	8.20	4.00	33.00	39.00	2.48	3.67
6.90	6.10	4.00	33.00	34.70	1.79	2.25
8.00	7.70	3.60	33.00	37.00	2.21	3.08
7.20	6.90	4.20	43.50	47.00	1.88	2.42
7.20	6.90	3.30	43.50	42.00	2.40	3.49
8.90	8.70	4.00	43.50	36.00	2.48	3.67
6.60	6.10	3.80	43.50	35.00	1.79	2.25
8.05	7.90	4.00	43.50	37.00	2.21	3.08

tableau "2°"

$b/B = 0.45$: variation de l_p .

T [cm]	P [cm]	G [cm]	l_p [cm]	l_g [cm]	R_c [cm]	Q [‰]
7.10	6.50	4.90	12.00	52.00	1.88	2.42
7.20	6.20	4.80	12.00	45.00	2.40	3.49
9.20	7.30	4.60	12.00	43.00	2.48	3.67
6.20	5.80	3.30	12.00	28.00	1.79	2.25
8.90	8.00	5.40	12.00	32.00	2.21	3.08
7.10	6.70	4.60	22.50	58.00	1.88	2.42
7.30	6.80	4.30	22.50	41.00	2.40	3.49
9.20	7.70	4.30	22.50	44.00	2.48	3.67
6.10	5.80	3.00	22.50	27.00	1.79	2.25
8.75	8.30	4.00	22.50	29.00	2.21	3.08
7.10	6.20	4.50	33.00	58.00	1.88	2.42
7.30	6.20	4.30	33.00	38.00	2.40	3.49
9.30	8.20	5.20	33.00	42.00	2.48	3.67
6.50	6.00	3.30	33.00	26.00	1.79	2.25
9.00	8.60	5.20	33.00	21.00	2.21	3.08
7.10	6.20	4.60	43.50	57.00	1.88	2.42
7.30	6.90	4.20	43.50	38.00	2.40	3.49
9.80	9.00	5.80	43.50	46.00	2.48	3.67
6.50	6.30	4.30	43.50	21.00	1.79	2.25
8.10	2.70	4.70	43.50	26.00	2.21	3.08

tableau "3"

Tableau "4": Essai sans pile $b/B=0$

	$\frac{d}{T}$	Δ	G	L_j	H
T=6.50 $R_c=2.40$	0.12	1.27	3.40	36.00	15.00
	0.14	1.50	3.70	33.00	11.60
	0.16	1.70	4.20	29.00	10.30
T=7.00 $R_c=2.70$	0.12	1.37	2.70	41.00	16.00
	0.14	1.60	3.50	37.00	13.90
	0.16	1.83	4.00	33.00	12.10
T=7.50 $R_c=2.75$	0.12	1.20	3.50	37.00	19.40
	0.14	1.37	3.70	36.00	16.90
	0.16	1.57	4.70	34.00	14.90
T=8.00 $R_c=2.90$	0.12	1.57	3.80	45.00	18.30
	0.14	1.83	4.60	43.00	16.00
	0.16	2.09	5.50	40.00	13.90
T=9.00 $R_c=3.20$	0.12	1.77	5.70	38.00	18.50
	0.14	2.06	5.80	36.00	18.20
	0.16	2.36	6.10	34.50	15.30
T=10.00 $R_c=3.60$	0.12	1.96	5.10	46.00	21.00
	0.14	2.29	6.50	44.00	19.50
	0.16	2.60	6.80	41.00	17.00

Tableau "5": Essai avec pile; $b/B=0.15$; $\frac{L_p}{T}=2.57$

	$\frac{d}{T}$	Δ	G	P	L_j	H
T=7.00 $R_c=2.70$ $L_p=18.00$	0.12	1.37	3.10	5.20	35.00	14.50
	0.14	1.60	3.60	5.30	33.00	13.30
	0.16	1.83	3.80	5.80	28.00	12.50
T=7.77 $R_c=2.75$ $L_p=20.00$	0.12	1.53	4.20	6.30	36.00	20.00
	0.14	1.78	5.10	6.70	35.00	15.10
	0.16	2.03	5.60	6.80	34.00	12.50
T=9.33 $R_c=3.30$ $L_p=24.00$	0.12	1.83	5.20	7.70	42.00	22.70
	0.14	2.14	6.20	8.20	38.00	19.30
	0.16	2.85	6.80	8.40	35.00	18.00
T=10.89 $R_c=3.55$ $L_p=28.00$	0.12	2.14	6.50	7.80	48.00	22.80
	0.14	2.50	7.00	8.70	47.00	19.30
	0.16	2.85	7.10	9.00	39.00	17.40

	$\frac{d}{T}$	d_0	G	P	L_j	H
$T=8.50$	0.12	1.64	4.40	7.20	49.00	19.00
$R_c=2.90$	0.14	1.91	4.70	7.40	46.00	17.80
$L_p=20.00$	0.16	2.18	5.00	7.60	43.00	16.70
$T=10.00$	0.12	1.96	6.70	8.40	48.00	19.00
$R_c=3.05$	0.14	2.30	6.90	8.70	47.00	17.40
$L_p=24.00$	0.16	2.62	7.20	9.00	45.00	16.50
$T=11.66$	0.12	2.30	6.30	10.00	42.00	24.60
$R_c=3.85$	0.14	2.67	7.30	10.10	38.00	20.80
$L_p=28.00$	0.16	3.00	8.20	10.20	35.00	18.20

Tableau 6° Essai avec pile: $b/B=0.2$; $\frac{L_p}{T}=2.40$

	$\frac{d}{T}$	d_0	G	P	L_j	H
$T=8.00$	0.12	1.37	2.20	6.70	42.00	19.10
$R_c=2.70$	0.14	1.60	2.70	6.90	38.00	19.00
$L_p=18.50$	0.16	1.83	3.20	6.95	30.00	16.20
$T=7.90$	0.12	1.48	3.50	6.80	36.00	18.00
$R_c=2.55$	0.14	1.73	4.70	7.00	34.00	15.50
$L_p=20.00$	0.16	1.99	5.50	7.05	30.00	14.00
$T=8.08$	0.12	1.78	5.10	7.10	48.00	18.80
$R_c=2.90$	0.14	2.08	5.70	7.20	44.00	17.00
$L_p=24.00$	0.16	2.38	6.20	7.50	35.00	15.80
$T=10.58$	0.12	2.08	4.80	8.40	61.00	26.20
$R_c=3.55$	0.14	2.42	5.40	8.70	55.00	22.40
$L_p=28.00$	0.16	2.77	6.30	8.75	54.00	19.10

Tableau 7° Essai avec pile: $b/B=0.3$; $\frac{L_p}{T}=2.64$

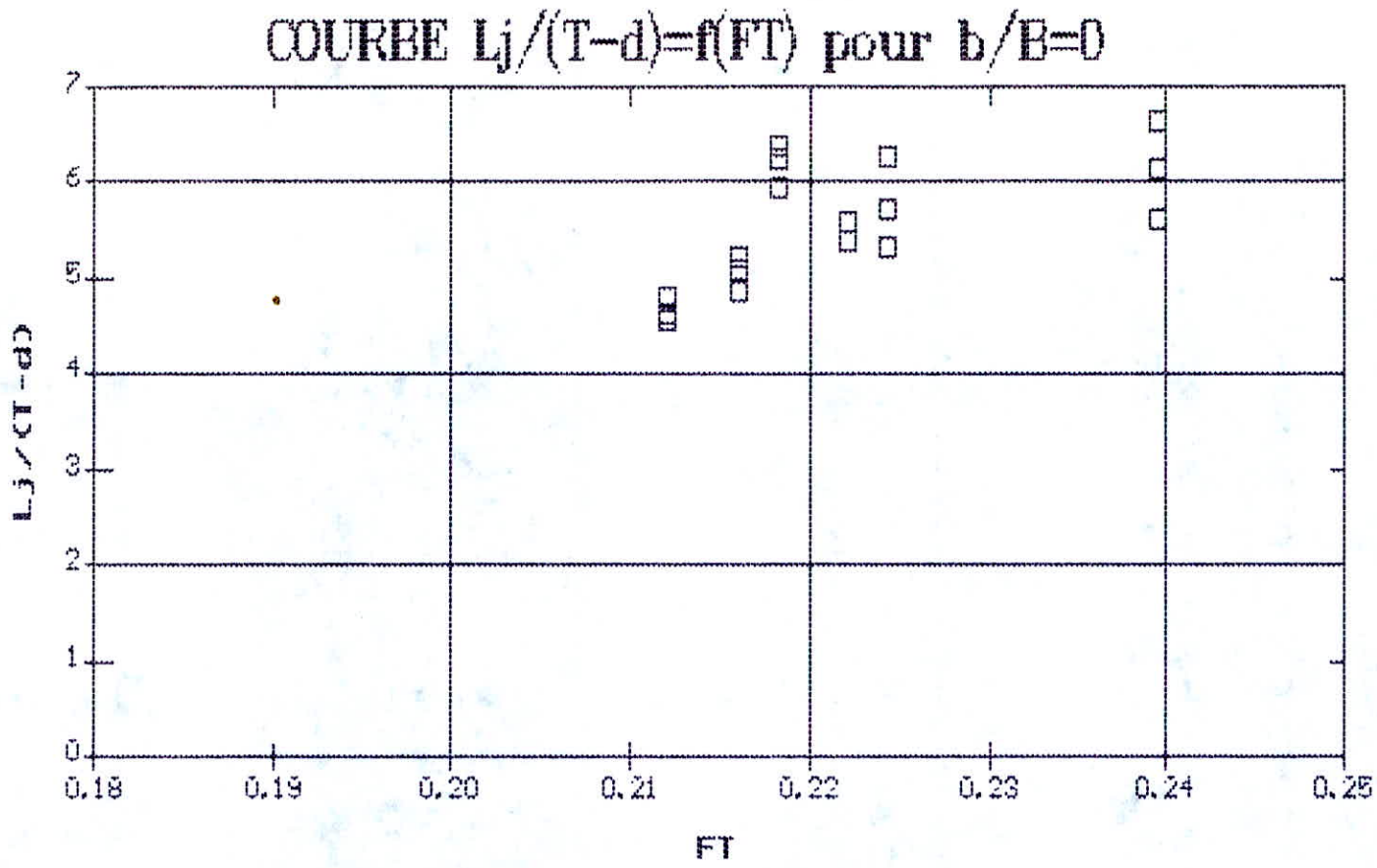


fig.31 : Longueur relative du ressaut en fonction du nombre de Froude ($0.08 < FT < 0.24$) et $b/B=0$.

COURBE $L_j/(T-d)=f(FT)$ POUR $b/B=0.15$

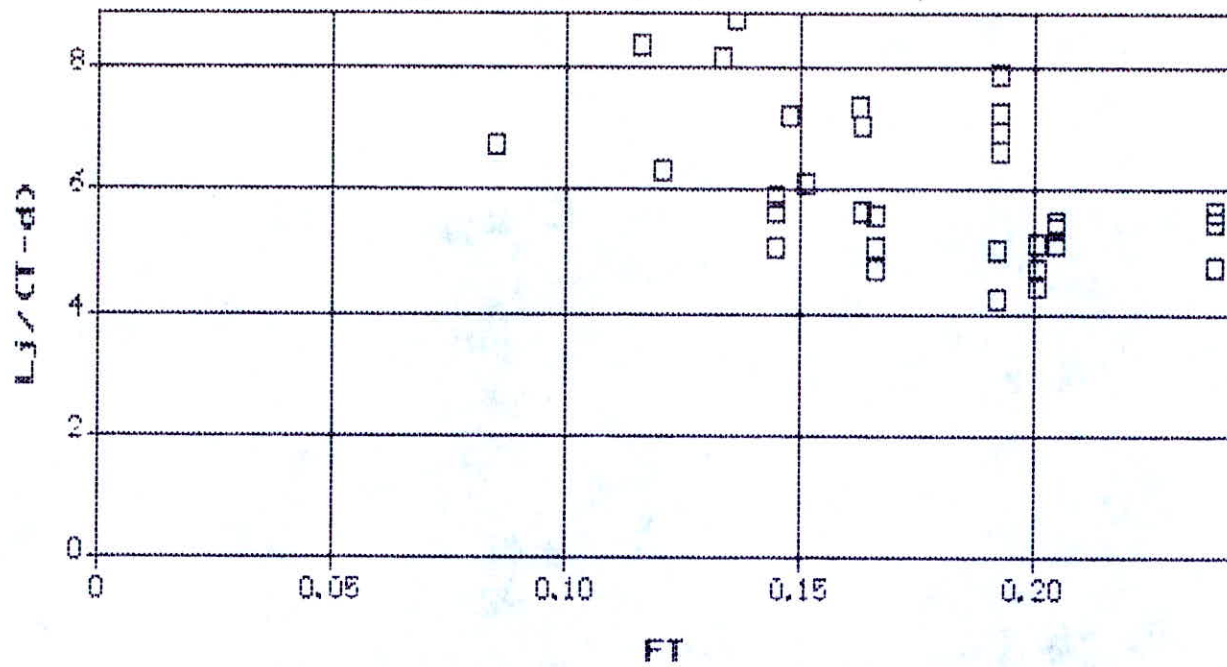


fig.32 Longueur relative du ressaut en fonction du nombre de Froude ($0.08 < FT < 0.24$) et pour $b/B=0.15$.

COURBE $L_j/(T-d)$ pour $b/B=0.20$

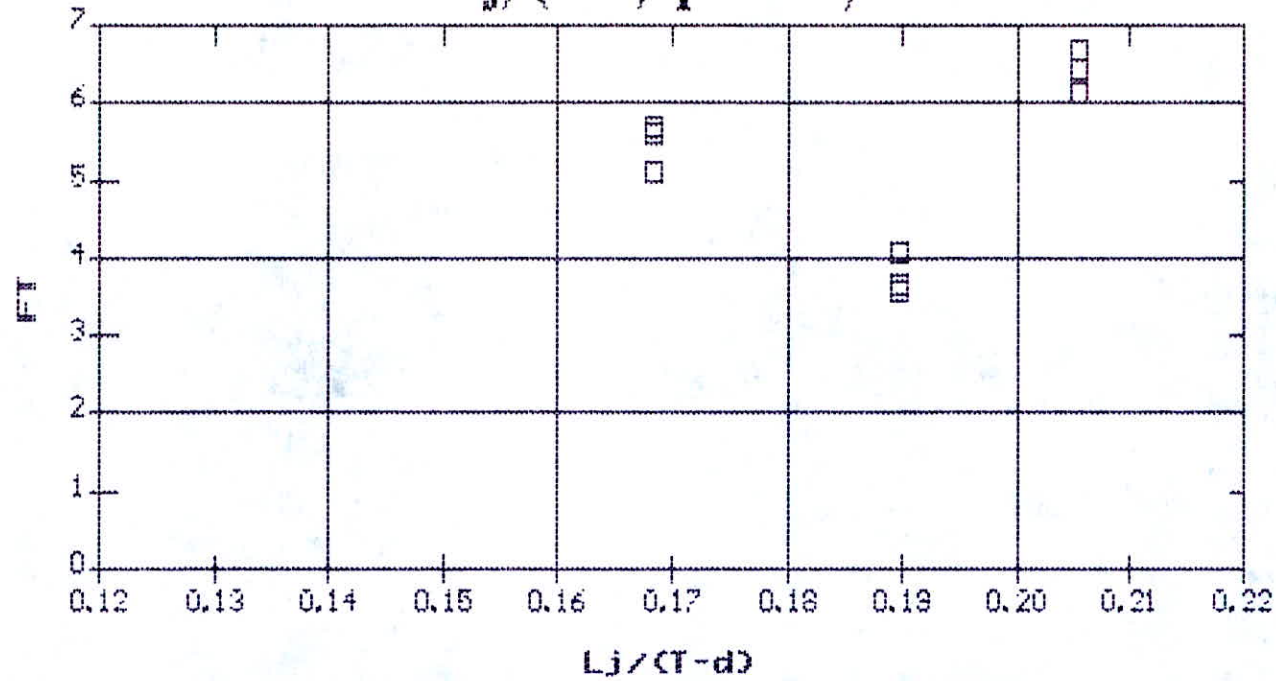


fig.33 : Longueur relative du ressaut en fonction du nombre de Froude ($0.08 < FT < 0.24$) et $b/B=0.20$.

COURBE $L_j/(T-d)=f(FT)$ POUR $b/B=0.3$

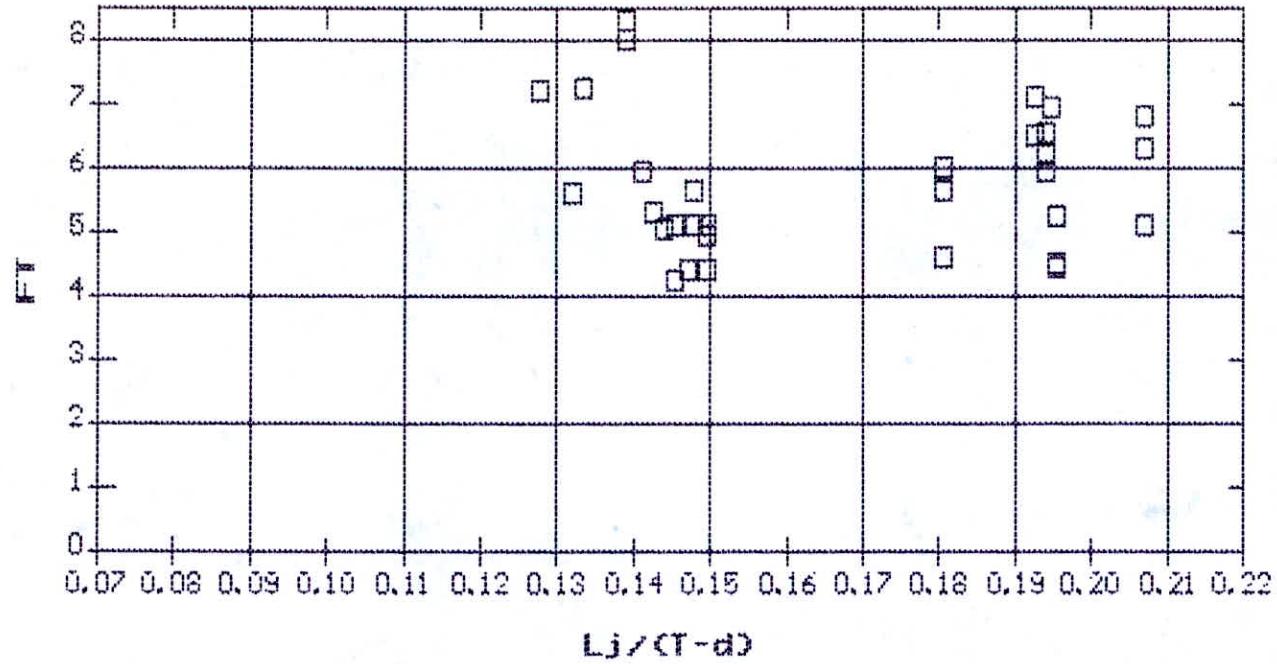


fig.34 : Longueur relative du ressaut en fonction du nombre de Froude $(0.08 < FT < 0.24)$ pour $b/B=0.30$.

COURBE $L_j/(T-d)=f(FT)$ POUR $b/B=0.45$

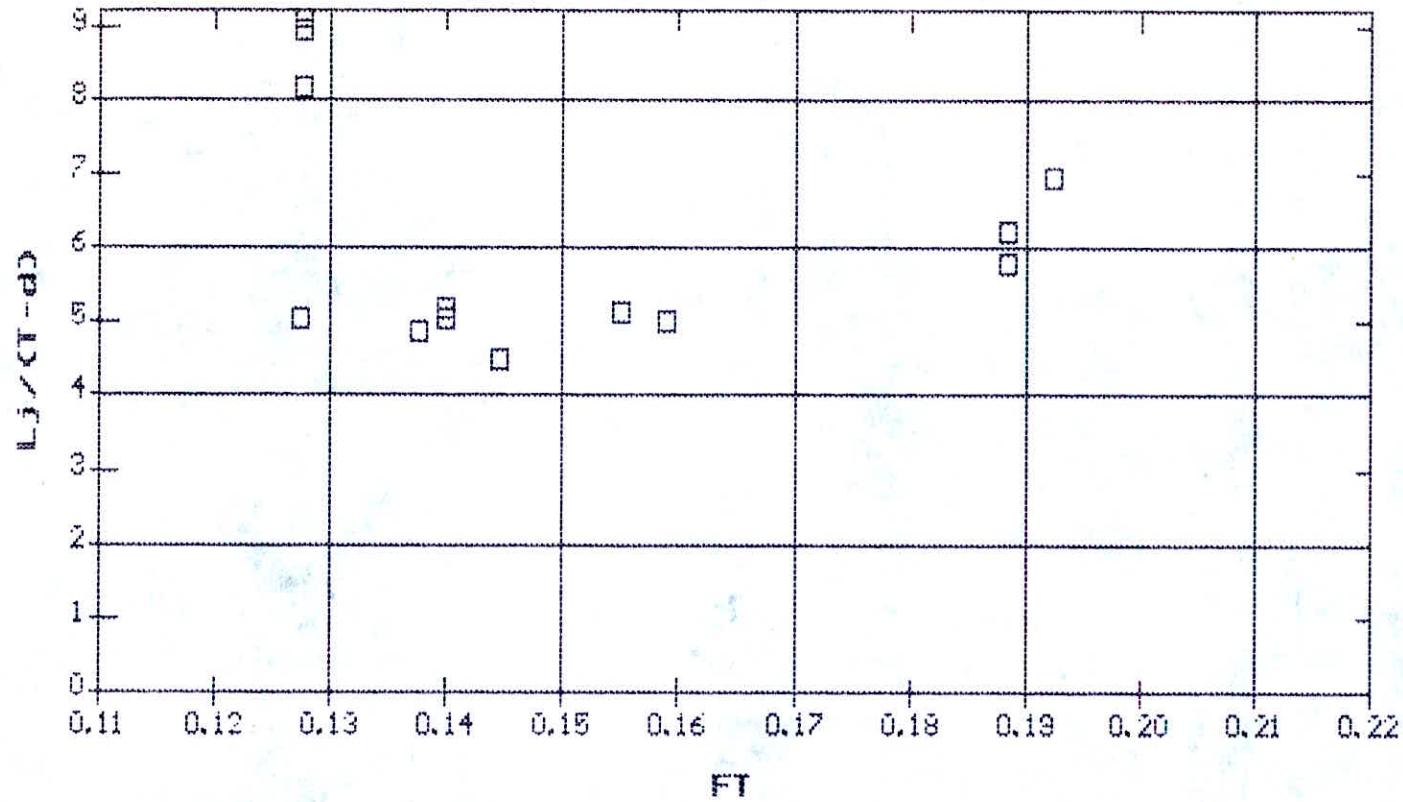


fig.35 : Longueur relative du ressaut en fonction du nombre de Froude ($0.08 < FT < 0.24$) et $b/B=0.45$.

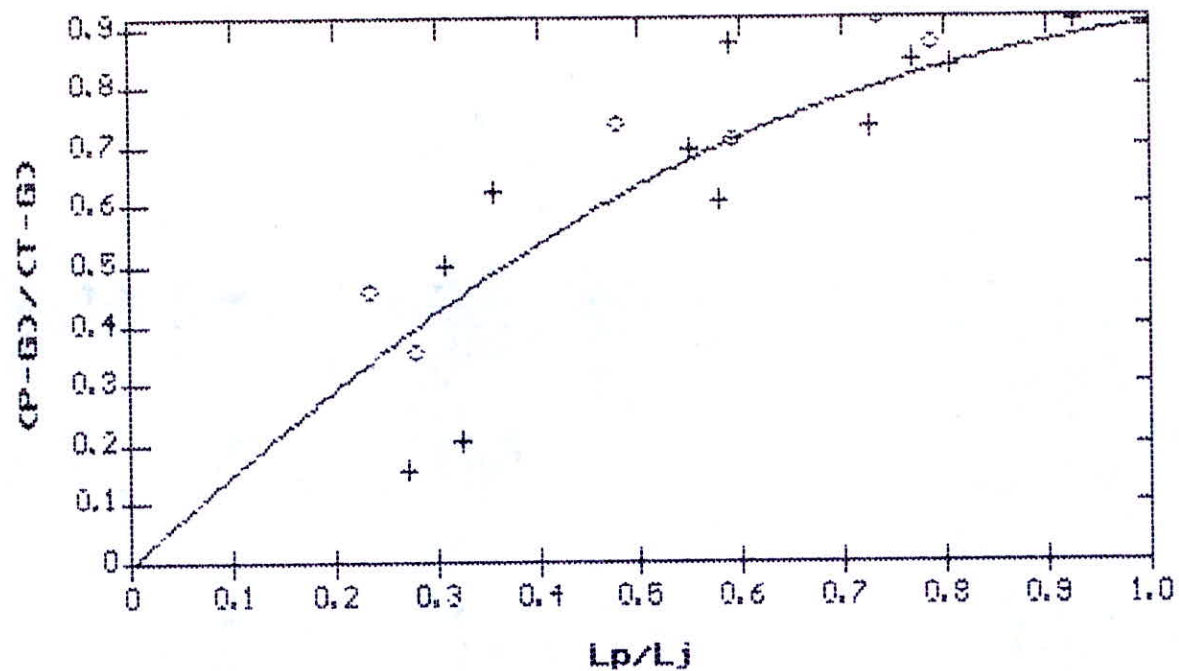


fig 36 : variation de $(CP-G)/CT-G$ en fonction de Lp/Lj pour des intervalles différents de FT pour $b/B=0.15$.

+ : FT (0.136 - 0.151)
 Δ : FT (0.156 - 0.192)

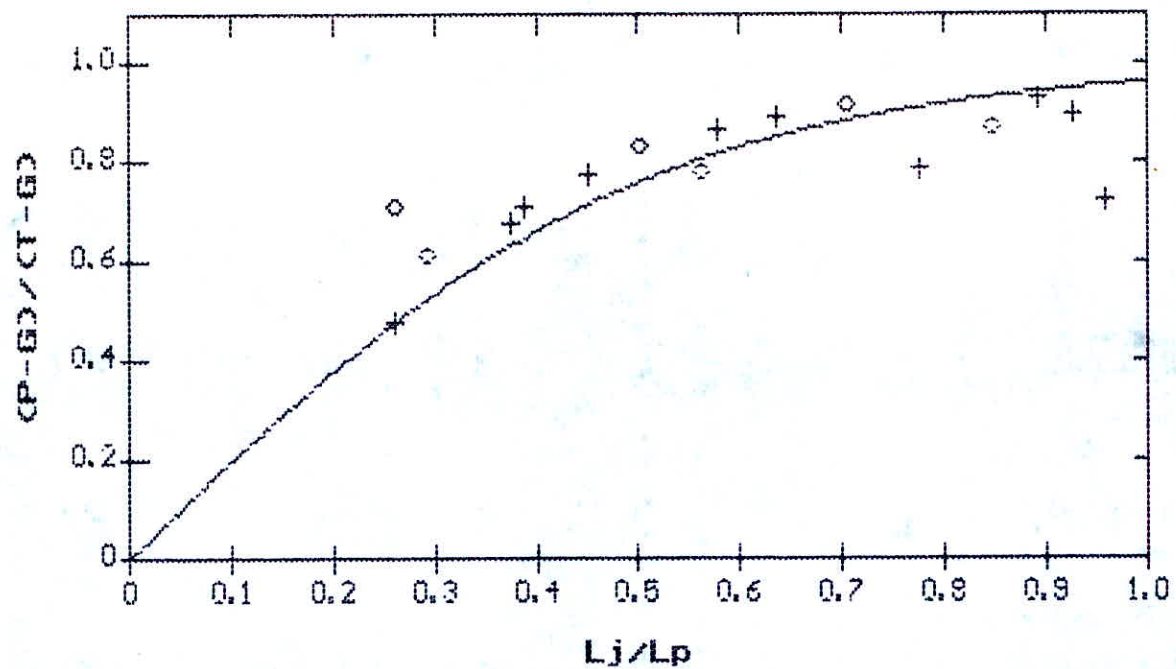


fig 37 : Variation de $(P-G)/(CT-G)$ en fonction de Lp/Lj pour des intervalles différents de FT pour $b/B=0.30$.

+ : FT (0.136 - 0.151)
 o : FT (0.166 - 0.192)

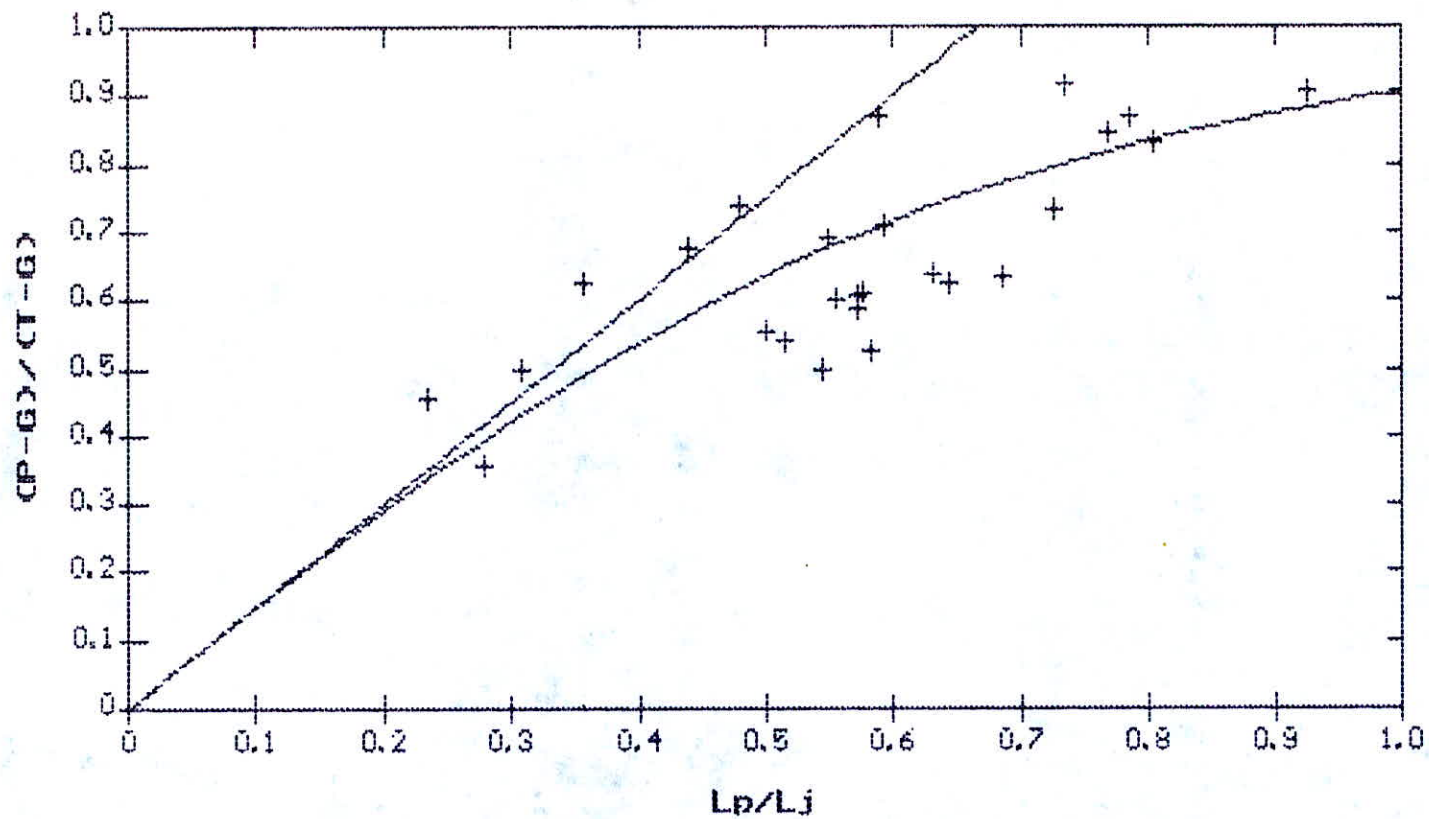


fig 38 : Variation de $(P-G)/(T-G)$ avec L_p/L_j pour $b/B=0.15$.

+ : points expérimentaux,
 - : courbe hyperbolique de lissage.

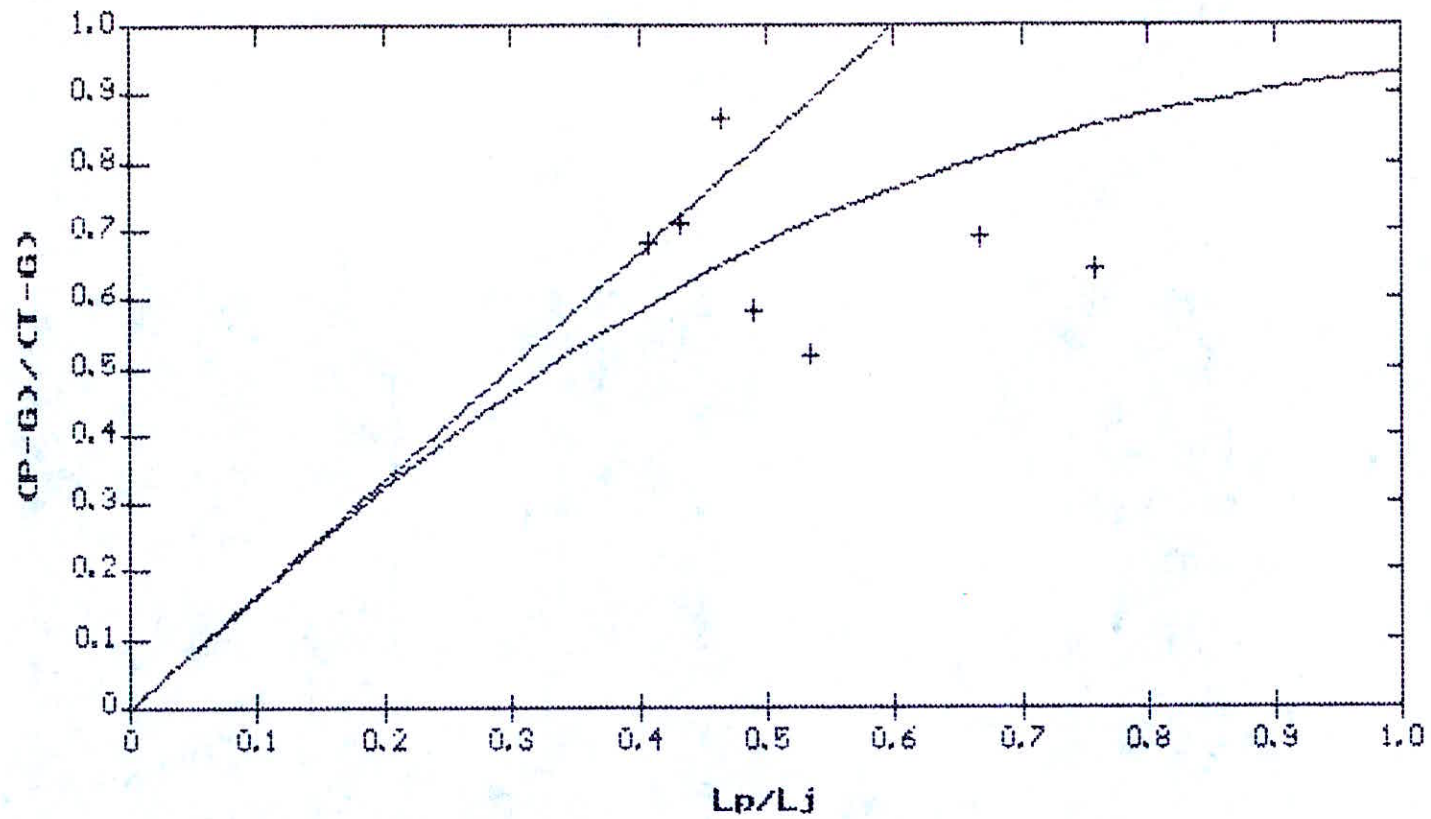


fig 39 : courbe $(P-G)/(T-G)$ en fonction de Lp/Lj pour $b/B=0.20$

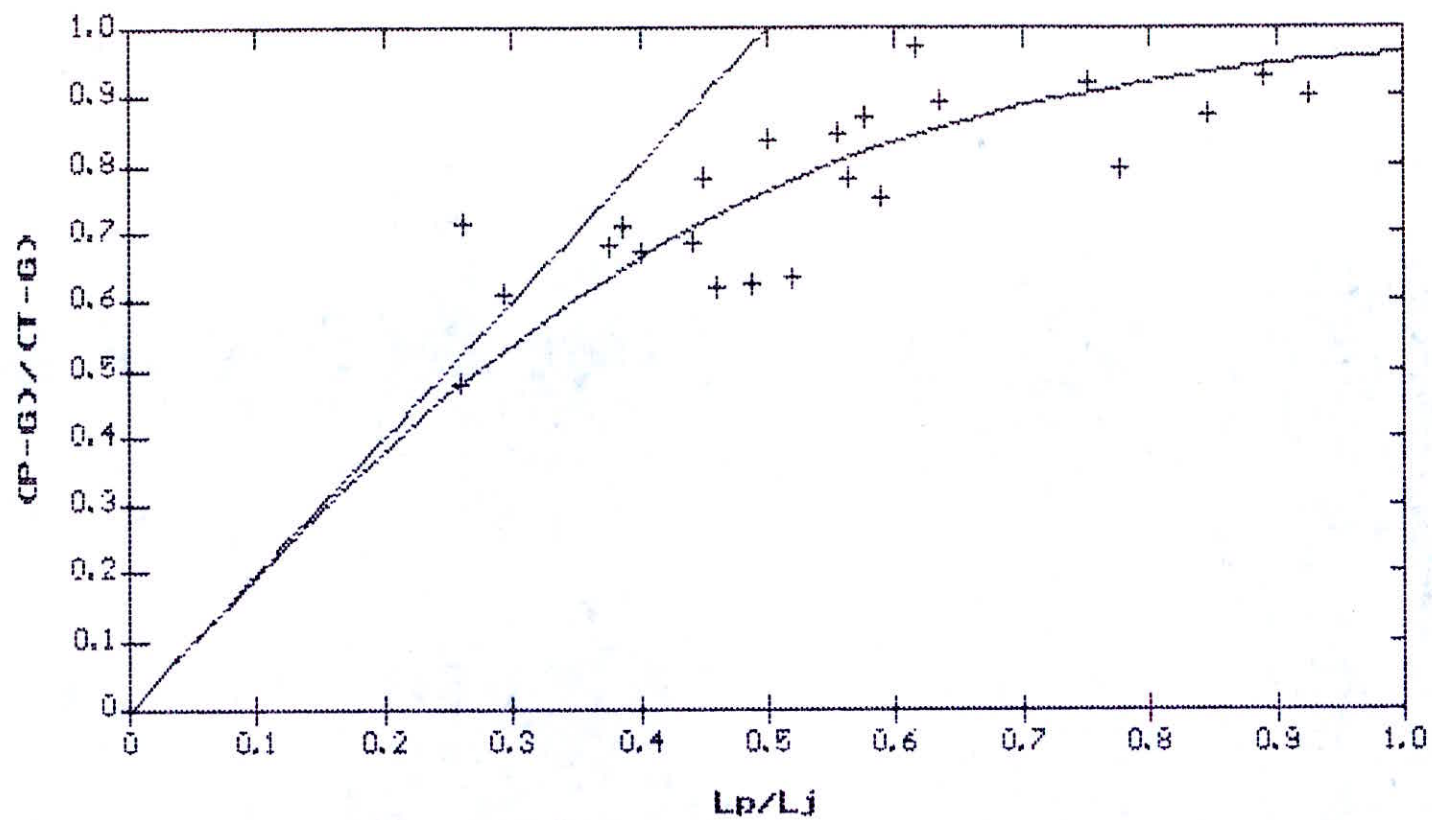


fig 40 : Courbe $(P-G)/(T-G)$ en fonction de Lp/Lj pour $b/B=0.30$

+ : points expérimentaux.
 - : courbe hyperbolique de lissage.

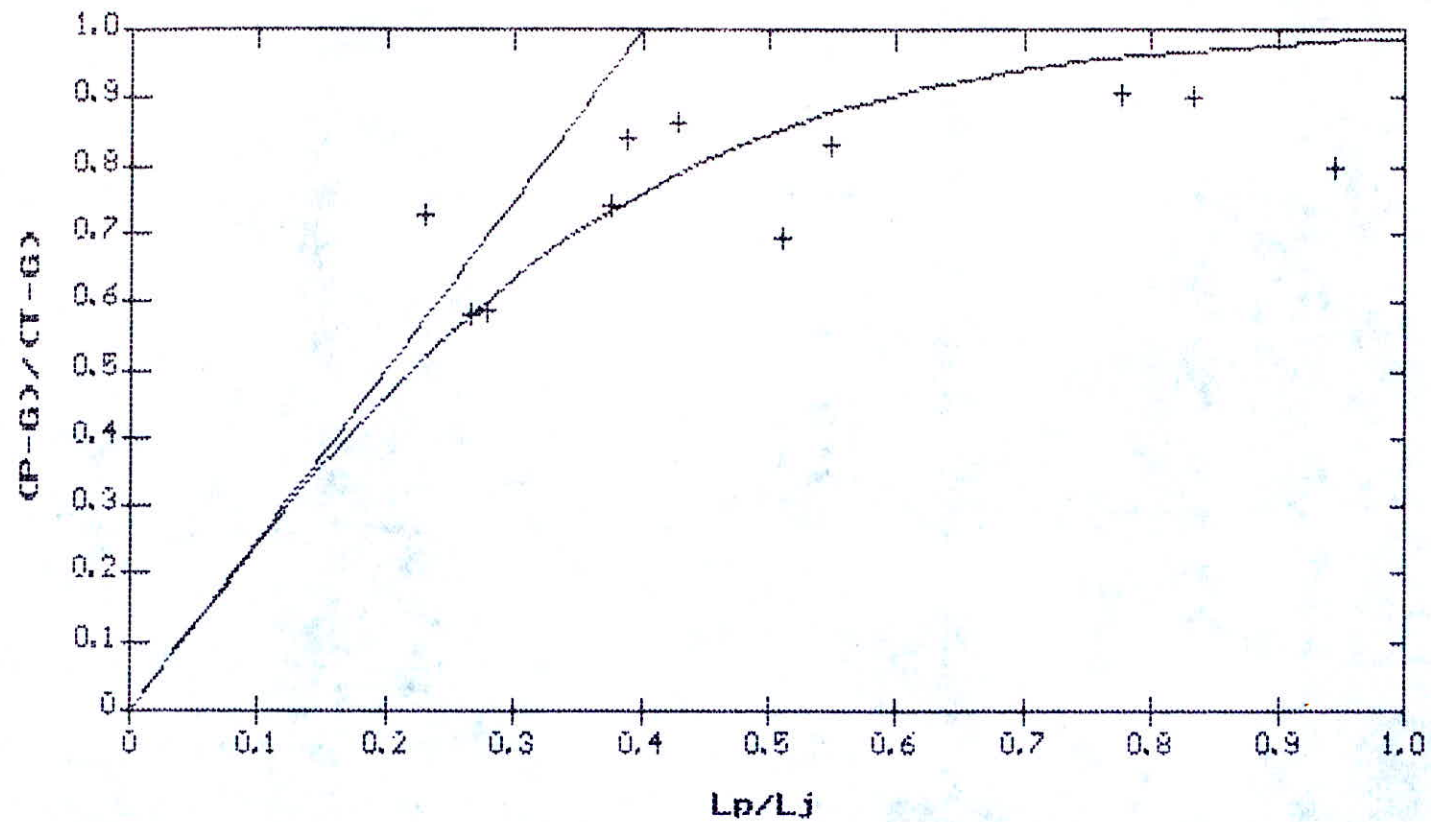


fig 41 : courbe $(P-G)/(T-G)$ en fonction de L_p/L_j pour $b/B=0.45$

+ : points expérimentaux.
 - : courbe hyperbolique de lissage.

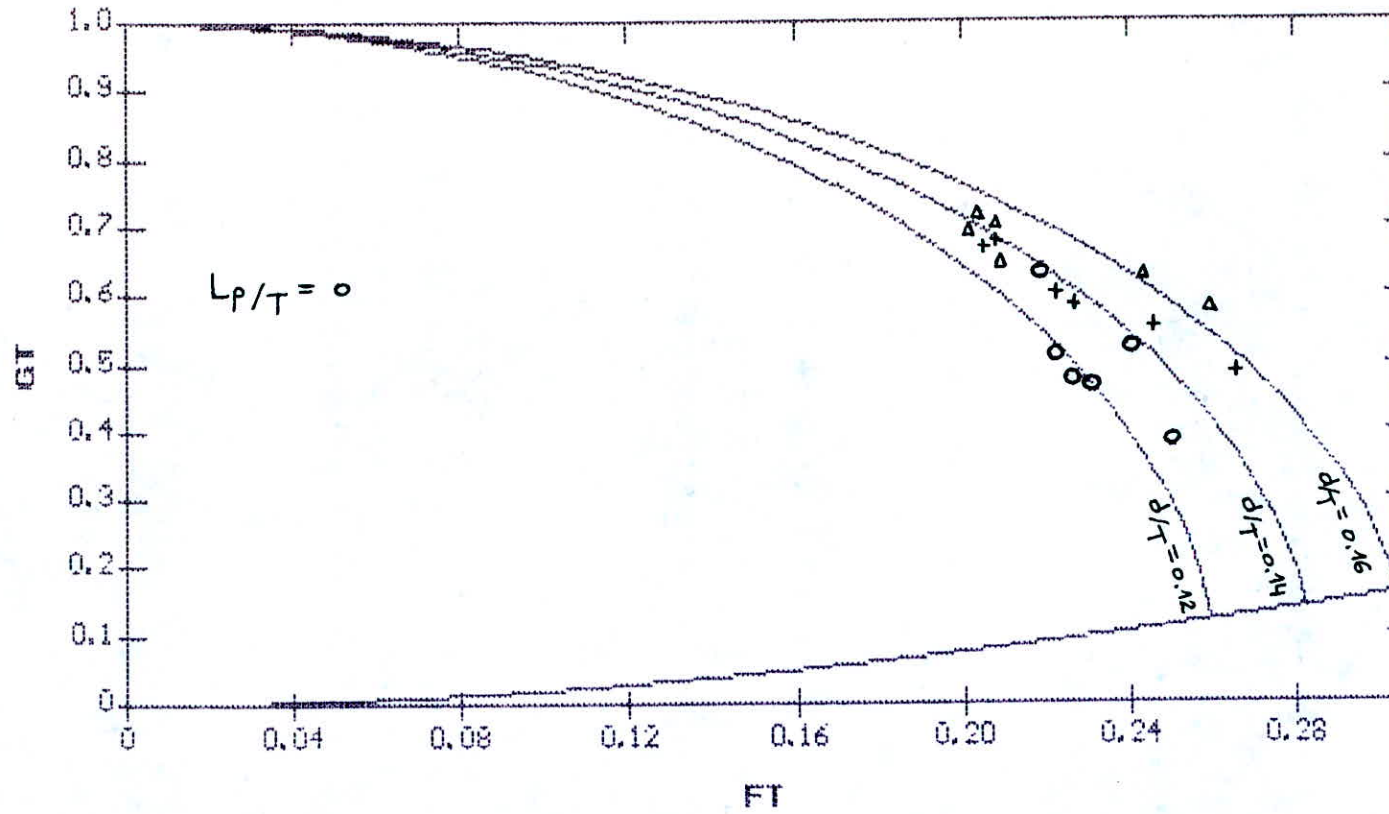


fig 42: Courbe de G/T en fonction de FT pour $b/B=0$ et d/T 0.12 , 0.14 , 0.16 avec indication des points expérimentaux.

- o : pour $d/T=0.12$
- + : pour $d/T=0.14$
- Δ : pour $d/T=0.16$

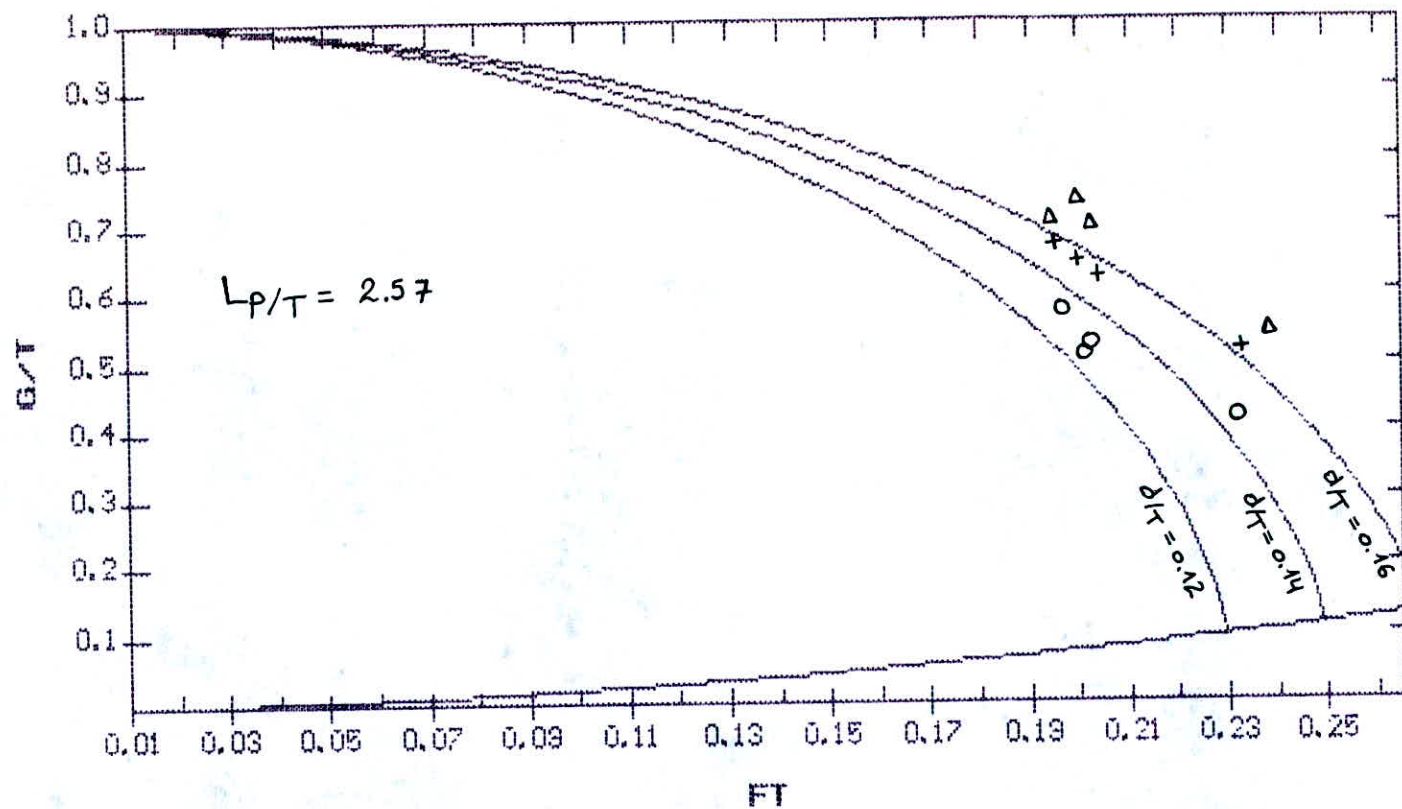


fig 43 : Courbe de G/T en fonction de FT pour $b/B=0.15$ et $d/T=0.12, 0.14$ et 0.16 avec représentation des points expérimentaux.

- : pour $d/T=0.12$
- × : pour $d/T=0.14$
- △ : pour $d/T=0.16$

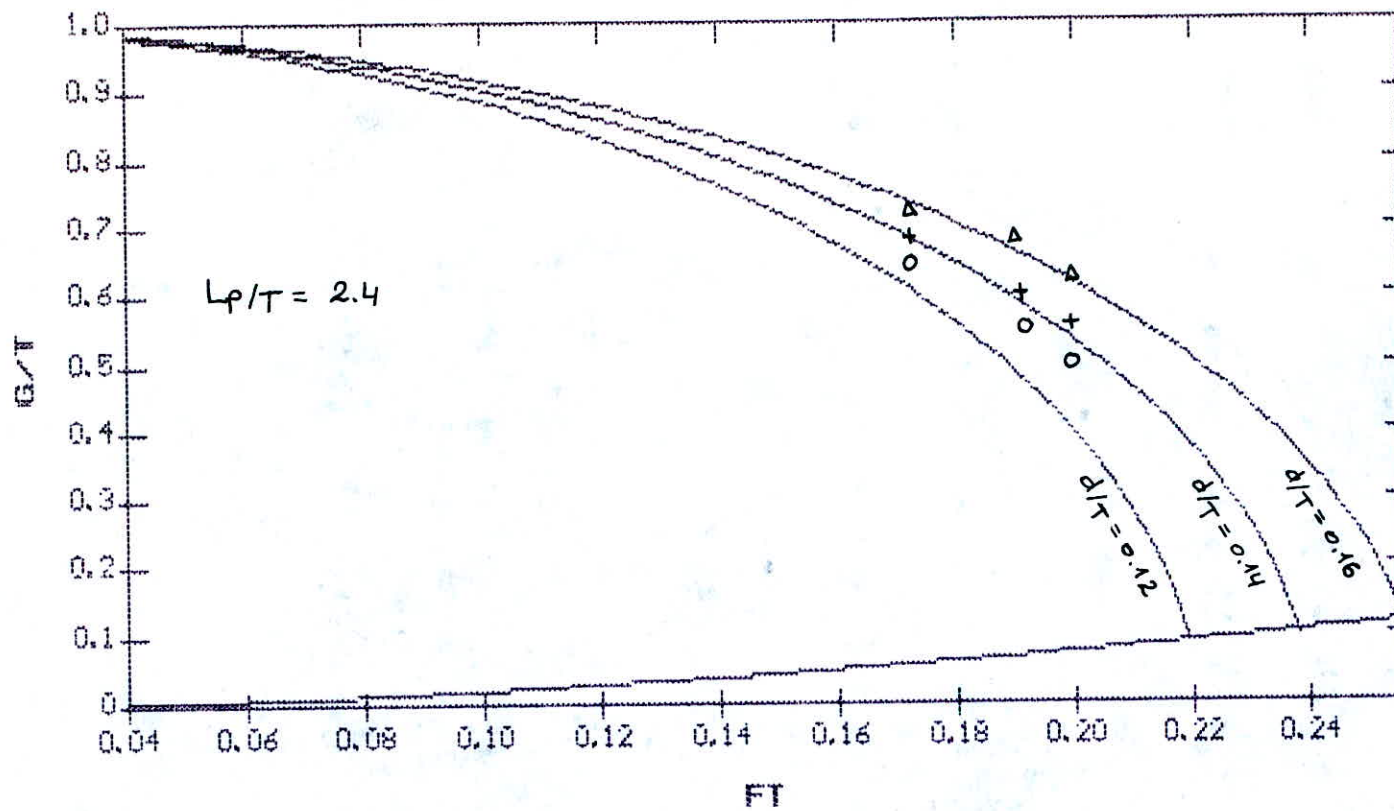


fig 44 : Courbe GT en fonction de FT pour $b/B=0.2$ et $d/T=0.12, 0.14, 0.16$ avec représentation des points expérimentaux.

- o : pour $d/T=0.12$
- + : pour $d/T=0.14$
- Δ : pour $d/T=0.16$

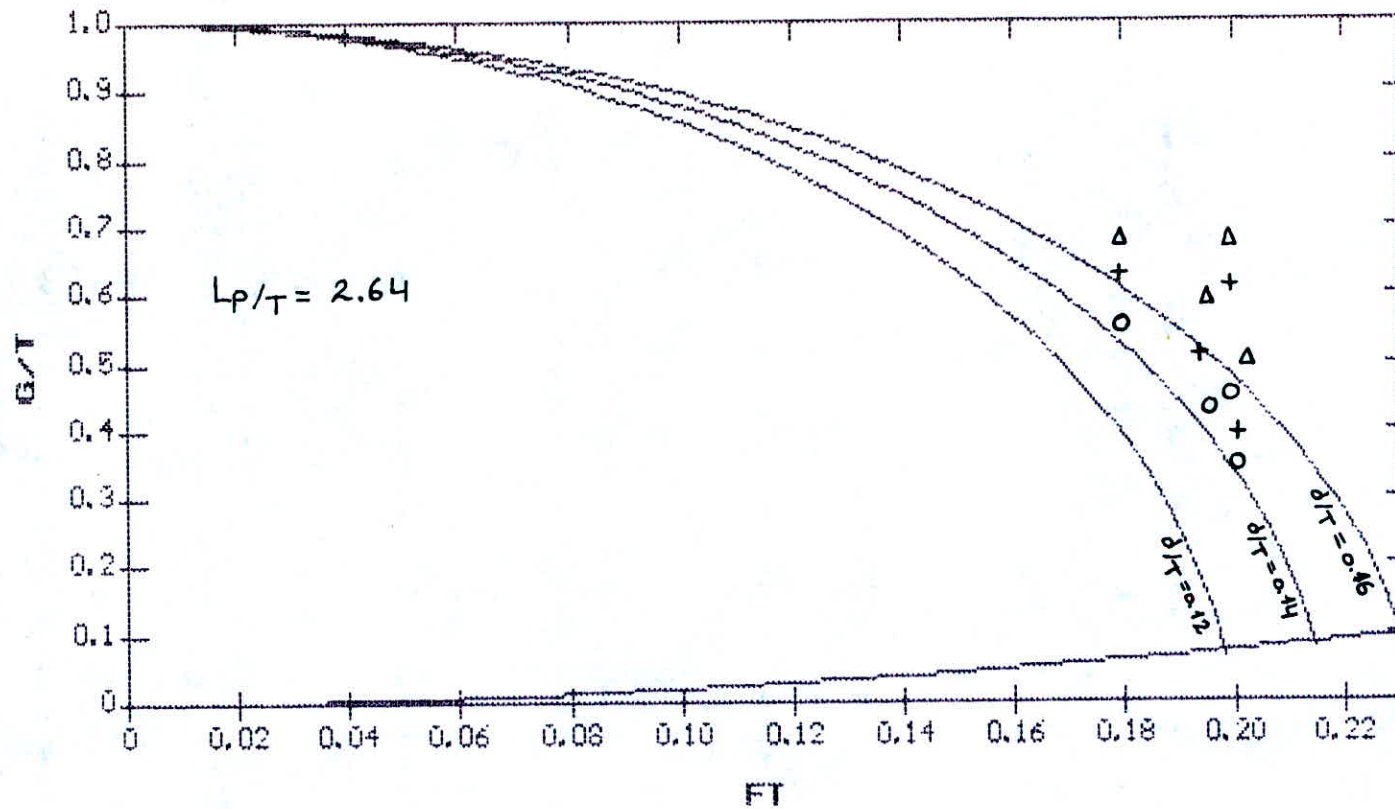


fig 45 : Courbe G/T en fonction de FT pour $b/B=0.30$ et $d/T=0.12$, 0.14 et 0.16 avec représentation des points expérimentaux.

- o : pour $d/T=0.12$
- + : pour $d/T=0.14$
- Δ : pour $d/T=0.16$

77

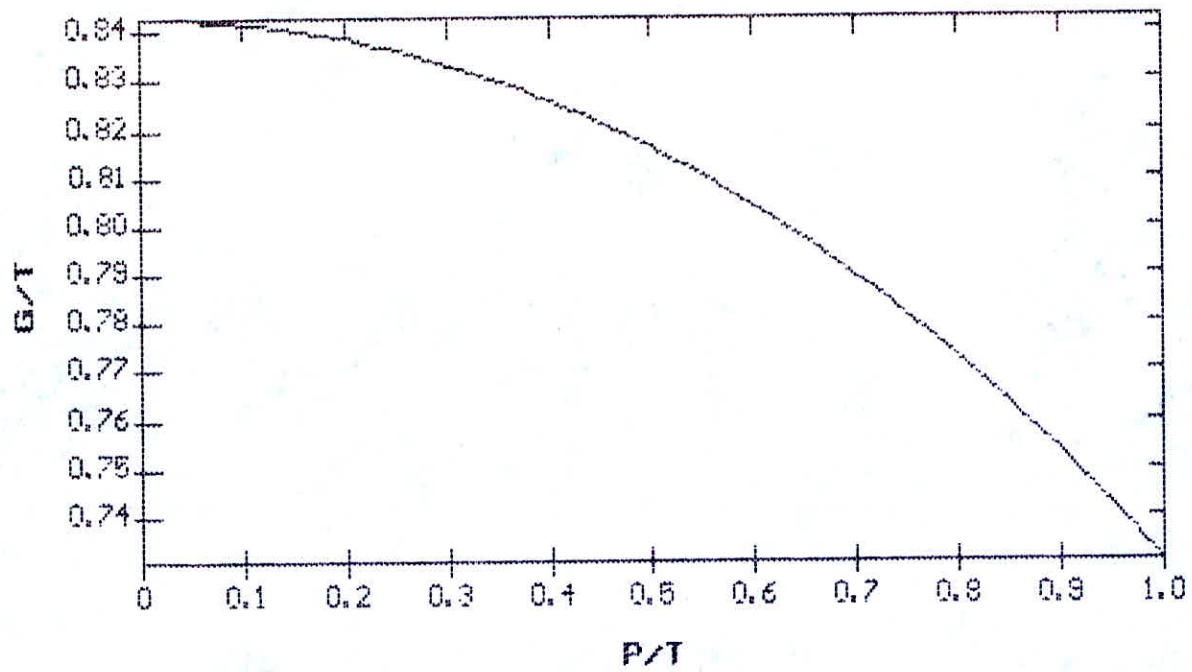


fig 46 : Courbe de variation théorique de G/T en fonction de P/T
pour $b/B=0.15$, $FT=0.15$ et $d/T=0.12$

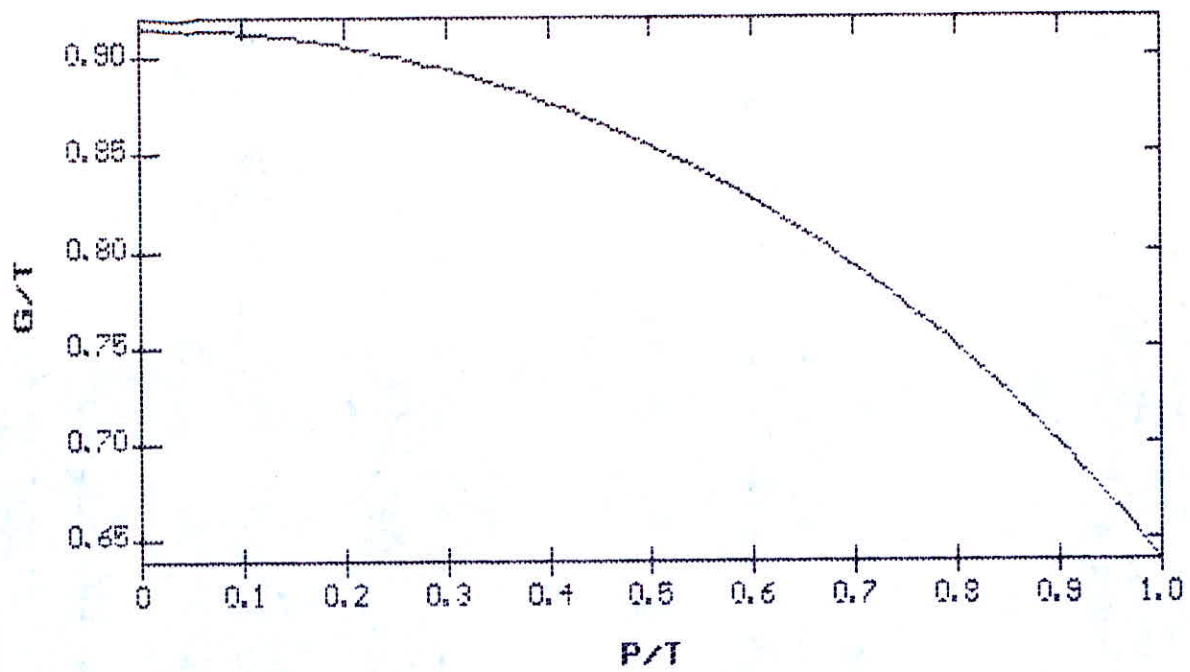


fig 47 : Courbe de variation théorique de G/T en fonction de P/T
pour $b/B=0.30$, $FT=0.15$ et $d/T=0.14$

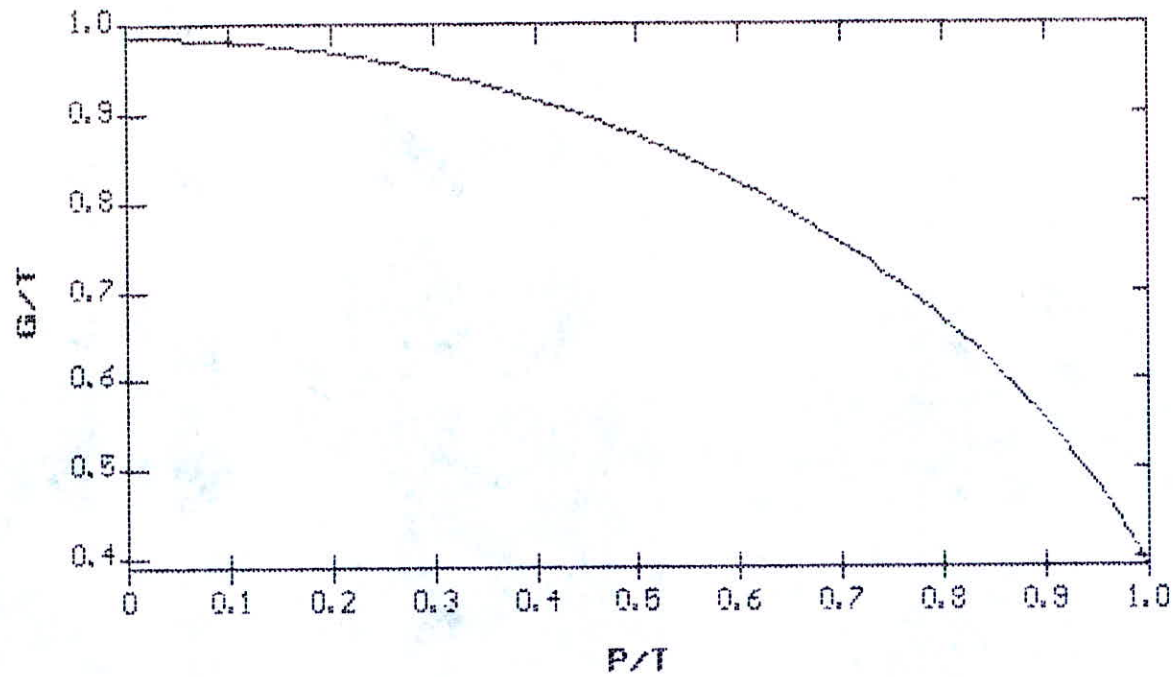


fig 48 : Courbe de variation théorique de G/T en fonction de P/T
pour $b/B=0.45$, $FT=0.15$ et $d/T=0.16$

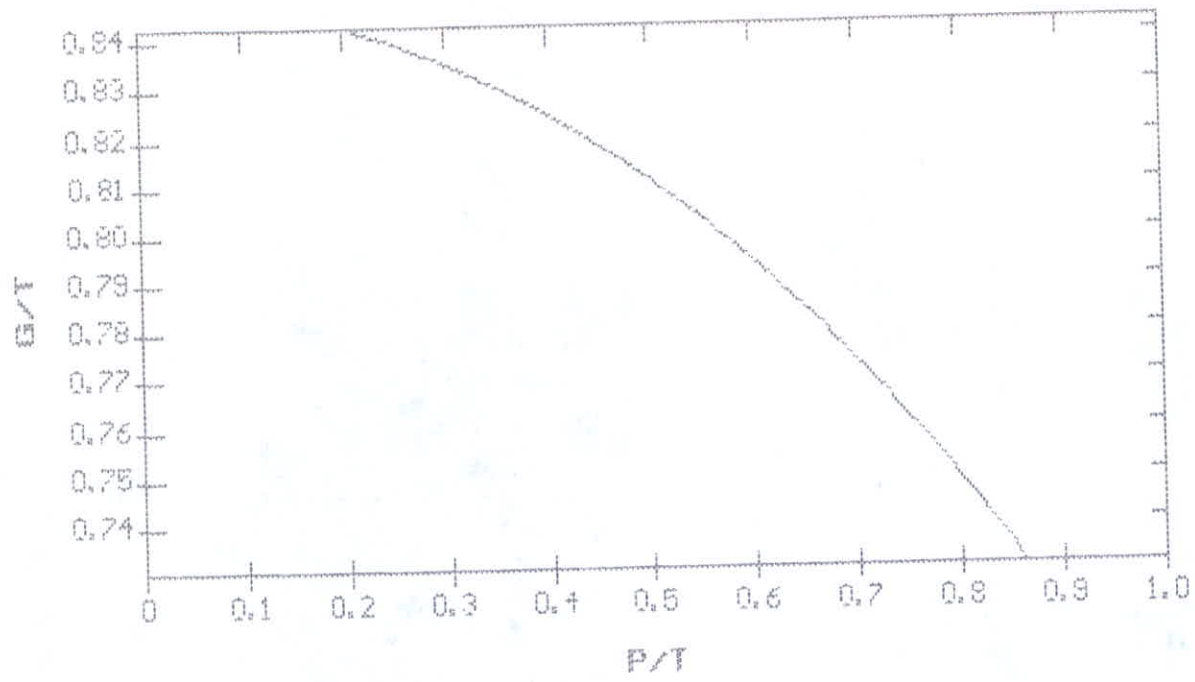


fig 49 : Courbe de variation théorique de G/T en fonction de P/T
pour $b/B=0.20$, $FT=0.15$ et $d/T=0.12$

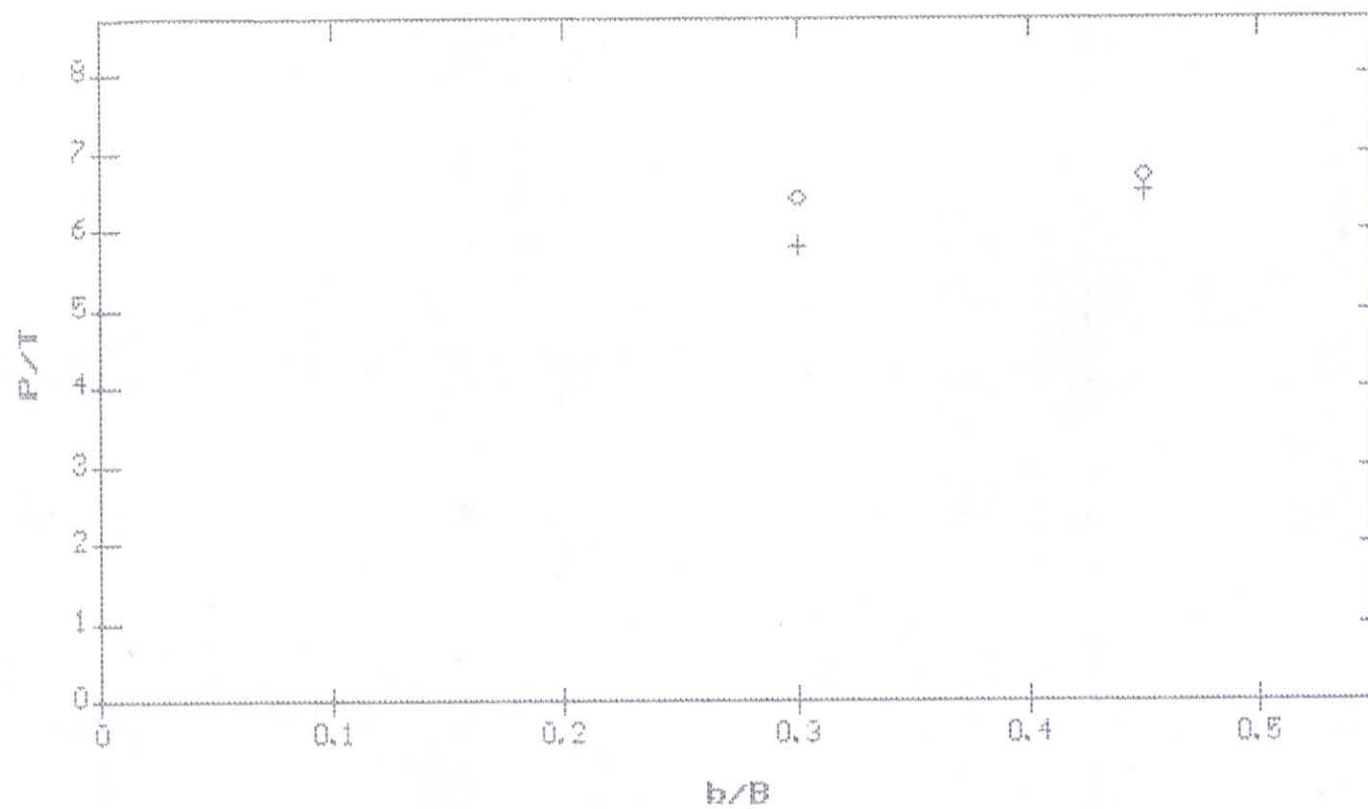


fig 50 : Variation de P/T en fonction de b/B et L_p/T pour $FT=0.133$

+ : pour $L_p/T=1.66$
 o : pour $L_p/T=3.21$

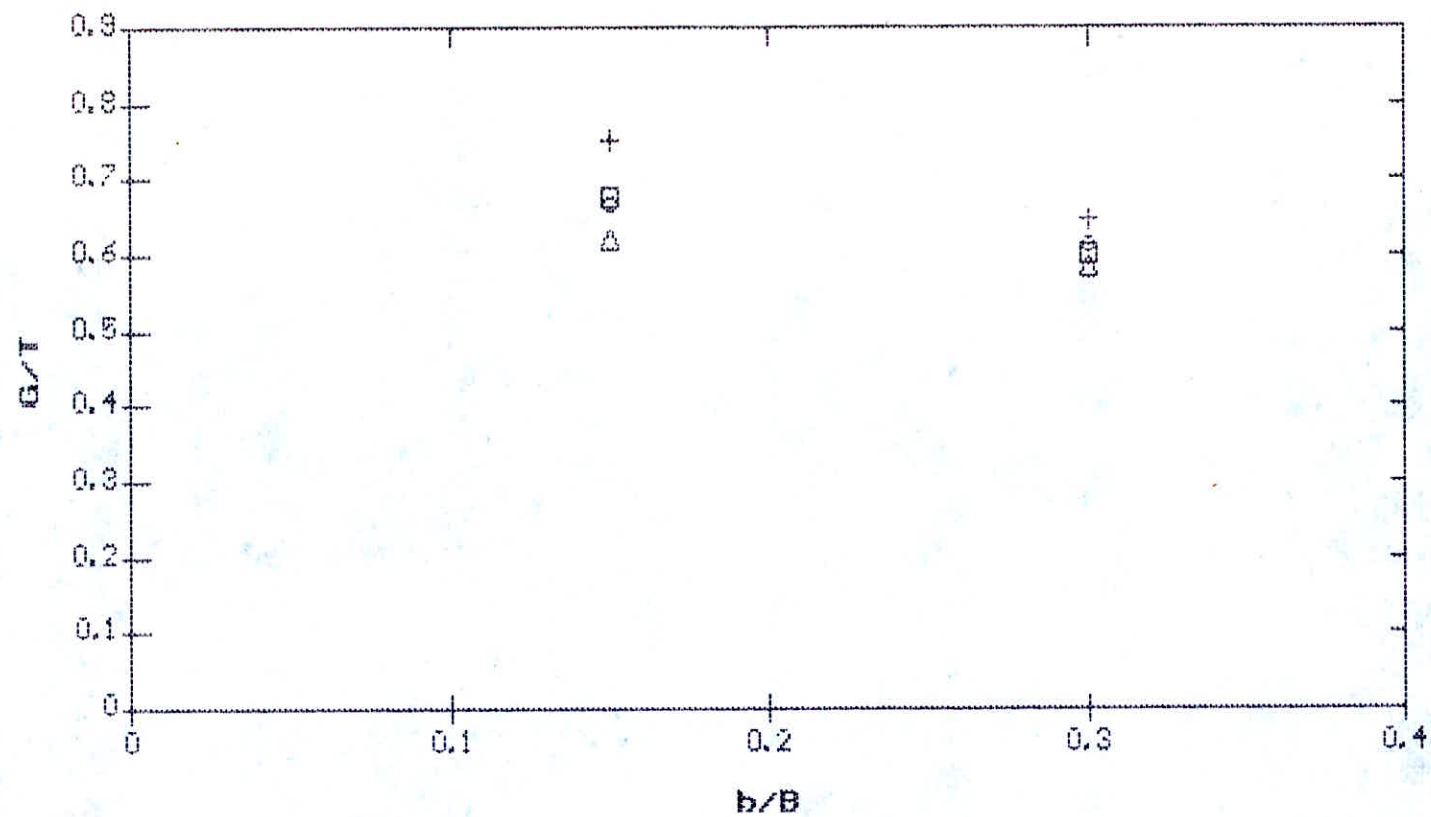


fig 51 : variation de G/T avec b/B pour $FT=0.1334$ et L_p/T

$+$: pour $L_p/T=1.66$
 o : pour $L_p/T=3.21$
 u : pour $L_p/T=4.71$
 Δ : pour $L_p/T=6.04$

Bibliographie

- [1]. S. BENMAMAR: " Etude de la distribution de la vitesse d'écoulement d'un fluide dans un ressaut hydraulique moyé " ENP. (1990).
- [2]. M. CARLIER: " Hydraulique générale et appliquée " ed. EYROLLES (1980).
- [3]. M. HUG " Mécanique des fluides appliquée " ed. EYROLLES (1975).
- [4]. N. RAJARATNAM " Submerged hydraulic jump " Journal of hydraulics division Proceeding of the A.S.C.E., 4, (1965)
- [5] R. SINNIGER et W. H. HAGER " Construction hydraulique " Ecoulements stationnaires Press polytechnique, Romande (1988).
- [6] C. D. SMITH " The submerged hydraulic jump in an abrupt expansion " Journal de recherches hydrauliques Volume 27, N° 2, 1989.

