

وزارة الجامعات
Ministère aux Universitaires

المدسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT: Genie Hydraulique

PROJET DE FIN D'ETUDES

SUJET

PROPOSITION D'UN CRITERE DE
SIMILITUDE POUR L'ETUDE EXPERI-
MENTALE DE LA FORMATION
DE VORTEX DANS LE CAS D'UNE
ASPIRATION HORIZONTALE

Proposé par :

M^r. BOUACHE

Etudié par :

GAFSI.M

Dirigé par :

M^{elle}. BENAMMAR Saida

PROMOTION :

«Juillet 91»

DEDICACES

Je dedie ce modeste travail à :

- Mes parents
- Mon frère Abbas
- Toute ma famille
- Mes amis , en particulier Zerrouki Riad (P.R)
M^r MAKHLOUFI M^{ed} , DJEDID MEBROUK , BENDELALA

REMERCIEMENTS

Au terme de cette modeste thèse, je tiens à exprimer ma profonde gratitude et mes vifs remerciements à M^{elle} BENAMMAR SAÏDA, mon promoteur, pour sa contribution à l'élaboration de ce travail et pour le soutien constant et ses directives fructueuses.

Mes remerciements vont également à :

. M^{elle} BENMILOUD et M^{elle} SAÏDI

. M^r FRITIH MOKHTAR, et M^r NEMOUCHI ALI

Je saisis également cette occasion pour exprimer mes remerciements à Messieurs :

. MERABTENE

. TCHAMBAZ

. BIRMAT

GRANDEURS, SYMBOLES ET DIMENSIONS

<u>Grandeurs</u>	<u>Symboles</u>	<u>Dimensions</u>
. Diamètres des conduites	D	cm
. longueur de la chambre	L	cm
. largeur de la chambre	e	cm
. longueur de la prise dans la chambre	X	cm
. hauteur d'eau (charge)	H	cm
. nombre de Froude	F	Sans dim
. nombre de Reynolds radial	R_R	Sans dim
. nombre de Weibre	W	Sans dim
. masse volumique	ρ	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
. viscosité cinématique	ν	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
. tension superficielle	σ	$\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$
. circulation de vitesse	Γ	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
. Poids spécifique	γ	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-4} \cdot \text{s}^{-2}$
. échelle géométrique	λ	Sans dim
. échelle des viscosités	λ_ν	Sans dim
. échelle des tensions superficielles	λ_σ	Sans dim
. échelle des vitesses	λ_v	sans dim
. échelle des densités	λ_ρ	Sans dim
. temps	t	s
. Volume	V	l/s

. coefficient de débit	m	Sans dim
. vitesses, accélération tangentielle	v_{θ}, v'_{θ}	$m \cdot s^{-1}, m \cdot s^{-2}$
. vitesse, accélération radiale	v_r, v'_r	$m \cdot s^{-1}, m \cdot s^{-2}$
. vitesse, accélération axiale	v_z, v'_z	$m \cdot s^{-1}, m \cdot s^{-2}$
. Composante de la vitesse suivant l'axe oz	w	$m \cdot s^{-1}$
. côtes d'un point	z, z_0	m
. coordonnéé cylindrique	z (avec $rad \theta$)	m, rad
. composante du vecteur tourbillon	ϵ, f, γ	
. taux de rotation (vitesse angulaire)	ω	s^{-1}
. vecteur vitesse de composante cartésiennes	$\vec{V} = [u, v, w]$	$m \cdot s^{-1}$
. composante de la vitesse suivant l'axe Ox	u	
. composante de la vitesse suivant l'axe Oy	v	
. Pression, pression motrice	p, p_0	$N \cdot m^{-2}$
. Pression atmosphérique	p_a	$N \cdot m^{-2}$
. débit volumique	Q, Q_1, Q_2	$m^3 \cdot s^{-1}$
. accélération de la pesanteur	g	$m \cdot s^{-2}$
. constantes	$\alpha, \Delta, k, k', a, a', a_1, a_2$	Sans dim
. trièdre de référence	$OXYZ$	
. submergence critique	Sc	m
. hauteur critique (charge critique)	H_c	m
. distance séparant l'axe de la conduite et le radier	c	m

SOMMAIRE

	Pages
INTRODUCTION	1
PREMIERE PARTIE	
CHAPITRE I : vortex de vidange	5
. INTRODUCTION	5
1. tourbillon et circulation	6
1.1. - définition du tourbillon	6
1.2. - tourbillon forcé et tourbillon libre	8
1.2.1 - tourbillon forcé	8
1.2.2 - tourbillon libre	9
1.3 - détermination de la circulation	12
1.4 - détermination des vitesses	14
1.5 - champ des pressions dans un vortex	19
1.6 - Constitution réelle d'un vortex	22
CHAPITRE II : Le vortex dans les stations de pompage	26
. INTRODUCTION	
. 2.1 - conception d'une station de pompage	27
. 2.1.1 - tracé general d'une station de pompage	27
2.1.2 - disposition des équipements d'aspiration	29
2.1.2.1 - disposition horizontale	29
2.1.2.1 - disposition verticale	29
2.2 - Analyse des phénomènes tourbillonnaires liés au fonctionnement d'une station de pompage	30

2.2.1 . origines des mouvements tourbillonnaires	30
2.2.1.1 . Dissymetrie de l'écoulement d'approche	30
2.2.1.2 . Discontinuités	31
2.2.1.3 . Développement de la couche limite	32
2.3 - Effets engendrés par les mouvements tourbillonnaires et les vortex	33
2.3.1 . Entraînement d'air par le vortex	33
2.3.1.1 . Description et causes	33
2.3.1.2 . Effets sur la pompe et le système d'installation	34
2.3.2 . tourbillons submergés : Ex: "torches"	34
2.3.2.1 . Description et causes	34
2.3.2.2 . Effets sur la pompe et le système d'installation	35
2.3.3 . Écoulement tourbillonnaires	36
2.3.4 . Aspiration troublée	37
2.3.5 . Déformation du diagramme de vitesse d'écoulement	38
2.4 . Amélioration des conditions d'écoulement	39
CHAPITRE III : SIMILITUDE DU PHENOMÈNE	40
3.1 . Différents lois de similitude	40
3.2 . Impossibilité de la réalisation d'une similitude complète	41
3.3 . choix du critère	45

CHAPITRE IV . Analyse dimensionnelle du phénomène 47

INTRODUCTION

- 4.1. Paramètres caractérisant le phénomène 47
- 4.2. Détermination du nombre de produits adim- 49
 dimensionnels
- 4.3. Détermination des nombres adimensionnels 50

DEUXIEME PARTIE

CHAPITRE V : ETUDE Experimentale	55
5.1. Dispositif général	55
5.2. Aspects des vortex d'aspiration	57
5.3. Moyens de mesures	59
-a - Mesure du débit	59
-b - Mesure des depressions	59
5.4. Canevas des experiences	59
5.4.1. Premiere serie d'experience	60
-a. schéma du modele	60
-b. Canevas de mesure	6
-c. visualisation	61
-α- depressions initiales	61
-β- vortex intermittent	61
5.4.2. Deuxieme Serie d'experiences	62
-a- Schema du modele	62
-b- canevas de mesure	64

- c. Visualisation	64
- α - depressions initiales	64
- β - Vortex intermittent	64
5.43. troisième Serie d'expériences	64
- a - Schema du modèle	64
- b - Canevas de mesures	65
- c. Visualisation	65
- α - depressions initiales	65
- β - Vortex intermittent	66
5.5. Mesures et analyses des résultats	67
5.6. Interprétations graphiques	71
CHAPITRE VI : Interprétation théorique des résultats expérimentaux	82
6.1. Détermination de la relation $\Delta H = f_1(Q)$ pour la depression initiale et le vortex intermittent	82
6.1.1. Première Serie d'expériences	82
6.1.2. Deuxième Serie d'expériences.	83
6.1.3. troisième Serie d'expériences	84
6.2. Détermination de la relation $\Delta H = f_2(Q)$ de la courbe enveloppe pour la depression initiale et le vortex intermittent	85
6.2.1. Première Serie d'expériences	85

.6.2.2. Deuxieme Serie d'experiences	86
.6.2.3. troisieme Serie d'experiences	87
CHAPITRE VII : Proposition d'un critère de similitude	88
7.1. Détermination d'un critère de similitude	88
7.2. Vérification de la relation de la similitude sur un prototype ($D_1 = 2,0 \text{ cm}$)	93
CONCLUSION GENERALE	95
ANNEXE : calcul d'erreurs sur les mesures des débits	98
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.	104

INTRODUCTION

Introduction :

Les prises habituellement utilisées pour fournir l'eau nécessaire aux besoins domestiques et industriels devraient être conçues de façon à apporter un minimum de perturbation à l'appareillage hydraulique et aux installations annexes.

Au cours des dernières années, une attention croissante a été apportée à la sûreté de leur fonctionnement et par suite des règlements de sécurité rigoureux ont été imposés. L'une des sources de perturbation est l'apparition, à la surface libre, de vortex avec ou sans noyau d'air, dont la présence peut entraîner dans les pompes, les turbines et les canalisations, une perte de rendement, de la cavitation et des vibrations. Ces installations sont le siège à la fois d'un écoulement à surface libre et sous pression, donc favorable à la formation de tourbillons. On définit le vortex comme un tourbillon qui prend naissance sous certaines conditions, dans un fluide en écoulement. Si le fluide considéré est un liquide, il résulte le plus souvent en un filament tourbillonnaire, capable d'entraîner dans son évolution des débris flottants. On parle d'un vortex aéré quand le filament devient un cône ouvert par lequel l'air peut être entraîné. Un vortex aéré aura comme effet la réduction du débit pompé et on note une diminution jusqu'à 15% pour un orifice quand le volume d'air entraîné correspond à 1%.

Le phénomène des vortex de surface libre est complexe et difficile

à décrire en détail ; sa structure n'est en aucune façon entièrement comprise, ni physiquement, ni analytiquement ; c'est pourquoi un modèle réduit a été et sera fréquemment utilisé :

- a) pour assurer le fonctionnement satisfaisant d'une prise et de ses installations annexes.
- b) pour trouver les mesures susceptibles d'éliminer les principales conditions indésirables de l'écoulement.

C'est presque devenu une routine, dans les grandes centrales, de faire une étude sur maquette (ci-après dénommée modèle) pour examiner les conditions d'écoulement dans la fosse de pompage et dans le canal d'aménée.

Il ya diverses forces qui régissent l'écoulement dans un vortex de surface libre, et il est impossible de les mettre toutes en jeu dans le modèle. Il est donc essentiel de déterminer l'importance de l'erreur commise en appliquant au prototype les résultats du modèle, cette erreur dépendant entièrement des conditions de similitude géométrique géométrique et dynamique qui auront été réalisées. L'échelle choisie pour le modèle joue un rôle très important dans l'interprétation des résultats.

Pour déterminer expérimentalement les conditions de similitude, il est donc nécessaire de comparer sur des modèles semblables, mais d'échelles différentes, les conditions de formation des vortex.

Cependant, comme il est impossible d'étudier le cas général qui n'existe pas en réalité, du fait de la multitude des configurations des stations

de pompage, nous avons choisi le cas de chambres rectangulaires en plan avec aspiration horizontale.

Dans ce but, nous avons confectionné un modèle, dont on a fait trois séries d'expériences avec trois diamètres différents ($D_1 = 2,0 \text{ cm}$, $D_2 = 1,5 \text{ cm}$, $D_3 = 1,0 \text{ cm}$) avec modification des dimensions de la chambre d'expérimentation suivant la loi de deux échelles linéaires $\lambda_{1,2}$ et $\lambda_{2,3}$, avec:

$$\begin{cases} \lambda_{1,2} = \frac{D_2}{D_1} = \frac{l_2}{l_1} = \frac{e_2}{e_1} = \frac{x_2}{x_1} \\ \lambda_{2,3} = \frac{D_3}{D_2} = \frac{l_3}{l_2} = \frac{e_3}{e_2} = \frac{x_3}{x_2} \end{cases}$$

x : représente la longueur de la prise dans la chambre d'expérimentation
 l, e : étant la longueur et la largeur de la chambre d'expérimentation
indices: 1, 2 et 3: représentent les paramètres géométriques de la première, deuxième et troisième série d'expériences respectivement.

L'analyse de fonctionnement sera menée en agissant sur:

- la longueur de la prise dans la chambre d'expérimentation: x
- le débit: Q
- la charge: H

A la lumière des développements sous-cités, notre étude se basera autour de deux parties principales:

- * Nous présentons, dans une première partie, les bases théoriques du phénomène et leur application aux cas d'installation de vidange.
- * Dans la deuxième partie, qui concerne l'étude expérimentale, nous établirons les paramètres hydrauliques et géométriques garantissant

un fonctionnement de la chambre exempt de :

- dépression initiale (étape initiale)
- vortex intermittent (étape critique)

La comparaison des résultats des essais sur les trois séries d'expériences servira à déterminer les conditions de similitude et à présenter une méthode de modélisation des vortex (étape initiale et l'étape critique)

CHAP: 1 VORTEX DE VIDANCE

Vortex de vidange

Introduction:

L'aspect théorique de ce problème a été abordé par plusieurs auteurs. Dans le cas présent, nous disposons des résultats des expériences sur le vortex d'EINSTEIN et HUON-LI [8], ces auteurs ont établi des équations permettant le calcul des conditions d'écoulement dans n'importe quel cas pratique.

Par conséquent, nous jugeons utile de reproduire, du point de vue théorique, l'une des parties de leur étude et de rechercher la possibilité de l'appliquer au cas du vortex de vidange, qui est certainement l'un des phénomènes les plus familiers à l'ingénieur hydraulicien. Nous pouvons l'observer lorsqu'à un écoulement à surface libre se superpose localement un écoulement en charge contrôlé par un orifice relativement étroit, disposé à une certaine profondeur. Sous certaines conditions (hauteur, débit, ...), la surface libre forme une dépression plus ou moins creusée, lorsque celle-ci s'étire vers le bas et atteint l'orifice, elle devient un cône éventuellement ouvert par lequel de l'air peut être entraîné, nous parlons alors de vortex aéré.

De ce fait, afin de résoudre le problème à trois dimensions, en réalité très complexe, les hypothèses simplificatrices suivantes seront adoptées :

- le vortex est stable
- l'axe du vortex est supposé coïncider avec l'axe OZ d'un système

de coordonnées cartésiennes.

- le réseau d'écoulement est supposé symétrique par rapport à l'axe du vortex (OZ)
- les composantes de la vitesse moyenne selon l'axe OZ sont supposées négligeables

1- Tourbillon de circulation:

1.1- Définition du tourbillon:

Le tourbillon d'un fluide est une quantité vectorielle de même nature qu'une vitesse angulaire, elle est définie par:

$$\text{Tourbillon } \omega = \text{rot } V = \nabla V$$

ou bien :

$$\text{rot } V = \varepsilon i + \eta j + \xi k$$

ε , η et ξ sont les composantes du vecteur tourbillon $\vec{\omega}$, tels que:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right]$$

$$\eta = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right]$$

$$\xi = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right]$$

u , v et w sont les composantes du vecteur vitesse \vec{V} par rapport aux axes fixes $Oxyz$

La signification physique du tourbillon se comprend mieux en imaginant la congélation brusque d'une petite sphère du fluide. Si l'élément solide qui en résulte possède une rotation, le fluide

est tourbillonnaire au point considéré.

Le vecteur $\vec{\omega}$ est appelé le vecteur tourbillon, sa valeur numérique est égale à la moitié du rotationnel de la sphère solide, tel que:

$$\vec{\omega} = \frac{1}{2} \text{rot } \vec{V}$$

Une ligne de tourbillon est définie comme étant une courbe tracée dans le fluide, de telle sorte que la tangente en chacun de ses points ait la même direction que le vecteur tourbillon au point considéré.

Les lignes de tourbillon passant par chacun des points d'une petite courbe fermée, forment un tube de tourbillon.

Pour un tube de tourbillon de faible section, on montre que le produit de la grandeur du tourbillon par la section droite du tube doit rester constante tout le long de ce dernier.

Le vecteur tourbillon est donc le vecteur de la rotation instantanée que prendrait la particule fluide considérée, si à cet instant, elle était brusquement solidifiée, la masse de liquide qui l'entoure étant anéantie.

Dans un écoulement quelconque, l'échange d'énergie entre les particules liquides nécessite l'existence des forces excentrées (frottements ou forces d'inertie), simultanément, de telles forces provoqueront une rotation élémentaire des particules, celle-ci caractérisée par le vecteur $\vec{\omega}$ se rencontrera donc chaque fois que l'écoulement considéré entraîne une dissipation d'énergie, ou une transformation de l'énergie

de la veine liquide en énergie mécanique ou inversement (turbines, pompes).

1.2. **T**ourbillon forcé et tourbillon libre :

1.2.1. Tourbillon forcé :

Comme son nom l'indique, il doit être créé et entretenu artificiellement par l'action d'une aube ou d'un agitateur. Des exemples pratiques du tourbillon forcé se rencontrent fréquemment (écoulement dans l'aube d'une pompe centrifuge opérant en circuit fermé dont la vanne de sortie est obturée, ou encore le mouvement qui a lieu dans la partie centrale d'un mélangeur).

Un tourbillon forcé peut être considéré comme un cas limite de l'écoulement rotationnel, ou encore de l'écoulement dont le fluide est tourbillonnaire.

Le tourbillon est défini mathématiquement comme suit :

$$\text{Tourbillon } \vec{\omega} = \text{rot } \vec{V} \quad (\text{I.1})$$

Dans le cas particulier du tourbillon forcé, le fluide est en rotation, comme un corps solide et chaque élément possède une vitesse angulaire Ω . Le tourbillon a donc pour valeur 2Ω

L'équation fondamentale de la statique des fluides permet d'écrire pour un fluide soumis à la seule action radiale :

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \rho r \Omega^2 \quad (\text{I.2})$$

En intégrant cette dernière équation, on obtient la répartition de pression dans un tourbillon forcé :

$$\frac{P - P_0}{\rho} = \frac{1}{2} \Omega^2 r^2 - g(z - z_0) \quad (I.3)$$

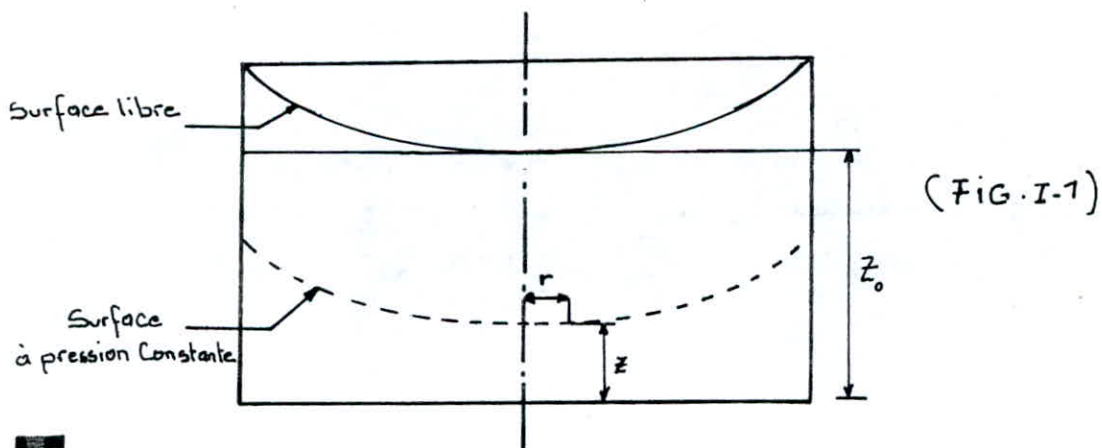
et l'on voit que les surfaces d'égales pressions sont des paraboloides de révolution (cf. fig. I-1)

On déduit de l'équation (I.3) que la pression totale (théorème de Bernoulli) d'un tourbillon forcé est égale à :

$$\frac{P}{\rho g} + \frac{v^2}{2g} + z = \frac{P_0}{\rho g} + \frac{\Omega^2 r^2}{g} + z_0 \quad (I.4)$$

La pression croit, par conséquent, avec le rayon (r).

Un tel écoulement ne peut ni prendre naissance, ni survivre de lui-même.



1.2.2. Tourbillon libre :

Un tourbillon est en effet un cas particulier du mouvement irrotationnel. Une particule sphérique de fluide gelée tout d'un coup, ne sera pas animée d'un mouvement de rotation autour de son

axe propre.

On a des exemples pratiques de tourbillon libre avec le remous de l'eau, il en est de même façon très approchée pour la partie extérieure de l'écoulement d'un mélangeur, ou l'écoulement dans la volute d'une pompe centrifuge, dans ces deux exemples, cependant l'écoulement est modifié par la présence de frottements sur les parois.

Les données dans le cas d'un tourbillon libre, sont totalement différentes: la pression totale y est uniforme en différenciant l'équation de Bernoulli par rapport au rayon, on obtient:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial r} = 0 \quad (I.5)$$

La pression totale étant constante, le long d'un rayon, sachant que:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\rho v^2}{r} \quad (I.6)$$

d'où l'équation devient:

$$\frac{v}{r} + \frac{\partial v}{\partial r} = 0 \quad (I.7)$$

c'est à dire:

$$v \cdot r = \text{constante} = c$$

En d'autres termes, dans un tel cas, la quantité de mouvement angulaire est constante (FIG. I.2)

Pour avoir la distribution de pression dans un tourbillon libre, il suffit d'intégrer le gradient radial de pression:

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \frac{\rho v^2}{r} = \rho \frac{c^2}{r^3} \quad (I.8)$$

d'où :

$$\frac{P - P_0}{\rho} = g(z - z_0) - \frac{c^2}{2r^2} \quad (I.9)$$

et la surface libre est obtenue pour :

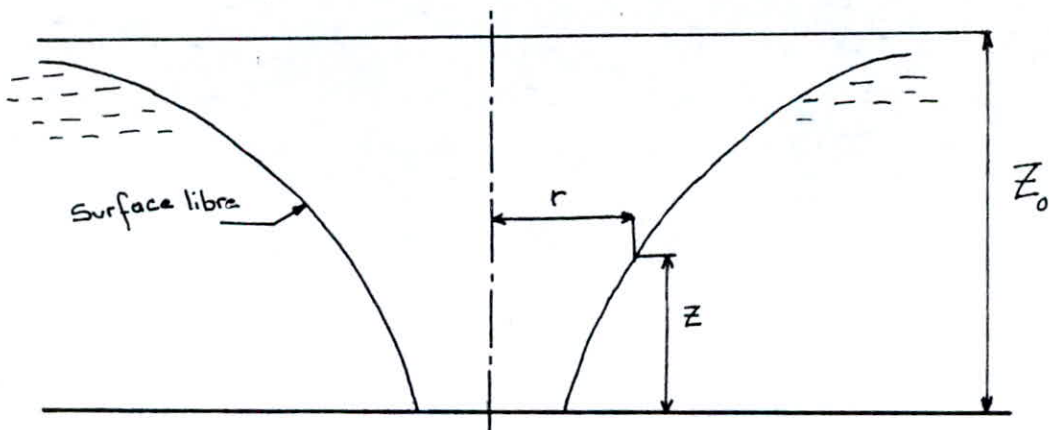
$$P = P_0 = \text{Pression atmosphérique}$$

c'est à dire :

$$z = z_0 - \frac{c^2}{2gr^2} \quad (I.10)$$

La pression totale (théorème de Bernoulli) par définition constante pour un tourbillon libre, est donnée par l'expression :

$$\frac{P}{\rho g} + \frac{v^2}{2g} + z = \frac{P_0}{\rho g} + \frac{v^2}{2g} - \frac{c^2}{2gr^2} + z_0 = \frac{P_0}{\rho g} + z_0 \dots (I.11)$$



(FIG. I. 2)

elle est donc égale à la pression totale de la surface libre à une grande distance du centre du tourbillon. La forme de la surface libre a l'allure indiquée ci-dessus (FIG. I. 2)

1.3- Détermination de la circulation :

On appelle circulation (Γ) du vecteur vitesse \vec{V} le long d'un contour fermé quelconque (L) tracé dans le fluide dont l'élément d'arc est $d\vec{S}$, l'intégrale curviligne du produit scalaire $\vec{V} \cdot d\vec{S}$ tel que :

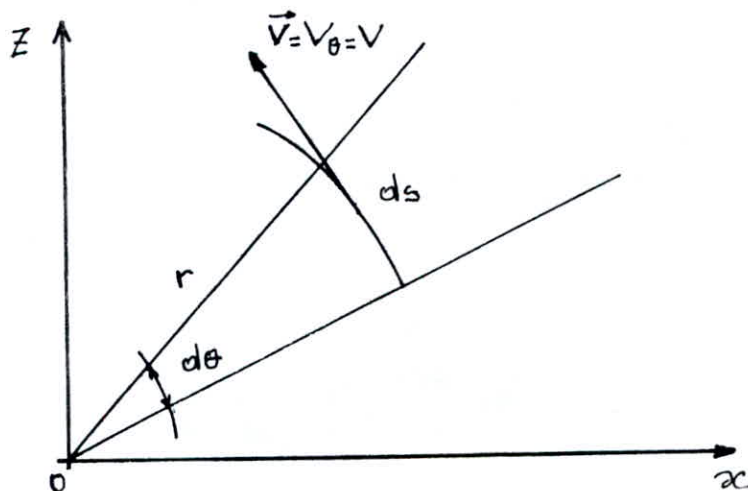
$$\Gamma = \oint \vec{V} \cdot d\vec{S} \quad (\text{I.12.a})$$

ou encore :

$$\Gamma = \oint (u dx + v dy + w dz) \quad (\text{I.12.b})$$

La circulation Γ varie avec le chemin suivi, mais si l'expression : $u dx + v dy + w dz$ est une différentielle totale exacte, Γ ne dépend plus que des points extrêmes et non du chemin suivi entre ceux-ci. Dans ce cas, la circulation le long d'un contour fermé est nulle.

Supposons maintenant que dans un plan d'écoulement à deux dimensions Ox et Oz , les lignes de courant sont des cercles concentriques de centre O .



(FIG. I.3)

La vitesse en un point ne dépend que de la distance (r) de ce point au centre O . (FIG. I.3)

Considérons donc dans ce plan une particule animée de la seule vitesse circonférentielle $\vec{V} = v$ sur un élément de courbe (ds) de la circonférence considérée de rayon (r) autour de l'axe du vortex (OZ)

D'après l'équation on a :

$$\Gamma = \oint v ds \quad (\text{I.12.a})$$

avec :

$$ds = r d\theta$$

(ds) étant un élément de courbe de la trajectoire considérée; la circulation totale autour d'une circonférence concentrique de longueur égale à 2π est :

$$\Gamma = \int_0^{2\pi} v \cdot r d\theta = v \cdot r \int_0^{2\pi} d\theta = 2\pi r \cdot v = 2\pi r \cdot v \quad (\text{I.12.c})$$

Comme la vitesse circonférentielle (v) reste constante le long d'une même courbe de rayon (r) entourant l'axe de rotation; la circulation est aussi constante, et prend la forme suivante :

$$\Gamma = 2\pi r \cdot v = 2\pi R = \text{constante} \quad (\text{I.12.d})$$

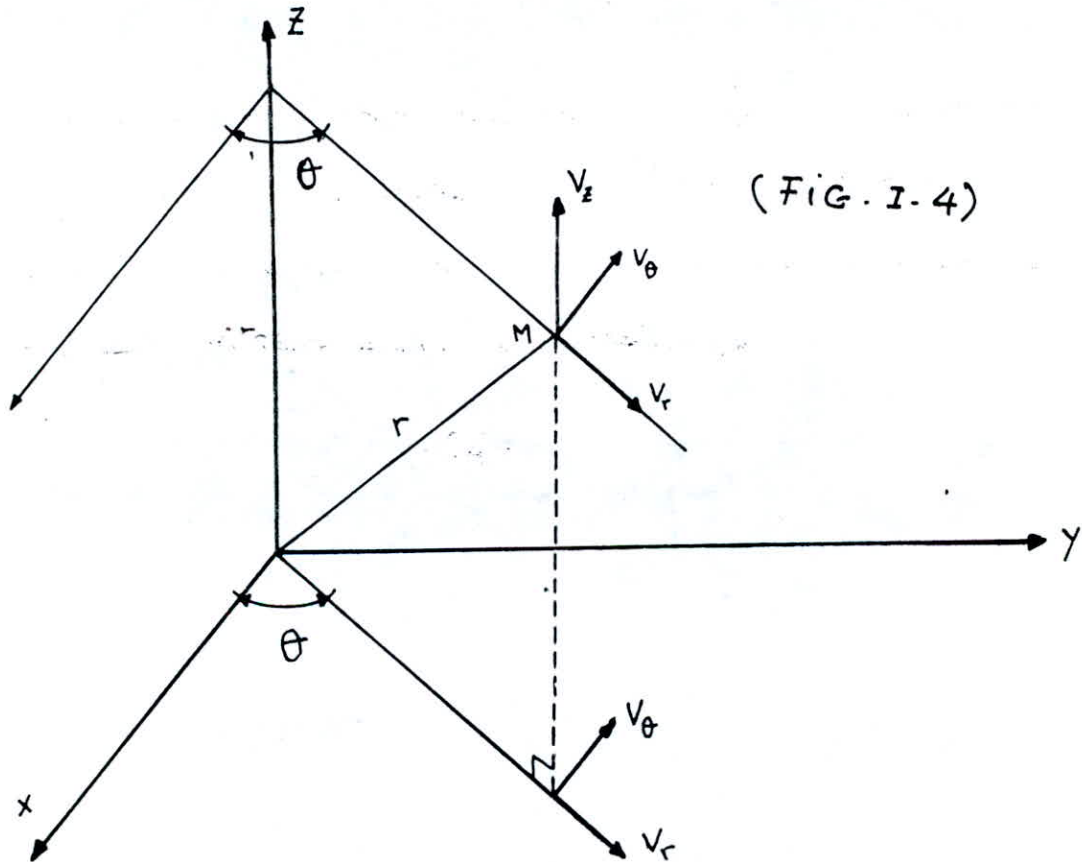
avec :

$$k = r \cdot v_\theta \quad (I.12.e)$$

1.4- Détermination des vitesses :

Le mouvement de rotation considéré étant à symétrie de révolution, nous utiliserons donc des coordonnées cylindriques que nous commencerons tout d'abord par définir :

Considérons un point quelconque M de l'écoulement déterminé par ces coordonnées (r, θ, z) (FIG. I.4)



(FIG. I.4)

z : distance prise parallèlement à l'axe de rotation du vortex

r, θ : coordonnées polaires dans le plan de cote z .

Les composantes de la vitesse \vec{V} en ce point sont alors :

$$\vec{V}_z = \frac{dz}{dt} : \text{vitesse dans la direction } (Oz)$$

$\vec{V}_\theta = r \frac{d\theta}{dt}$: vitesse suivant la perpendiculaire au plan méridien de M

$\vec{V}_r = \frac{dr}{dt}$: vitesse selon la direction du rayon vecteur du point M.

Enfin, les composantes de l'accélération sont :

$$V'_r = \frac{D'V_r}{Dt} \quad , \quad V'_\theta = \frac{D'V_\theta}{Dt} \quad , \quad V'_z = \frac{D'V_z}{Dt}$$

Avec ces notations, introduisons les équations de Navier - Stokes qui s'écrivent comme suit :

$$\left. \begin{aligned} (a) \quad \frac{D'V_r}{Dt} - \frac{V_\theta^2}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} (P + \gamma R) + \nabla^2 V_r - \frac{V_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} \\ (b) \quad \frac{D'V_\theta}{Dt} + \frac{V_r V_\theta}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (P + \gamma R) + \nabla^2 V_\theta + \frac{2}{r^2} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} - \frac{V_\theta}{r^2} \\ (c) \quad \frac{D'V_z}{Dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (P + \gamma R) + \nabla^2 V_z \end{aligned} \right\} \text{(I.13)}$$

En mettant en jeu les opérateurs suivants :

$$\frac{D'}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + V_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (\text{dérivées particulières})$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (\text{Laplacien})$$

Ces équations sont générales, elles définissent le mouvement d'un liquide réel.

D'autre part, introduisons la loi de la conservation de la masse pour un fluide permanent incompressible (la masse spécifique étant constante), celle-ci s'exprime par la relation suivante :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r V_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0 \quad (I.14)$$

En ce qui concerne, la composante radiale (V_r) de la vitesse, on peut admettre l'hypothèse suivante :

- La variation de profondeur consecutive à l'abaissement de la surface libre, lorsque r décroît, est petite vis à vis de la profondeur totale, et peut donc être négligée dans le calcul de la composante (V_r).
- Le fluide est supposé parfait, sa viscosité cinématique (ν) est nulle.
- L'écoulement est plan, la composante V_z de la vitesse suivant l'axe de rotation est négligée.
- Les composantes radiales (V_r) et tangentielles (V_θ) sont fonction du rayon (r) seulement.

D'après toutes ces considérations, les équations de Navier-Stokes se résument comme suit :

$$\left. \begin{aligned} \frac{D'V_r}{Dt} - \frac{V_\theta^2}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} (P + \gamma R) \\ \frac{D'V_\theta}{Dt} + \frac{V_r V_\theta}{r} &= -\frac{1}{r} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \theta} (P + \gamma R) \\ \frac{D'V_z}{Dt} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (I.15)$$

de même, l'équation de continuité devient :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} = 0 \quad (I.16)$$

En éliminant toutes les dérivées par rapport au temps t , θ et z , ce qui correspond à un écoulement défini par les limites d'applications précédentes :

Nous obtenons le système suivant :

$$\left. \begin{array}{l} (a) \quad v_r' - \frac{v_\theta^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} (p + \gamma R) \\ (b) \quad v_\theta' + \frac{v_r v_\theta}{r} = 0 \\ (c) \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot v_r) = 0 \end{array} \right\} (I.17)$$

D'après l'équation (b) du système (I.13)

$$v_r' = \frac{Dv_r}{Dt} = v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_r^2}{2} \right)$$

$$v_\theta' = \frac{Dv_\theta}{Dt} = v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r}$$

En remplaçant ces deux valeurs dans le système (I.17) il vient :

$$\left. \begin{array}{l} (a) \quad -v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} (p + \gamma R) \\ (b) \quad v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_r v_\theta}{r} = 0 \\ (c) \quad \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot v_r) = 0 \end{array} \right\} (I.18)$$

Par intégration des deux dernières équations du système (I.18) on obtient :

$$r v_\theta = \text{constante} \quad (I.19)$$

De la même façon, l'équation $\frac{\partial(r v_r)}{\partial r} = 0$, donne :

$$r \cdot v_r = \text{constante} \quad (1.20)$$

Cette dernière équation coïncide avec l'hypothèse d'un débit constant à travers toutes les surfaces cylindriques concentriques. Elle montre aussi que la totalité du débit radial passe à travers toutes les surfaces cylindriques concentriques successives. Dans tous les cas où $v_r \neq 0$, l'équation (1.19) fournit les vitesses de rotation v_θ en fonction du rayon (r) et l'équation (1.19.a) du système peut servir à prévoir la forme de la surface libre.

$\frac{\partial}{\partial r}(p + \gamma h)$ est la pente de la surface libre en direction du rayon (r) l'équation (1.19) peut s'écrire :

$$r \cdot v_\theta = k \quad (1.21)$$

Elle caractérise une constante appelée "constante giratoire". De ce fait les composantes de la vitesse deviennent :

$$v_\theta = \frac{k}{r} \quad \text{et} \quad v_r = \frac{k}{r} \quad (1.22)$$

Remarquons que ces deux vitesses sont indépendantes de l'angle θ , ce qui caractérise un écoulement giratoire. La vitesse méridienne \vec{V}_m est la composante de \vec{V} située dans le plan méridien, elle est donc définie par l'égalité vectorielle :

$$\vec{V}_m = \vec{V}_r + \vec{V}_z$$

Celle-ci est aussi indépendante de (θ) .

Un tel écoulement est réalisé entre des parois de révolution présentant les mêmes propriétés dans tous les plans méridiens passant par l'axe de révolution.

Les particules qui, à un instant donné, se trouvent sur un même parallèle (c'est à dire ayant les mêmes coordonnées r et z) restent pendant tout leur mouvement sur une même surface de révolution qui ne dépend ni de (R) , ni de (θ) .

D'autre part, comme la vitesse tangentielle en un point est inversement proportionnelle à la distance (r) de ce point à l'axe, on en déduit que :

- loin de l'axe où $(r = \infty)$, cette vitesse est nulle.
- sur l'axe où $(r = 0)$, elle devient théoriquement infinie, ce qui est physiquement impossible. Dans ce cas, l'axe (OZ) du mouvement constitue une ligne singulière de l'écoulement, puisque la vitesse y est indéterminé ; c'est un tube de tourbillon.

1.5. Ramp des pressions dans un vortex :

Le liquide considéré étant non visqueux, l'équation de Bernoulli s'écrit :

$$H = z + \frac{p}{\gamma} + \frac{v^2}{2g} \quad (1.23)$$

L'équation fondamentale de la statique des fluides est :

$$\frac{1}{\rho} dP = X dx + Y dy + Z dz \quad (I.24)$$

permet d'écrire pour un fluide soumis à la seule action de la pesanteur (FIG. I.2) suivant un axe (OZ) vertical orienté positivement vers le haut (les composantes suivant les axes OX et OY étant nulles).

$$\frac{1}{\rho} dP = Z dz \quad (I.24.a)$$

$$\text{Comme } Z = -g \Rightarrow \frac{1}{\rho} dP = -g dz \quad (I.24.b)$$

d'où :

$$dP = -\rho g dz \quad (I.24.c)$$

Si γ est le poids volumique du fluide tel que : $\gamma = \rho g$
alors :

$$dP + \gamma dz = 0 \quad (I.25.a)$$

$$\text{Par intégration : } P + \gamma Z = \text{constante} \quad (I.25.b)$$

On pose :

$$P + \gamma Z = P_0 \quad (I.25.c)$$

P_0 est la pression motrice, elle tient compte de la pression proprement dite, et de l'influence du poids du liquide.

Trop loin de l'axe (OZ), là où V_θ est nulle, la pression motrice (FIG. I.5) est donnée par :

$$P_0 = P_\infty$$

d'où, en remplaçant dans l'équation de Bernoulli avec :

$$V = V_{\theta} = \frac{R}{r}$$

l'énergie mécanique totale ou charge devient :

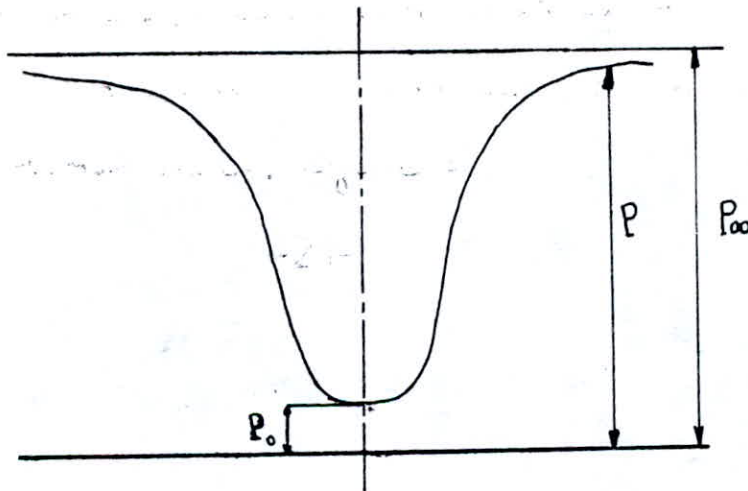
$$H = Z + \frac{P_0 - \gamma Z}{\gamma} + \frac{V_{\theta}^2}{2g}$$

d'où :

$$H = \frac{P_0}{\gamma} + \frac{V_{\theta}^2}{2g} = \frac{P_{\infty}}{\gamma}$$

En définitif, la relation entre la pression et la distance à l'axe (r), s'établit comme suit :

$$P_0 = P_{\infty} - \frac{\gamma V_{\theta}^2}{2g} \quad (\text{I.26})$$



(FIG. I-5)

Deux cas se présentent :

* Premier cas :

Pour une certaine quantité décroissante de (r) appartenant au domaine $]0, +\infty[$, cette pression va diminuer jusqu'à s'annuler pour une valeur limite de (r) égale à :

$$r = R \sqrt{\frac{P}{2\rho g}}$$

* Deuxième cas :

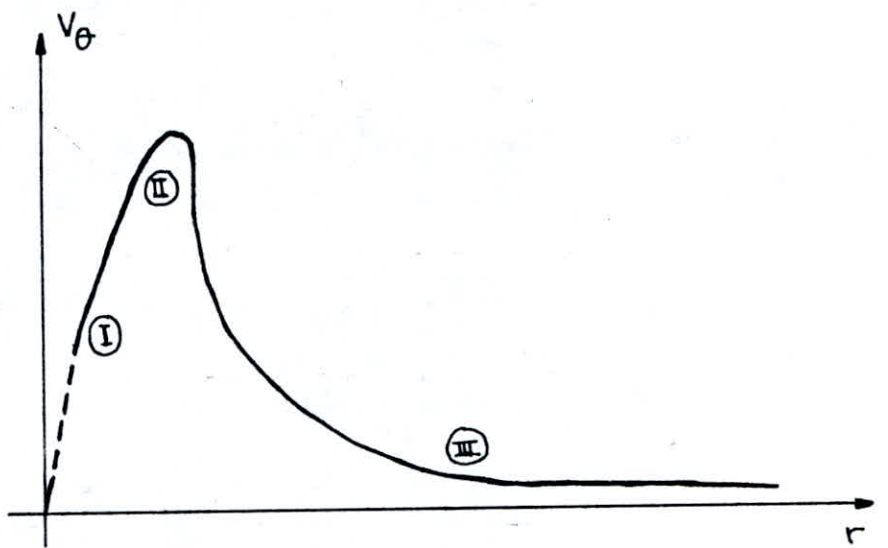
Lorsque le point considéré se rapproche indéfiniment de l'axe, la pression devient infiniment petite et négative.

Or la pression dans un liquide étant, sauf précautions exceptionnelles, toujours positive, nous nous trouvons encore ici devant une impossibilité physique.

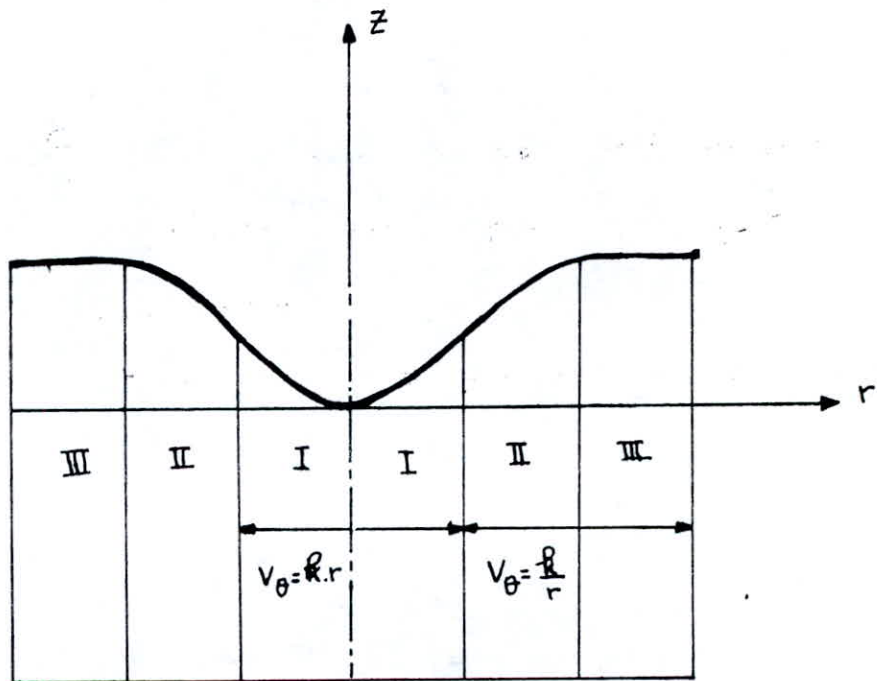
1.6. Constitution réelle d'un vortex :

Supposons le cas d'une vidange gravitaire d'un liquide contenu dans un réservoir (de dimensions relativement petites à l'égard de la hauteur d'eau) ; dont le fond horizontal est percé d'un orifice centré.

Créons un mouvement giratoire d'axe vertical, l'étude de la distribution de la vitesse tangentielle (V_θ) en fonction de (r) (FIG-1.6) ainsi que l'évaluation du processus de déformation de la surface libre grâce à la méthode chronophotographie de particules d'aluminium en suspension dans l'eau, ont permis de mettre en évidence trois domaines différentes dans le fluide en rotation (FIG-1.7)



(fig. I.6)



(fig. I.7)

* Dans le domaine (III), le plus éloigné de l'axe, l'écartement est irrrotationnel, la vitesse varie en raison inverse de la distance à l'axe z (FIG. I.7) : tel que : $v_{\theta} \cdot r = R$

La pression totale est constante et est donnée par l'expression :

$$z + \frac{p}{\rho} + \frac{V_\theta^2}{2g} = E = \text{constante}$$

Elle indique que toutes les particules possèdent la même quantité d'énergie.

Dans cette zone qui est la plus éloignée de l'axe $\text{rot}\vec{V} = 0$, ce qui signifie que le vecteur tourbillon $\vec{\omega}$ est nul en tout point sauf à l'origine "0", c'est à dire en tout point de l'écoulement non situé sur l'axe (z)

* Dans le domaine (I), le plus rapproché de l'axe, le liquide tourne comme un solide, la vitesse variant proportionnellement à la distance (r) à l'axe (la forme OA de la méridienne de surface est un arc de parabole).

Dans cette zone qui est la plus rapprochée de l'axe : $\text{rot}\vec{V} \neq 0$, ce qui implique l'existence d'un vecteur tourbillon égal à la moitié du rotationnel : $\vec{\omega} = \frac{1}{2} \text{rot}\vec{V}$ où $\text{rot}\vec{V} \neq 0$.

Par ailleurs, la viscosité du liquide provoque dans la partie axiale de l'écoulement où le gradient radial des vitesses est élevé, la production d'un noyau à axe vertical tournant en bloc, c'est à dire qu'à une distance (r) de l'axe, la vitesse est :

$$V_\theta = k \cdot r$$

Dans cette zone, l'écoulement est rotationnel et non plus giratoire et le tourbillon créé dans ce domaine (I) est appelé "vortex forcé"; c'est un cas limite de l'écoulement rotationnel.

* Dans le domaine (II), la variation de la vitesse circonférentielle en fonction de (r) passe par un maximum et la meridiennne de la surface libre est un arc qui raccorde les deux précédentes et qui présente ainsi un point d'inflexion.

CHAP 2 LE VORTEX DANS LES STATIONS DE POMPAGE

Vortex dans les stations de pompage

Introduction:

Les schémas d'adduction d'eau à des fins domestiques, d'irrigation ou pour des besoins industriels comportent souvent des stations de pompage.

Celles-ci constituent une jonction entre les systèmes d'adduction et de refoulement; leur fonctionnement est sous l'influence des conditions à l'arrivée dans le bassin de stockage appelé chambre d'aspiration.

Ces installations étant le siège d'un écoulement à surface libre dans la chambre et d'un écoulement en charge dans les conduites d'aspiration d'une part et fonctionnant sous une faible hauteur d'eau, d'autre part, sont favorable à des écoulements tourbillonnaires incluisant un danger potentiel de formation de vortex et d'autres anomalies dans l'écoulement à l'intérieur de la chambre et dans les prises d'eau.

L'une des exigences hydrauliques requises pour une station de pompage, réside en un écoulement uniforme aussi bien dans la chambre qu'à l'entrée de l'orifice d'aspiration, exigence difficilement réalisable en raison des dissymétries des limites géométriques.

De plus, les vortex observés dans les chambres d'aspiration sont caractérisés par une double instabilité spatiale et temporelle.

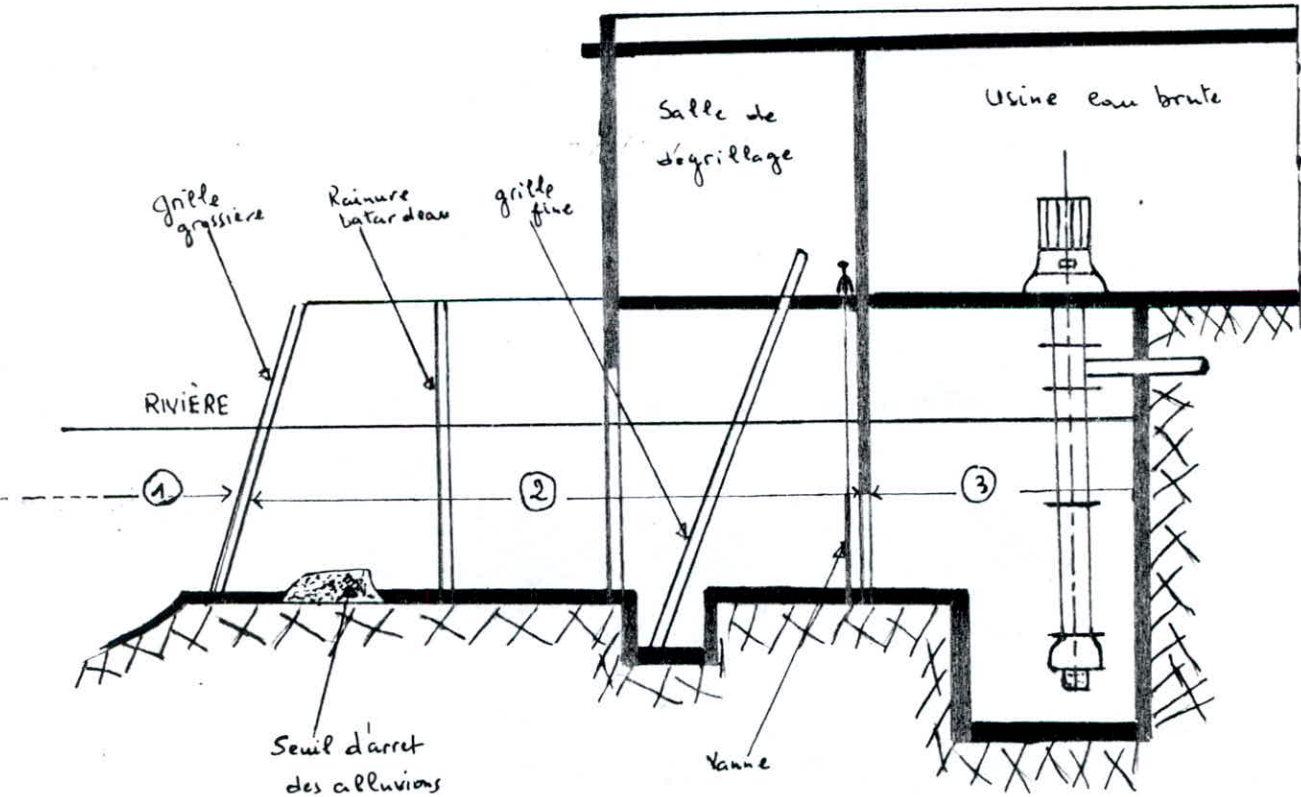
Devant la complexité des phénomènes, l'étude expérimentale reste donc le seul moyen permettant de déterminer les conditions de formation des vortex et les lois nécessaires pour dimensionner les installations en vraie grandeur.

2.1 - Conception d'une station de pompage :

2.1.1 - Tracé général d'une station de pompage :

La conception d'une station de pompage varie selon les conditions et les exigences de l'exploitation.

La figure (II.1) montre le schéma-type composé de trois zones



(FIG. II.1)

* Zone une : l'alimentation :

Elle constitue l'arrivée de l'eau à la station, celle-ci pouvant se faire, soit à surface libre (canal), soit par l'intermédiaire d'une conduite.

* Zone deux : Zone d'approche :

C'est une avant-chambre de dimensions réduites terminée à l'aval par des dispositifs tels que : grilles pour la stabilisation de l'écoulement et pour la rétention d'éléments solides amenés par les eaux chargées, écrans munis de vannes permettant l'alimentation de la chambre.

* Zone trois : chambre d'aspiration :

La configuration géométrique interne est simple, généralement de forme rectangulaire ou carrée facilitant ainsi l'exécution et réduisant les coûts de génie civil.

Afin de créer une répartition donnée de débit entre les pompes et de réduire les mouvements tourbillonnaires, il est prévu parfois des cloisons divisant la chambre en plusieurs cellules indépendantes.

2.12 Disposition des équipements d'aspiration :

L'aspiration est assurée par l'intermédiaire de courtes conduites horizontales ou verticales permettant de dégager deux types de dispositions possibles.

2.1.2.1- Disposition Horizontale:

Celle-ci est généralement adoptée pour les pompes dites de surface par opposition à celles de profondeur équipant les forages, le moteur d'entraînement et la pompe sont montés horizontalement sur le même axe.

L'aspiration peut se faire à l'aide d'une conduite à axe vertical plongeant dans la chambre ou bien à travers un orifice pratiqué dans la paroi arrière de la chambre, et le groupe motopompe est placé dans une niche proche à la chambre.

L'aspiration dans le premier cas cité est dite en dépression, dans le cas contraire, l'aspiration est dite en charge.

L'entretien de la pompe est ainsi aisé, mais l'installation nécessite des ouvrages de génie civil supplémentaires importants (massif de béton, niche, ...).

2.1.2.2- Disposition verticale:

Deux variantes peuvent être rencontrées dans ce cas : soit que le moteur d'entraînement est disposé en surface et la pompe immergée directement dans la chambre ou placée dans une niche, soit que le groupe motopompe est entièrement immergé. Cette disposition présente plusieurs avantages par rapport à la précédente:

- encombrement moindre
- diminution de pertes de charge à l'aspiration
- travaux de génie civil moins onéreux.

- inutilité de l'opération d'amorçage
- possibilité d'apporter des roues supplémentaires à la pompe sans
 - risque de flexion de l'arbre
- entretien réduit

Le seul inconvénient est d'assurer un parfait centrage de l'arbre pour éviter toute vibration, par voie de conséquence. En cas de réparation, le temps d'intervention et d'immobilisation risque d'être assez long.

2.2. **A** Analyse des phénomènes tourbillonnaires

2.2.1. liés au fonctionnement d'une station de pompage:

Origine des mouvements tourbillonnaires:

Les tourbillons, en général, associés ou non à des vortex apparaissant à l'entrée de la conduite d'aspiration, ont tous leur source dans l'écoulement d'approche.

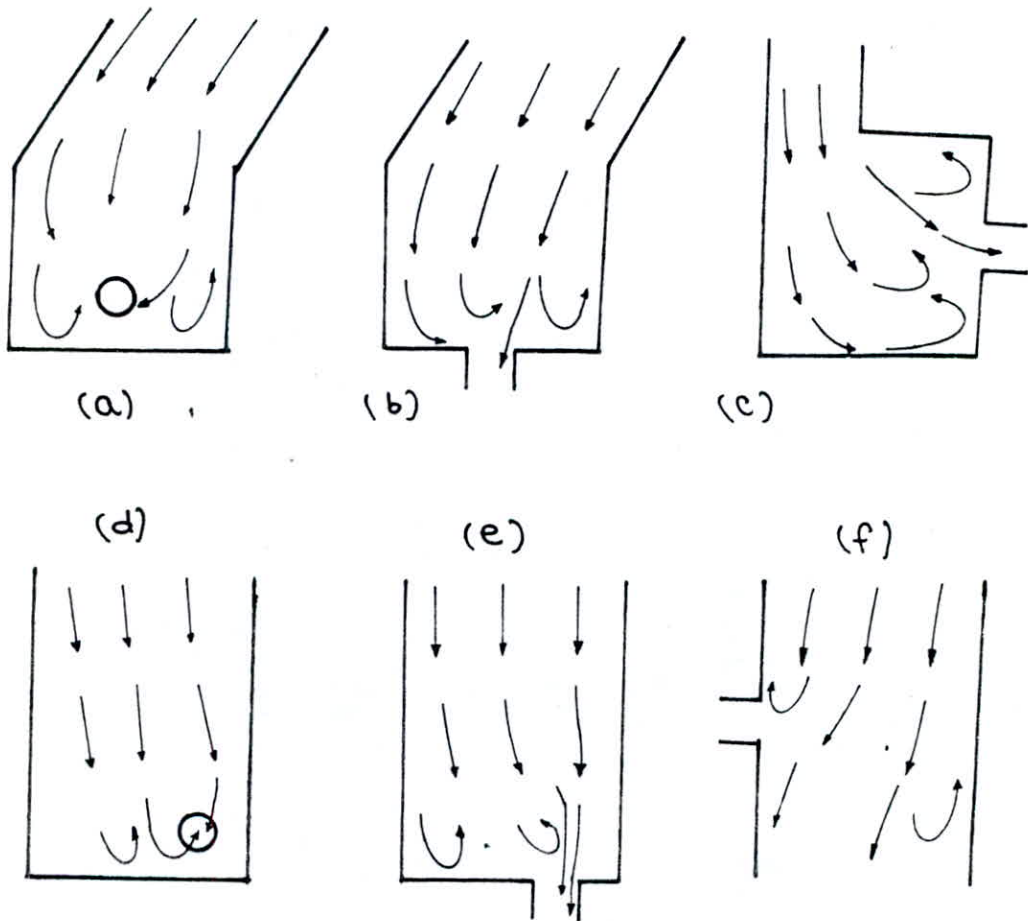
De nombreux processus contribuent à générer des tourbillons localisés ou de l'ensemble de la masse fluide.

Les circonstances suivantes représentent les cas les plus importants de ces mouvements dans l'aspiration.

2.2.1.1. Dissymétrie de l'écoulement d'approche:

Fréquemment rencontré, elle est créée par le changement brusque de la direction de l'écoulement d'approche (Fig II-24b), ou bien par la disposition asymétrique des prises par rapport à l'axe de la

chambre (FIG II-2d.e.f) le taux de rotation de l'écoulement peut augmenter lorsque le courant converge vers la prise, en raison de la conservation du moment cinétique angulaire.

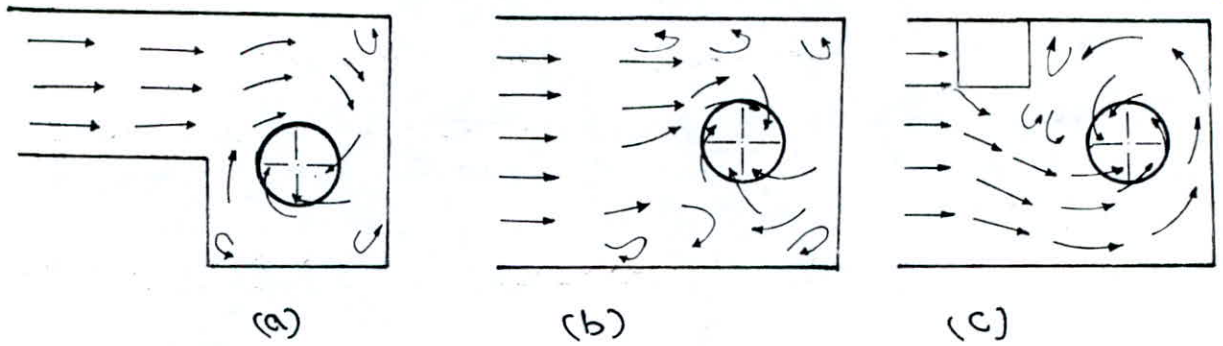


(FIG - II - 2)

2.2.12- Discontinuités :

La présence dans la configuration interne de la chambre, des discontinuités, tels que : changements brusque de section qui generent des gradients de vitesses importants ; obstacles tels que poutres, ecrans, deflecteurs ou tout autre élément créant des ondes rotationnelles qui convergent vers la prise, angles morts donnant

naissance à des rouleaux dissymétriques qui se détachent et sont entraînés vers la prise (FIG II-3).



(Fig - II - 3)

Ces mouvements de rotation localisés constituent une source additionnelle de tourbillons. Leur incidence sur la prise dépend de leur intensité et de leur proximité de l'aspiration.

Notons que la présence d'une aspiration verticale plongeant directement dans la chambre peut constituer aussi une source perturbatrice de l'écoulement.

2.2.13- Développement de la couche limite :

La réalisation d'une chambre symétrique sans discontinuités n'est pas une garantie pour assurer un écoulement exempt de tout mouvement tourbillonnaire.

Les considérations développées précédemment permettent seulement d'indiquer quelques concepts de bases élémentaires

relatifs à la projection des chambres d'aspiration.

Le problème réside dans la présence de couches limites de cisaillement solide-solide classique entre l'écoulement dans la chambre et les limites géométriques et celles au sein du liquide par la différence des caractéristiques de l'écoulement.

Dans les deux cas, il y a présence d'une couche de rotation qui est diffusée lors du développement de la couche limite, est transportée vers l'aval par convection vers l'aspiration.

2.3- Effets engendrés par les mouvements tourbillonnaires et le vortex :

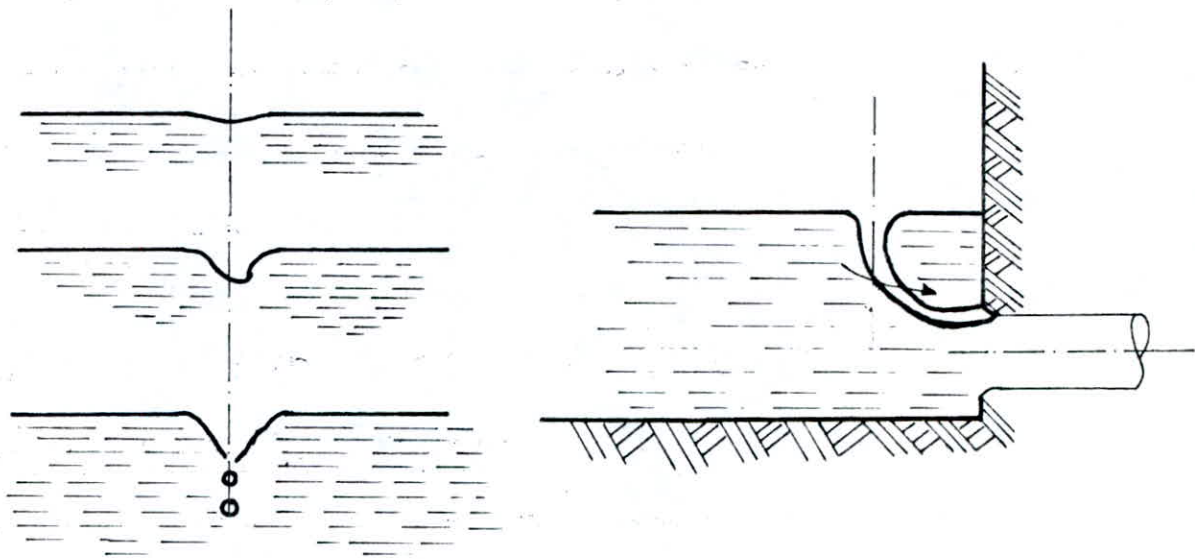
2.3.1- Entraînement d'air par le vortex :

2.3.1.1- Description et causes :

Quand un vortex est créé entre la surface libre de l'eau et les orifices des prises et qu'il est continuellement aéré, il peut agir sur le système d'installation et réduire aussi le rendement de la pompe. Mais quand on a des détachements intermittents des bulles d'air, ce phénomène n'est pas encore développé (faible intensité) donc ne donne pas d'effets néfastes.

Toutefois si l'air n'est pas entraîné, l'écoulement tourbillonnaire au niveau de la surface libre, peut créer des problèmes.

Toute dissymétrie ou pré-rotation de l'écoulement auprès des prises associées à une région d'eau morte favorise l'apparition de vortex aérés. (Voir figure ci-après)



2.3.1.2. Effets sur la pompe et le système d'installation:

Les effets des vortex dépendent de la quantité d'air véhiculée et du type de pompes utilisées, tels que: des changements rapides de pressions locales dans la pompe, cavitation et des vibrations au niveau des installations.

2.3.2. Tourbillons submergés; Ex: "Forçages":

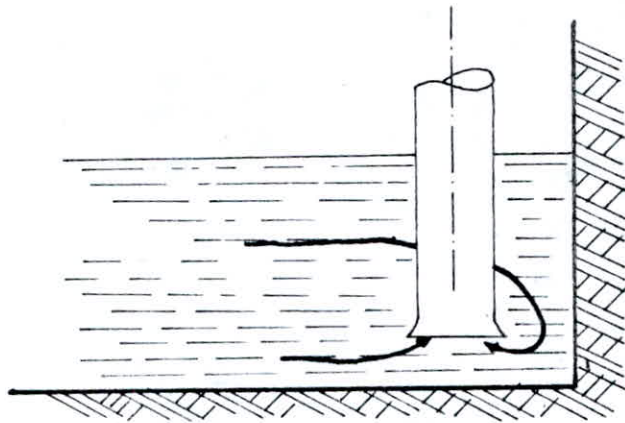
2.3.2.1. Descriptions et causes:

Dans ce cas les vortex prennent naissance près des parois latérales et du radier. Dans les modèles, le noyau du vortex peut être visible en injectant une teinture (colorant) auprès du phénomène tourbillonnaire.

Quelques fois, le vortex apparaît sous forme de bulles d'air qui se concentrent et forment le noyau, il y a également une

possibilité où l'air peut être créé, c'est lors d'une rotation rapide du noyau du vortex qui donne lieu à des points de faibles pressions. Il n'y a pas beaucoup d'informations en ce qui est de l'origine des vortex submergés, mais probablement ils peuvent être issus de petits tourbillons qui se forment au niveau du radier du puisard et aux approches des parois latérales.

La présence du noyau d'un vortex submergé, nous indique qu'il y a des tourbillons assez appréciables (voir figure ci-après).



2.3.2.2- Effets sur la pompe et le système d'installation:

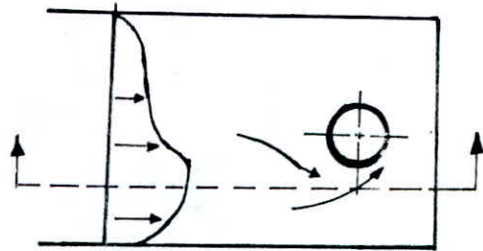
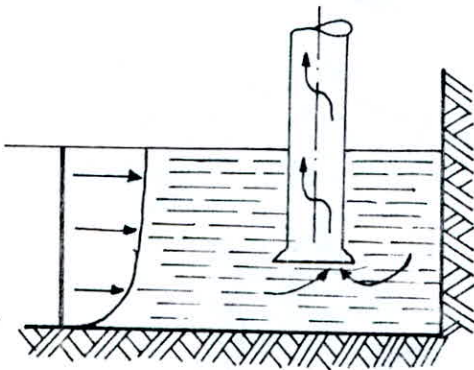
On a un changement rapide des pressions locales dans la pompe lors de l'apparition des vortex. Ils peuvent causer de sévères vibrations au niveau de l'installation et des vibrations aussi. Les pompes axiales sont généralement plus susceptibles aux endommagements, que les autres types de pompes.

2.3.3-Écoulement tourbillonnaire :

L'écoulement tourbillonnaire est souvent causé par une large rotation du fluide dans le puisard, qui s'amplifie quand l'écoulement se converge vers la prise.

Dans de nombreux cas, le tourbillon peut être accompagné d'une rapide rotation au centre du noyau, surtout si le vortex n'est pas visible à la surface.

En plus des endommagements donnés par les écoulements tourbillonnaires indiqués précédemment, il y a aussi un autre effet, quand l'écoulement est large et moins intense, mais centré sur la pompe. Dans ce dernier cas, il peut y avoir augmentation ou diminution des performances de la pompe et ceci dépend de la direction de l'écoulement et du type de pompe. Cet effet est beaucoup plus remarquable dans le cas d'une pompe axiale ou à écoulement mixte (voir figure ci-après)

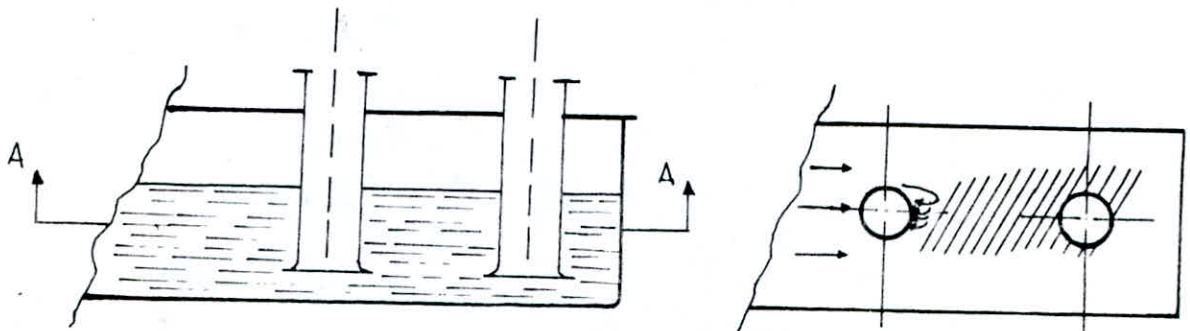


2.3.4 - Aspiration troublée :

Ce cas se présente lorsque deux pompes sont disposées l'une derrière l'autre et parallèlement au sens de l'écoulement, alors la deuxième pompe aspire l'eau qui se trouve dans la région où l'écoulement est déjà rendu turbulent par la première prise.

Le changement de la charge avec le temps pourra causer des vibrations et des bruits au niveau de la pompe. Cet effet sera néfaste quand la pompe est très proche de la section d'aspiration verticale. S'il y a une conduite de longueur moyenne entre la prise et la pompe (supérieur à $10D$, avec D : diamètre de la conduite d'aspiration) ou s'il y a plusieurs coudes et changements brusques de direction, la turbulence initiale ne sera pas aussi importante dans la détermination des conditions d'écoulement à l'entrée de la tulipe de la conduite.

Dans ce dernier cas, les conditions d'écoulements, seront fixées par la géométrie des conditions principales à l'entrée de la pompe (voir figure ci-après)



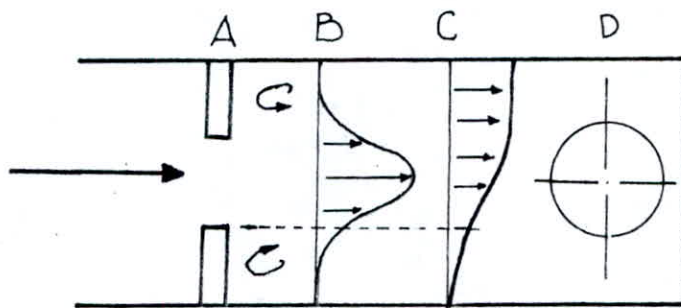
2.3.5-Déformation du diagramme de vitesse d'écoulement:

Cette déformation peut se produire pour différentes raisons, mais généralement elle est causée par quelques formes dissymétriques de l'écoulement dans le puisard.

La distribution de la vitesse d'écoulement dans la chambre de prise n'est pas la même sur les deux parois latérales par exemple, ou qu'elle est plus importante au niveau de la surface qu'à proximité du radier.

Cette distribution non uniforme peut se rétablir dans le temps, mais peut être la cause principale dans la formation des tourbillons et vortex.

Toute fois, les effets seront semblables au cas précédent quand la pompe est proche de la section d'aspiration où la distribution non uniforme de la vitesse peut donner des charges non symétriques à la pompe (voir figure ci-après)



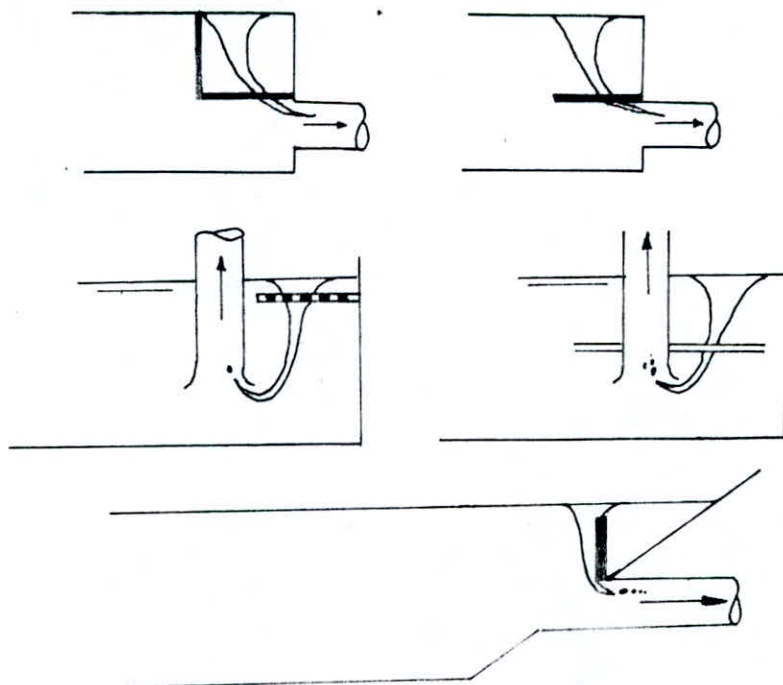
2.4 - Amélioration des conditions d'écoulement :

L'impossibilité de supprimer complètement les dissymétries des limites géométriques entraîne la création d'un moment cinétique par rapport à l'axe des conduites d'aspiration, et le cas échéant des vortex.

Dans le cas où les vortex apparaissent dans des ouvrages existants, l'amélioration des conditions d'écoulement est atteinte par l'utilisation de dispositifs anti-vortex dont l'efficacité ne peut être définitive qu'après étude sur modèles réduits.

Denny et Young [7] proposent quelques mesures constructives pour éviter la formation de vortex dus à la prise (Fig. II.4). Ils distinguent les précautions qui ont pour but :

- d'empêcher la rotation libre de l'eau dans le voisinage de la prise.
- de détourner la queue du vortex loin de la prise.



(Fig. II.4)

CHAP 3 SIMILITUDE DU PHENOMENE

Similitude du phénomène :

3.1. Différents lois de Similitude :

Le problème de la similitude des phénomènes de vortex est très complexe. L'impossibilité de mener à bien l'étude théorique du problème pour la détermination des critères de similitude, réside dans sa double instabilité.

Cette difficulté ressort également du nombre important de paramètres susceptibles d'intervenir dans leur formation.

L'analyse théorique ne pouvant permettre, d'une façon générale, les conditions géométriques à imposer à une chambre pour éviter la création des vortex ; il est donc nécessaire de reproduire ces phénomènes sur modèles réduits. Toutefois, une difficulté apparaît immédiatement dans le choix de la similitude à respecter.

Plusieurs auteurs prétendent que l'égalité des nombres de Froude entre modèle et le prototype est essentielle pour assurer une similitude dynamique. Par contre Denmy [6] suggère le concept d'égalité des vitesses entre modèles et prototypes. Haindl [10], pour un modèle de cuve cylindrique a montré que le début d'entraînement d'air obtient la meilleure identité des courbes en se basant sur l'égalité des nombres de Reynolds pour trois modèles étudiés. D'autres chercheurs préconisent à la lumière des résultats d'expérimentation, le respect

du nombre de Froude avec la réalisation partielle d'une similitude de Reynolds, c'est le cas de Dagget et Keulegan [5] qui montrent que la viscosité ne joue aucun rôle lorsque le nombre de Reynolds est supérieur ou égal à $2.5 \cdot 10^4$ ($\varphi/D \gg 2.5 \cdot 10^4$), mais Amphlett [1] a fixé cette condition du nombre de Reynolds à $3 \cdot 10^4$ ($\varphi/D \gg 3 \cdot 10^4$). On voit donc à la lumière de ces exemples, qu'aucune position n'est prise pour une similitude quelconque.

3.2 Impossibilité de la réalisation d'une similitude Complète:

La nécessité du respect simultané de tous les nombres sans dimensions qui entre en jeu :

- Le nombre de Froude qui met en évidence les forces d'inertie de l'écoulement :

$$F = \frac{V}{\sqrt{g \cdot l}}$$

- Le nombre de Reynolds qui relève le concept de la viscosité de l'eau :

$$Re = \frac{V \cdot l}{\nu}$$

- Le nombre de Weber caractérisant la tension superficielle de

$$l'écoulement : W = \frac{\sigma}{\rho V^2 l}$$

paraît entraîner l'impossibilité d'une représentation en similitude complète d'un vortex sur le modèle réduit.

Pour la réalisation des essais sur modèle réduit, une échelle géométrique donnée λ , mise à part une modification de la vitesse

de l'écoulement, on peut introduire une variation des caractéristiques physiques du liquide utilisé à savoir : la viscosité dynamique, la masse spécifique, la tension superficielle. On peut obtenir ces modifications par :

- la variation de la température qui entraîne dans des proportions assez différentes la modification des propriétés des trois caractéristiques précédentes.
- le changement de la nature du liquide utilisé
- ou ces deux paramètres simultanément.

Le respect simultané des nombres de Froude et de Reynolds peut être obtenu par modification de la viscosité cinématique du liquide utilisé

A un point donné du modèle, on peut écrire :

$$F_m = \frac{g \cdot L_m}{V_m^2}$$

Au point homologue du prototype

$$F_p = \frac{g \cdot L_p}{V_p^2}$$

L'égalité des nombres de Froude entre modèle et prototype donne :

$$\lambda_g \cdot \lambda_L = \lambda_v^2$$

avec : $\lambda_g = \frac{g_m}{g_p} = 1$

$$\lambda_L = \frac{L_m}{L_p} \quad , \quad \lambda_v = \frac{V_m}{V_p}$$

$$\text{donc: } \lambda_L = \lambda_v^2$$

L'égalité des nombres de Reynolds (modèle - prototype) donne :

$$\frac{v_m \cdot D_m}{\nu_m} = \frac{v_p \cdot D_p}{\nu_p}$$

$$\text{On obtient: } \lambda_v \cdot \lambda_L = \lambda_\nu$$

$$\text{Or: } \lambda_L = \lambda_v^2$$

$$\text{donc: } \lambda_L^{3/2} = \lambda_\nu$$

$$\text{ou } \lambda_L^3 = \lambda_\nu^2$$

Le respect du nombre de Weber : $W = \frac{\rho \cdot v^2 \cdot l}{\sigma}$ donne :

$$\lambda_v^2 \cdot \lambda_L \cdot \lambda_\rho = \lambda_\sigma$$

$$\text{puisque: } \lambda_v^2 = \lambda_L$$

On aboutit à :

$$\lambda_L^2 = \frac{\lambda_\sigma}{\lambda_\rho}$$

Le liquide utilisé est l'eau, dans le modèle et dans le prototype, de là on a : $\lambda_\rho = 1$, $\lambda_\nu = 1$, il en résulte finalement que $\lambda_L = 1$, ce qui nous amène à conclure que le modèle doit avoir les mêmes dimensions que le prototype, ce qui est impossible de parler de la réalisation des essais sur le modèle réduit, pouvant satisfaire en même temps l'égalité de tous les nombres considérés (effet d'échelle).

Les mouvements d'un fluide représentant un intérêt pratique sont

ordinairement liés à l'action de deux forces, ce qui correspond au modelage suivant une condition de Similitude; mais dans le cas d'un plus grand nombre de ces forces, ceci oblige d'établir des conditions de modelage commun pour les deux conditions de Similitude.

Examinons le modelage commun suivant les conditions de Froude et de Reynolds pour le mouvement d'un corps à une vitesse constante dans un fluide visqueux sans cavitation. En utilisant les résultats suivants.

$$* V_m = \frac{V_p}{\sqrt{\lambda}} \quad (\text{obtenu à partir de l'égalité du nombre de Froude: modèle-prototype})$$

$$* V_m = V_p \frac{\nu_m}{\nu_p} \lambda \quad (\text{obtenu de l'égalité du nombre de Reynolds: modèle-prototype})$$

En résolvant conjointement ces équations (étant donné qu'évidemment la vitesse dans le modèle V_m dans un même essai doit être identique) nous obtenons la relation entre les coefficients de la viscosité cinématique du fluide du modèle et du prototype :

$$\nu_m = \nu_p \frac{1}{\lambda^{1,5}} \quad (1)$$

L'observation de la condition (1) entraîne immédiatement l'observation de l'égalité des nombres de Froude et de Reynolds

$$\text{Soit: } \lambda = 25 \quad ; \quad \lambda^{1,5} = 125$$

et suivant l'équation (1), si le fluide dans le modèle était 125 fois moins visqueux que le fluide réel, on aurait une observation

Simultanée des conditions de Froude et de Reynolds. En somme, la similitude simultanée nécessite que la viscosité cinématique pour le modèle soit de deux ordres inférieurs à celle de l'eau, or il n'existe pas de fluide de viscosité si faible.

En cas de fluide identique, ce qui est notre cas, l'observation de la similitude, suivant les nombres de Froude et de Reynolds, amène à des conditions contradictoires

* D'après Froude : $V_m < V_p$

* D'après Reynolds : $V_m > V_p$

D'où il sort qu'il est beaucoup plus simple d'assurer l'égalité des nombres de Froude. En ce qui concerne l'observation de la condition de Reynolds, elle est techniquement irréalisable. Pour cette raison, lorsqu'on effectue de tels essais, on n'observe la condition de similitude que suivant Froude.

L'expérience montre qu'en général, on obtient une approximation suffisante en n'observant qu'une seule condition de similitude (similitude restreinte), les autres étant remplacées par des inégalités.

3.3. Choix du Critère :

Dans l'impossibilité d'obtenir une similitude complète, il est donc nécessaire de déterminer l'ordre d'importance relatif des forces qui interviennent dans le phénomène de manière à pouvoir négliger les plus faibles. L'ordre d'importance

de ces forces, dépend du but recherché, c'est à dire du critère de comparaison utilisé, On peut adopter par exemple :

- conditions de formation de la première dépression
- fréquences et durées des vortex
- condition du début d'entraînement d'air

Le second critère est avantageux car :

- a) Il nous donne le seuil de formation du phénomène tourbillonnaire, qui conditionne en pratique le bon fonctionnement d'une installation.
- b) Permet de contrôler les vortex à des niveaux supérieurs exempts de tout entraînement d'air.

CHAP 4 ANALYSE DIMENSIONNELLE DU PHENOMENE

A nalyse dimensionnelle du phénomène :

I ntroduction :

L'analyse dimensionnelle est constituée par le calcul des dimensions des grandeurs, de plus c'est un outil supplémentaire de grande utilité dans la mécanique des fluides moderne. Dans une équation exprimant une relation physique entre les grandeurs, l'égalité absolue des nombres et des dimensions doit avoir lieu.

En général, toute relation physique de ce genre peut être réduite aux grandeurs fondamentales que sont : la masse M , la longueur L et le temps T . Les applications de cette technique comprennent le passage d'un système d'unités à un autre, la réduction du nombre de variables nécessaires à un programme expérimental et l'établissement des principes de la conception d'un modèle.

-47-

4.1 P aramètres Caractérisant le phénomène :

Les paramètres entrant dans la formulation du problème sont :

- les paramètres géométriques : C , x , D , L et H

avec :

x : longueur de la prise : dans la chambre d'expérimentation

C : distance séparant l'axe de la conduite et le radier

D : diamètre de la conduite

L : longueur de la chambre d'expérimentation

-47-

H: hauteur d'eau (charge) dans la chambre

- les paramètres hydrauliques : S_c et φ

avec :

S_c : submersion critique

φ : débit volumétrique

- les paramètres physiques : ρ , g , ν et σ

avec :

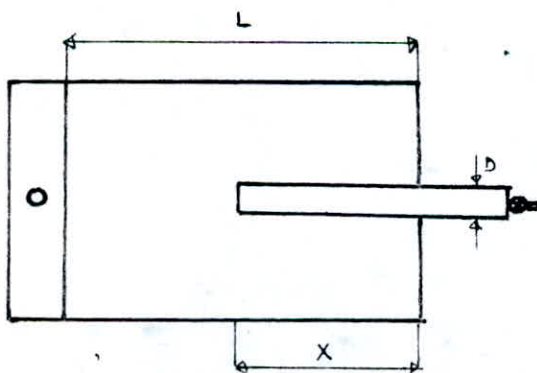
ρ : masse volumique

g : accélération de la pesanteur

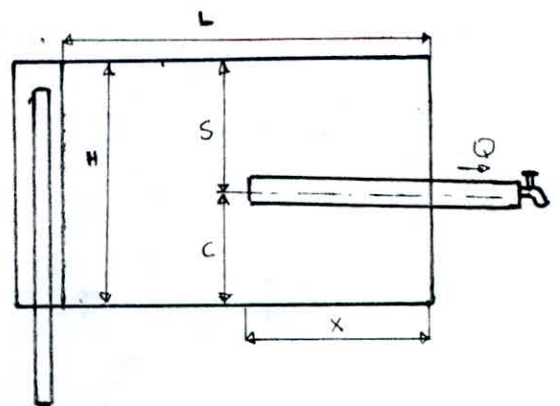
ν : viscosité cinématique

σ : tension superficielle

Schéma "des paramètres géométriques et hydrauliques"



VUE EN PLAN



VUE DE FACE

d'où la relation fonctionnelle :

$$f(C, X, D, L, H, \varphi, \rho, g, \nu, \sigma) = 0$$

Les paramètres géométriques, H, C, X et L sont dépendant du diamètre (D) de la conduite d'aspiration, d'où ils peuvent être représenté par le paramètre H :

Donc la nouvelle relation fonctionnelle s'écrit :

$$f(D, H, \varphi, \rho, g, \nu, \sigma) = 0$$

GRANDEURS	SYMBOLES	DIMENSIONS
Diamètre de la prise	D	L
Hauteur d'eau dans la chambre d'expérimentation	H	L
Débit volumétrique	φ	$L^3 T^{-1}$
Masse spécifique	ρ	$M L^{-3}$
Accélération de la pesanteur	g	$L T^{-2}$
Viscosité cinématique	ν	$L^2 T^{-1}$
Tension superficielle	σ	$M T^{-2}$

4.2. Détermination du nombre de produits adimensionnels :

En disposant les dimensions et les variables suivant un tableau, on obtient une matrice appelée "Matrice dimensionnelle"

	D	H	φ	\mathcal{J}	g	v	G
M	0	0	0	1	0	0	1
L	1	1	3	-3	1	2	0
T	0	0	-1	0	-2	-1	-2

Cette matrice contient, au moins un déterminant d'ordre 3 non nul tel que :

$$\begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 3 & -3 \\ 0 & -1 & -2 \end{vmatrix} = -1 \neq 0$$

Donc le rang est: $r = 3$

Le nombre de produits adimensionnels N_{π} est déterminé comme étant la différence entre le nombre de variables et le rang de la matrice considéré, c'est à dire :

$$N_{\pi} = 7 - 3 = 4$$

On sera amené à déterminer ces quatre produits adimensionnels qui seront liés par la fonction :

$$f(\pi_1, \pi_2, \pi_3, \pi_4) = 0$$

4.3. Détermination des nombres adimensionnels :

En choisissant les variables à usage répété : D, φ et \mathcal{J} qui sont composées de dimensions fondamentales : M, L et T, on aura :

$$\pi_1 = D^{x_1} \cdot \varphi^{y_1} \cdot \mathcal{J}^{z_1} \cdot H$$

$$\pi_2 = D^{x_2} \cdot \varphi^{y_2} \cdot \mathcal{J}^{z_2} \cdot g$$

$$\pi_3 = D^{x_3} \cdot \Omega^{y_3} \cdot \gamma^{z_3} \cdot \nu$$

$$\pi_4 = D^{x_4} \cdot \Omega^{y_4} \cdot \gamma^{z_4} \cdot G$$

Remplaçons les grandeurs par leurs dimensions dans les équations des π

$$* \pi_1 = L^{x_1} (L^3 T^{-1})^{y_1} (ML^{-3})^{z_1} \cdot L = M^0 L^0 T^0$$

$$M \Rightarrow z_1 = 0$$

$$L \Rightarrow x_1 + 3y_1 - 3z_1 + 1 = 0$$

$$T \Rightarrow -y_1 = 0$$

$$\left. \begin{array}{l} M \Rightarrow z_1 = 0 \\ L \Rightarrow x_1 + 3y_1 - 3z_1 + 1 = 0 \\ T \Rightarrow -y_1 = 0 \end{array} \right\} \Rightarrow x_1 = -1 ; y_1 = 0 ; z_1 = 0$$

d'où :

$$\pi_1 = D^{-1} \cdot H = \frac{H}{D}$$

$$* \pi_2 = (L)^{x_2} (L^3 T^{-1})^{y_2} (ML^{-3})^{z_2} \cdot L T^{-2} = M^0 L^0 T^0$$

$$M \Rightarrow z_2 = 0$$

$$L \Rightarrow x_2 + 3y_2 - 3z_2 + 1 = 0$$

$$T \Rightarrow -y_2 - 2 = 0$$

$$\left. \begin{array}{l} M \Rightarrow z_2 = 0 \\ L \Rightarrow x_2 + 3y_2 - 3z_2 + 1 = 0 \\ T \Rightarrow -y_2 - 2 = 0 \end{array} \right\} \Rightarrow x_2 = 5 ; y_2 = -2 ; z_2 = 0$$

d'où :

$$\pi_2 = D^5 \cdot \Omega^{-2} \cdot g = \frac{g D^5}{\Omega^2}$$

$$* \pi_3 = (L)^{x_3} (L^3 T^{-1})^{y_3} (ML^{-3})^{z_3} \cdot L^2 T^{-1} = M^0 L^0 T^0$$

$$M \Rightarrow z_3 = 0$$

$$L \Rightarrow x_3 + 3y_3 - 3z_3 + 2 = 0$$

$$T \Rightarrow -y_3 - 1 = 0$$

$$\left. \begin{array}{l} M \Rightarrow z_3 = 0 \\ L \Rightarrow x_3 + 3y_3 - 3z_3 + 2 = 0 \\ T \Rightarrow -y_3 - 1 = 0 \end{array} \right\} \Rightarrow x_3 = 1 ; y_3 = -1 ; z_3 = 0$$

d'où :

$$\pi_3 = D^1 \cdot \varphi^{-1} \cdot v = \frac{D \cdot v}{\varphi}$$

$$* \pi_4 = (L)^{x_4} \cdot (L^3 T^{-1})^{y_4} \cdot (M L^{-3})^{z_4} \cdot M T^{-2} = M^0 L^0 T^0$$

$$M \Rightarrow z_4 + 1 = 0$$

$$L \Rightarrow x_4 + 3y_4 - 3z_4 = 0$$

$$T \Rightarrow -y_4 - 2 = 0$$

$$\left. \begin{array}{l} M \Rightarrow z_4 + 1 = 0 \\ L \Rightarrow x_4 + 3y_4 - 3z_4 = 0 \\ T \Rightarrow -y_4 - 2 = 0 \end{array} \right\} \Rightarrow x_4 = 3 ; y_4 = -2 ; z_4 = -1$$

d'où :

$$\pi_4 = D^3 \cdot \varphi^{-2} \cdot \rho^{-1} \cdot G = \frac{D^3 G}{\varphi^2 \rho}$$

d'où la relation fonctionnelle :

$$f\left(\frac{H}{D}, \frac{g D^5}{\varphi^2}, \frac{D \cdot v}{\varphi}, \frac{D^3 G}{\varphi^2 \rho}\right) = 0$$

Comme notre étude est basée sur le paramètre $\frac{H_c}{D}$, qui met en évidence l'effet de la charge H_c (inertie) et l'influence du diamètre D caractérisant l'aspiration, on aura :

$$\frac{H_c}{D} = f\left(\frac{g D^5}{\varphi^2}, \frac{D v}{\varphi}, \frac{D^3 G}{\varphi^2 \rho}\right)$$

Sachant que :

- le nombre de Froude : $F = \frac{\varphi}{D^2 \sqrt{g H}} \equiv \frac{\varphi}{s_c^{5/2} \cdot \sqrt{g}}$

- le nombre de Reynolds : $Re = \frac{\varphi}{v \cdot D} \equiv R_R = \frac{\varphi}{v \cdot s_c}$

- le nombre de Weber : $Wl = \frac{\varphi^2 \rho}{G D^3} \equiv \frac{\varphi^2 \rho}{G s_c^3}$

Comme le vortex aéré entraîne une diminution du débit, il est donc nécessaire d'utiliser le coefficient de débit: m au lieu du nombre de Froude (celui-ci intervenant d'une façon permanente), et de plus m et F expriment le même rapport des forces.

$$\text{On a : } Q = m \cdot A \cdot \sqrt{2gH} \implies m = \frac{Q}{A\sqrt{2gH}}$$

$$\text{Soit : } m = \frac{Q}{S_c^{5/2} \sqrt{2g}} = \frac{Q}{S_c^{5/2} \cdot \sqrt{g}}$$

En définitif, les nombres sans dimensions qui régissent le phénomène de vortex et sur lesquels porteront nos essais sont reliés par la fonction suivante :

$$\frac{H_c}{D} = f(m, R_R, W)$$

Remarque :

Le choix du diamètre D , comme paramètre de base est pleinement justifié puisque c'est la grandeur caractéristique de l'aspiration. En effet, D représente la dimension-clé du montage expérimental tandis que Q et f décrivent respectivement la dynamique du système et la nature du fluide utilisé.

Mais la présence du diamètre d'aspiration dans les entités dynamiques ne décrit pas les conditions au niveau du puits où les observations et d'éventuelles modifications sont

plus faciles à réaliser.

Pour nous ramener à ce point de mire, il suffit d'introduire S_c (submersion critique) dans les nombres de Reynolds, de Weber et dans le coefficient de débit m de façon à mettre en évidence les forces d'inertie de la masse d'eau dans la chambre d'expérimentation.

-56-

DEUXIEME PARTIE

CHAP5 ETUDE EXPERIMENTALE

Etude Experimentale

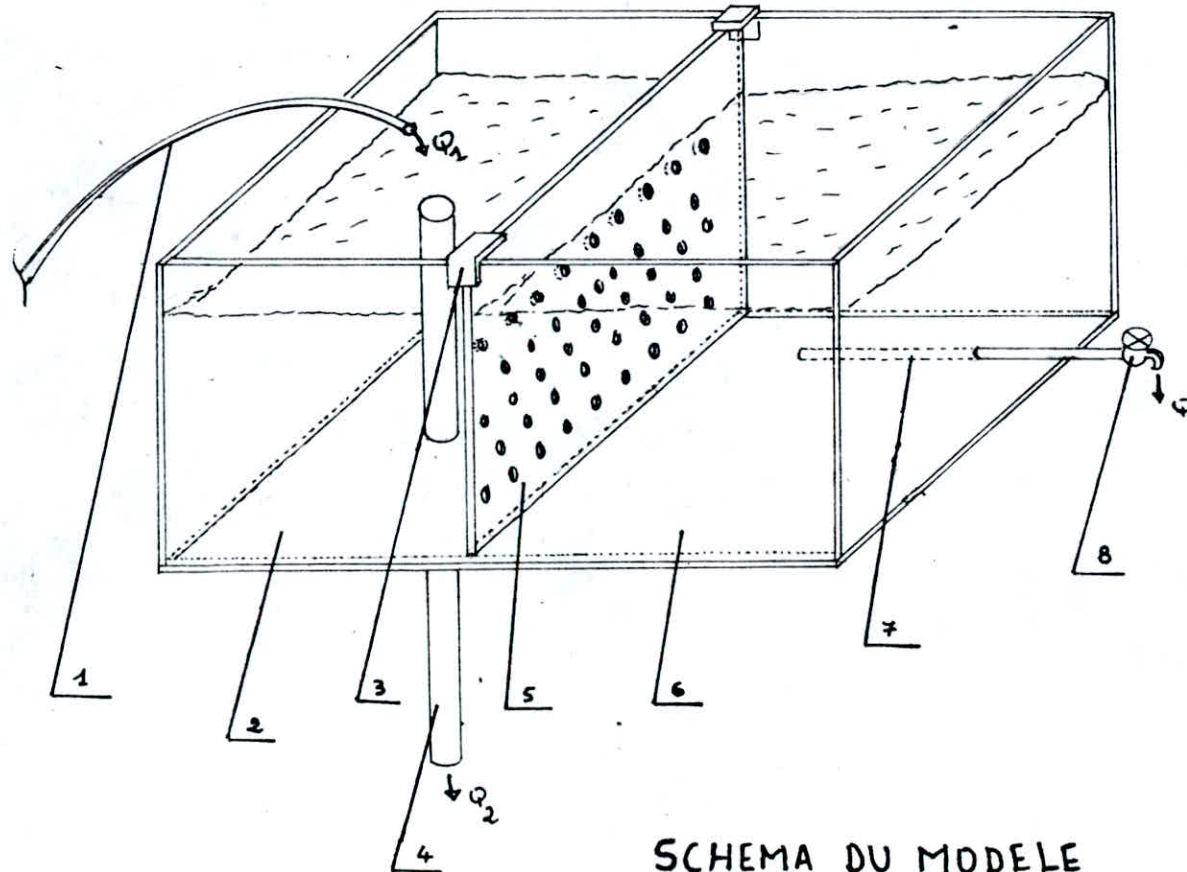
5.1 Dispositif General:

Trois series d'experiences ont été réalisées sur un même modèle réduit en modifiant les paramètres géométriques, notamment:

- chambre d'experimentation
- diamètres des conduites

Les différentes parties de ce dispositif sont:

- une chambre d'arrivée de forme rectangulaire alimentée par une conduite reliée à la pompe.
- un puisard (chambre d'experimentation) de forme rectangulaire plan, limité par une paroi latérale perforée jouant le rôle de tranquillisateur et servant au même temps de support aux plaques utilisées pour varier la longueur du puisard.
- une conduite en plexiglass assurant l'aspiration horizontale.
- un trop-plein en P.V.C circulaire pouvant coulisser à la base de la chambre d'arrivée, il est utilisé pour faire varier la hauteur d'eau.
- une vanne liée à la conduite d'aspiration servant à la variation du débit.
- Deux paires de paroi en plexiglass disposées longitudinalement, formant chacune d'elle avec la paroi latérale perforée, une chambre d'experimentation pour chaque serie d'experience.



SCHEMA DU MODELE

LEGENDE

1. conduite flexible alimentant la chambre d'arrivée (2):
2. chambre d'arrivée:
3. plaques en plexiglass qui fixe la paroi tranquillisatrice permet son coulissement:
4. trop-plein:
5. paroi tranquillisatrice:
6. chambre d'expérimentation ou puisard:
7. conduite d'aspiration:
8. Robinet -Vanne:

5.2. Aspects des vortex d'aspiration:

Au cours de nos expériences, nous avons observé la formation non permanente de vortex qui entraînent avec eux un certain débit d'air de la chambre d'aspiration et se produisent à des intervalles de temps irréguliers.

La surface libre du liquide étant plane à l'origine, en un point quelconque de celle-ci, la formation des tourbillons se creusant de plus en plus, donne naissance à une sorte d'entonnoir de diamètre diminuant progressivement de haut en bas et aboutissant ainsi à l'orifice de la conduite. Quant à l'axe du vortex, il part perpendiculairement au point considéré ci-dessus de la surface libre et rejoint à l'intérieur, le tuyau d'aspiration, il est de forme parabolique.

Cependant, si le mouvement tourbillonnaire est de faible intensité, le volume d'air s'enfonçant dans l'intérieur du vortex retrograde, et le phénomène disparaît de lui-même. Mais dès que l'intensité du mouvement est suffisante et que le filet d'air contenu dans l'entonnoir peut approcher l'orifice de la conduite, ce filet est aspiré et un vortex aéré est amorcé. Dans la plupart des cas, le vortex s'établit dans le sens trigonométrique, cependant suivant les conditions d'alimentation de la chambre.

Comme nous l'avons précédemment signalé, le phénomène n'est pas permanent, brusquement, le vortex disparaît de lui-même, mais pendant la disparition, l'axe du phénomène perd sa forme hyperbolique pour prendre une forme tout à fait quelconque. Dans ce cas, le volume d'air qui était en voie d'aspiration se dissipe à travers toute la chambre et de nombreuses bulles d'air sont aspirées par la conduite.

Mais l'expérience montre que le phénomène se répète à des intervalles de temps irréguliers, le plus souvent au même emplacement, mais cependant pas en un point fixe, de plus, pour une même conduite d'aspiration, on a observé deux vortex d'intensité différentes (par exemple, une dépression initiale et un vortex intermittent), parfois pour un même débit.

5.3 Les moyens de mesures:

a. Mesure du débit (Q):

Pour la mesure du débit Q , on a utilisé la méthode volumétrique qui comprend:

- un vase gradué servant pour la mesure du volume d'eau s'écoulant de la vanne.
- un chronomètre mesurant la durée de l'écoulement du volume d'eau

b. Mesure des dépressions (ΔH):

La mesure des dépressions (dépression initiale et vortex intermittent) s'est faite par visualisation à travers l'une des parois latérales de la chambre d'expérimentation.

5.4. Caractéristiques des expériences:

Tout le long des trois séries d'expériences effectuées sur le modèle, le débit d'alimentation est maintenu constant, par contre les paramètres suivants:

- mètres suivants:

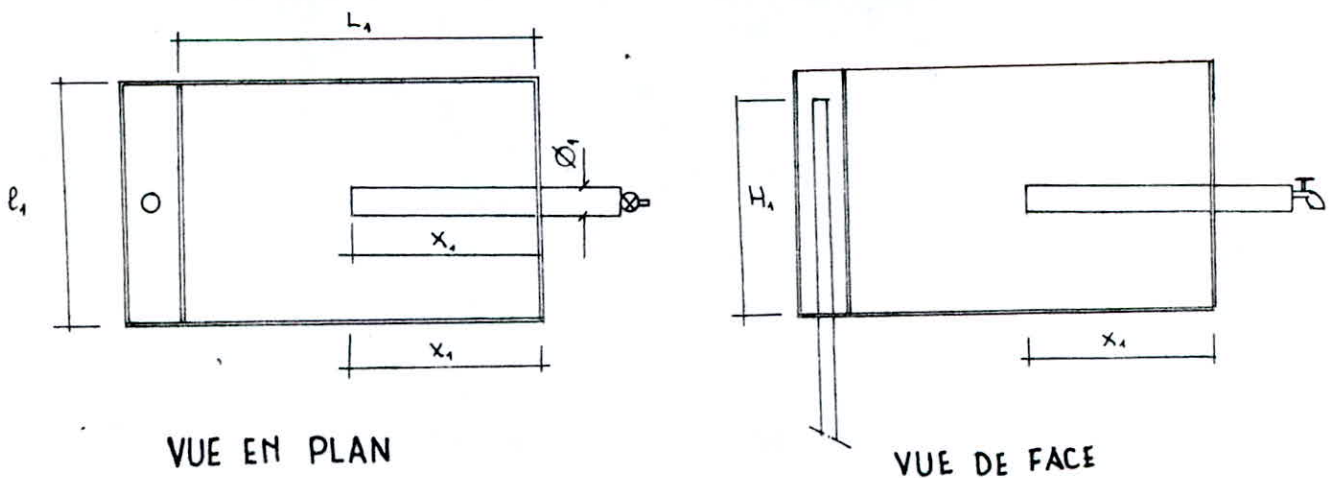
- la hauteur du trop-plein,
 - diamètre des conduites horizontales,
 - dimensions de la chambre d'expérimentation (longueur et largeur),
 - implantation de la conduite (longueur de la prise dans la chambre),
- sont fixés pour chaque série d'expériences

Le déroulement des expériences est effectué de la manière suivante :

- Alimentation de la chambre d'arrivée par un débit (Q) constant ,
en ayant le niveau du trop-plein au plus haut niveau.
- régler l'ouverture de la vanne
- faire varier la charge du trop-plein jusqu'à apparition de la première dépression , et maintenir la charge du trop-plein constante tout le long de l'expérience
- Pour un débit donné (Q) , mesurer la dépression initiale et le vortex intermittent
- changer le débit sortant et refaire les mêmes mesures

5.4.1 Première série d'expériences :

a. Schéma du modèle :



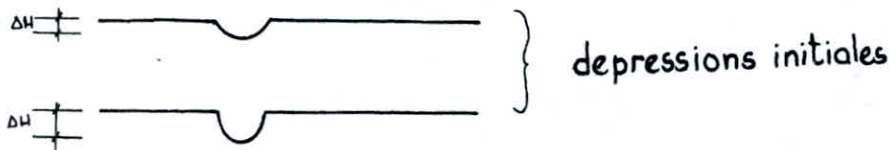
b. Concras de mesure :

Ayant fixé la longueur d'alimentation (2), l'implantation de la conduite dans la chambre d'expérimentation (6), nous fixons un débit en ouvrant la vanne (8). Puis nous attendons l'apparition de la première dépression, et le vortex intermittent, pour prélever la lecture de la dépression (ΔH) et le débit correspondant, et de même pour une autre ouverture de la vanne. (Variation du débit).

c. Visualisation :

d. Depressions initiales :

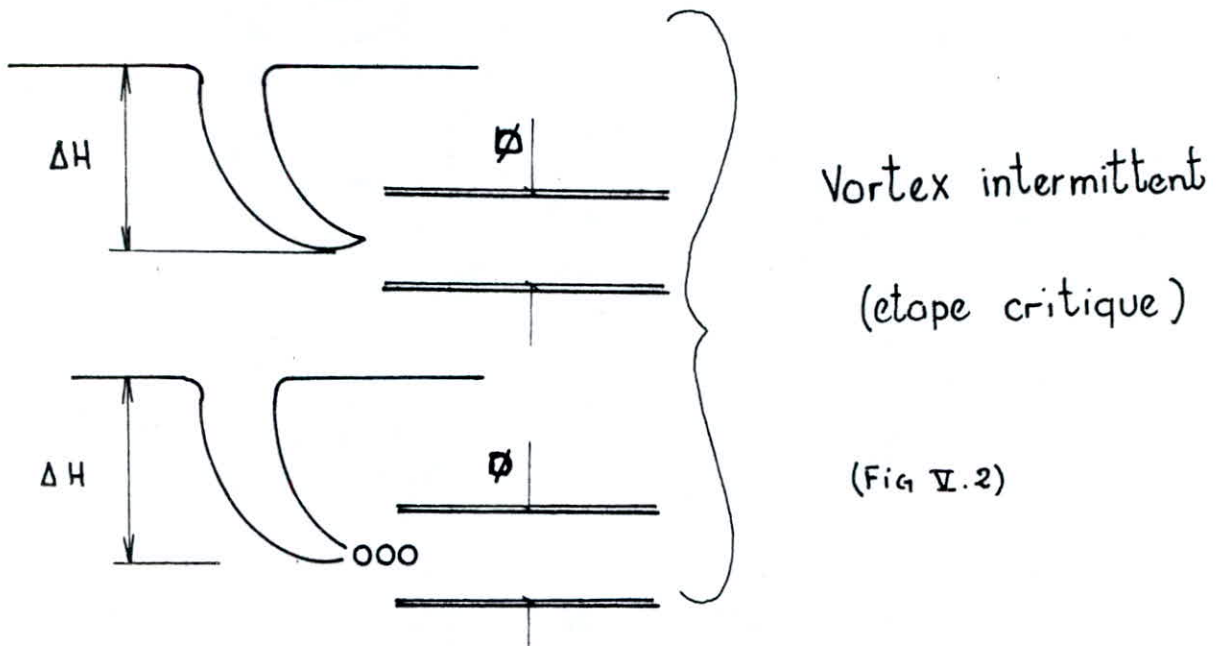
On a observé de légers abattements peu profonds de petits diamètres très instables, comme indiqué sur la figure V.1



(Fig V.1)

B. Vortex intermittent :

Ce sont des filaments tourbillonnaires qui s'étirent jusqu'à la conduite, sans cependant donner un vortex aéré. Ils sont de faible intensité, et ne peuvent être tolérés, d'où ils constituent un seuil critique à éviter. La figure V.2 représente un vortex intermittent



5.4.2. Deuxième série d'expériences :

a. Schéma du modèle :

Le schéma a été établi selon la loi de similitude suivante :

$$\lambda_{1,2} = \frac{D_2}{D_1} = \frac{L_2}{L_1} = \frac{e_2}{e_1} = \frac{x_2}{x_1}$$

avec :

λ : rapport de similitude entre la première et la deuxième série d'expériences

D : diamètre de la conduite

L : longueur de la chambre d'expérimentation

e : largeur de la chambre d'expérimentation

x : longueur d'implantation de la conduite dans la chambre d'expérimentation (longueur de la prise dans la chambre)

indices: 1,2 : désignent respectivement les paramètres géométriques de la première et deuxième série d'expérience.

Données :

$$\left\{ \begin{array}{l} D_1 = 2,00 \text{ cm} \\ L_1 = 28,00 \text{ cm} \\ \rho_1 = 32,00 \text{ cm} \\ X_1 = 16,60 \text{ cm} \\ D_2 = 1,50 \text{ cm} \end{array} \right.$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{D_2}{D_1} = \frac{L_2}{L_1} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{X_2}{X_1} = \frac{15}{20} = 0,75$$

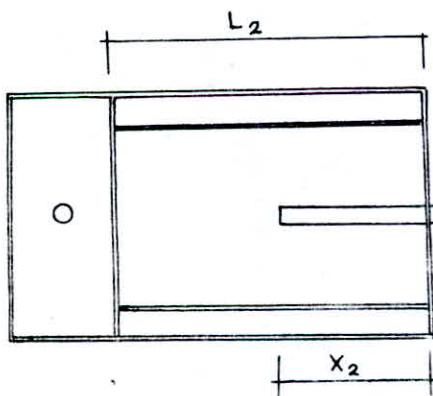
d'où :

$$L_2 = 28,0 \cdot 0,75 = 21,00 \text{ cm}$$

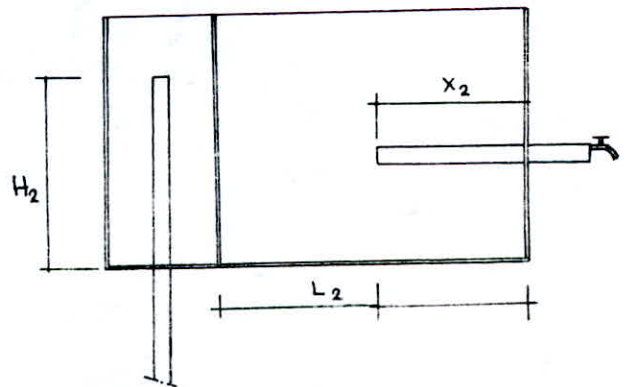
$$\rho_2 = 32,0 \cdot 0,75 = 24,00 \text{ cm}$$

$$X_2 = 16,6 \cdot 0,75 = 12,45 \text{ cm}$$

Schema du modèle



VUE EN PLAN



VUE DE FACE

b. Canevas de mesure :

Idem que pour la première série d'expériences.

c. Visualisation :

Les mêmes cas de figures ont été observés que précédemment (première série d'expériences) que ce soit :

α - la dépression initiale

β - le vortex intermittent

54.3. Troisième série d'expériences

a. Schéma du modèle :

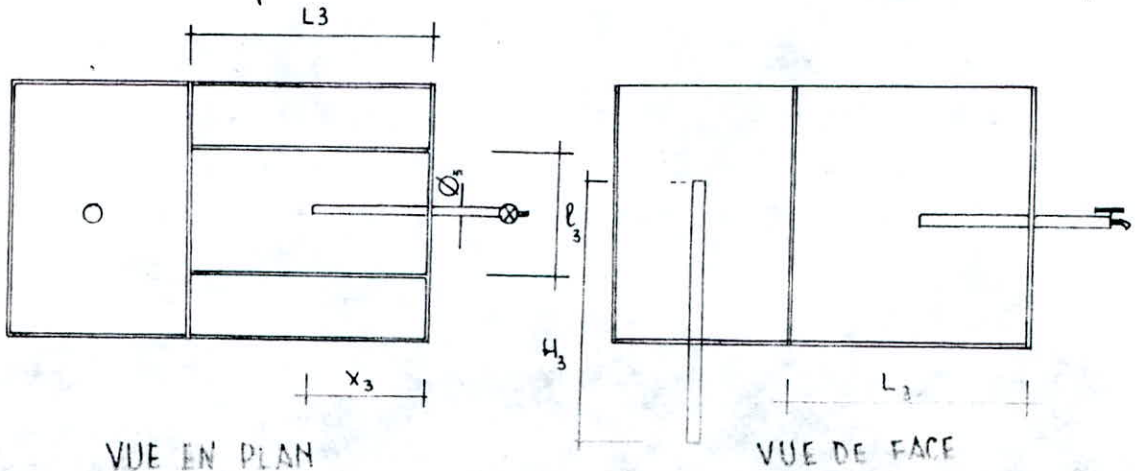
Suivant la loi de similitude qui est donnée par :

$$\lambda = \frac{D_3}{D_2} = \frac{L_3}{L_2} = \frac{b_3}{b_2} = \frac{x_3}{x_2}$$

avec :

λ : rapport de similitude entre la deuxième et troisième série d'expériences.

indices: 2,3: désignent respectivement les paramètres géométriques de la deuxième et troisième série d'expériences.



Applications :

$$\text{Données : } \left\{ \begin{array}{l} D_2 = 1,50 \text{ cm} \\ L_2 = 21,00 \text{ cm} \\ \ell_2 = 24,00 \text{ cm} \\ X_2 = 12,45 \text{ cm} \\ D_3 = 1,00 \text{ cm} \end{array} \right.$$

$$\lambda_{2,5} = \frac{D_3}{D_2} = \frac{L_3}{L_2} = \frac{\ell_3}{\ell_2} = \frac{X_3}{X_2} = \frac{10}{15}$$

d'où :

$$L_3 = 21,0 \cdot \frac{10}{15} = 14,00 \text{ cm}$$

$$\ell_3 = 24,0 \cdot \frac{10}{15} = 16,00 \text{ cm}$$

$$X_3 = 124,5 \cdot \frac{10}{15} = 83,0 \text{ cm}$$

b. Canevas de mesure :

La même démarche a été adoptée que pour les deux précédentes séries d'expériences.

c. Visualisation :

d. Depressions initiales :

De très légers abattements trop peu profonds, d'intensités minimales et instables sont apparues lors de cette troisième série d'expériences

β - Vortex intermittents :

Dans cette série d'expériences, le vortex intermittent n'a pu être observé, la cause de son inexistence va être interprétée ultérieurement.

Remarque:

Le long de la troisième série d'expérience ($D = 1,0 \text{ cm}$), on a visualisé que de faibles courbures (dépressions initiales) à la surface de l'eau, malgré l'ouverture instantanée de la vanne, jusqu'au débit maximum, et la diminution de la charge du trop-plein ; ceci dit que le développement de ces courbures n'étant guère appréciable, ce qui implique l'absence totale du vortex intermittent (étape critique)

Mesures et Analyse des Resultats :

Mesures expérimentales et Presentation des Resultats :

Les essais comportent trois series de mesures relatives à trois conduites de diamètres respectivement : D_1 , D_2 et D_3 ($D_1 = 2,0\text{cm}$, $D_2 = 1,5\text{cm}$ et $D_3 = 1,0\text{cm}$).

Les resultats des mesures sont rassemblés dans les tableaux qui suivent:

Première serie : $D_1 = 2,0\text{cm}$, H (trop-plein) = $10,0\text{cm}$

* Depression initiale :

ΔH (mm)	Q [10^3 l/s]	$\frac{\Delta H}{D}$	$\log(\Delta H)$	$\log(Q)$
1,00	177,77	0,05	0,00	2,25
3,00	188,23	0,15	0,47	2,27
4,00	228,57	0,20	0,60	2,36
5,00	228,57	0,25	0,70	2,36
7,00	240,60	0,35	0,87	2,38

* vortex intermittent :

ΔH (mm)	Q [10^3 l/s]	$\frac{\Delta H}{D}$	$\log(\Delta H)$	$\log(Q)$
32,00	205,13	1,60	1,50	2,31
35,00	213,33	1,75	1,54	2,33
37,00	222,22	1,85	1,57	2,35
40,00	238,81	2,00	1,60	2,38
41,00	242,42	2,0	1,61	2,38

Deuxième Serie: $D_2 = 1,5 \text{ cm}$, $H(\text{trop-plein}) = 8,0 \text{ cm}$

* Depression initiale :

$\Delta H (\text{mm})$	$Q [10^3 \text{ l/s}]$	$\frac{\Delta H}{D}$	$\log(\Delta H)$	$\log(Q)$
2,00	61,54	0,13	0,30	1,79
2,50	80,00	0,17	0,40	1,90
5,00	84,21	0,33	0,70	1,92
6,00	111,11	0,40	0,78	2,04
8,00	117,65	0,53	0,90	2,07

* Vortex intermittent :

$\Delta H (\text{mm})$	$Q [10^3 \text{ l/s}]$	$\frac{\Delta H}{D}$	$\log(\Delta H)$	$\log(Q)$
30,00	83,33	2,00	1,47	1,92
39,50	90,91	2,63	1,60	1,96
43,00	95,24	2,86	1,63	1,98
45,00	105,26	3,00	1,65	2,02
47,00	111,11	3,13	1,67	2,04

Troisième série: $D_3 = 1,0 \text{ cm}$, $H(\text{trop-plein}) = 6,2 \text{ cm}$

* Depression initiale

$\Delta H (\text{mm})$	$Q [10^{-3} \text{ l/s}]$	$\frac{\Delta H}{D}$	$\log(\Delta H)$	$\log(Q)$
0,30	15,38	0,03	-0,52	1,19
0,50	17,77	0,05	-0,30	1,25
0,80	20,00	0,08	-0,10	1,30
1,00	23,53	0,10	0,00	1,37
1,50	27,59	0,15	0,18	1,44

1- A partir des points expérimentaux rassemblés dans les tableaux précédents, il est alors possible de tracer leurs courbes représentatives les plus probables définies par:

a) $\frac{\Delta H}{D} = f(Q)$

b) $\log(\Delta H) = f(\log(Q))$

Le symbole: \log désigne le logarithme décimal.

2. Ayant représenté les courbes expérimentales: $\log(\Delta H) = f(\log(Q))$, il est alors possible de tracer sur les mêmes graphes, les courbes enveloppes, en faisant passer par les points culminant des dépressions ($\log(\Delta H)$), les parallèles aux courbes expérimentales. Les courbes enveloppes étant au-dessus des courbes expérimentales, d'où

dans ce cas, elles limitent les points les plus dangereux, qui au delà de ces points, on rentre dans les zones des vortex non aérés et vortex aérés respectivement pour l'étape (dépression initiale) et l'étape critique (vortex intermittent).

3. cette troisième consiste à déterminer la relation : $\Delta H = a Q^n$.

En transformant cette relation en logarithme, on aura :

$$\log(\Delta H) = \log a + n \log Q$$

A partir des courbes expérimentales donnant : $\log(\Delta H) = f(\log(Q))$, on déduit :

$\log a$ = ordonné à l'origine des courbes expérimentales

$$n = \frac{\Delta(\log(\Delta H))}{\Delta(\log(Q))} = \text{pente des courbes expérimentales}$$

4. Soit Δ : le segment vertical séparant la courbe enveloppe à la courbe expérimentale, alors l'ordonné à l'origine de la courbe enveloppe est donné par :

$$\log a' = \log a + \Delta$$

d'où l'équation de la courbe enveloppe :

$$\log(\Delta H) = \log a + \Delta + n \log Q = \log a'$$

ce qui donne finalement la relation suivante :

$$\Delta H = a' Q^n$$

5.6. Interprétation Graphique :

Les figures V.3, V.4, V.5, V.6 et V.7 représentent le paramètre adimensionnel $\frac{\Delta H}{D}$ en fonction du débit pour les paramètres géométriques constants (L, l, x) ; l'allure de ces courbes est une portion de parabole. Les figures V.3 et V.6 ont leurs courbures trop faibles, ce qui veut dire que la dépression (ΔH) varie presque linéairement pour chaque série d'expériences et pour chaque étape (étape initiale et étape critique) ; tandis que les figures V.4, V.5 et V.7, la courbure est cette fois-ci plus appréciable tout en s'étalant vers les débits forts.

Les figures V.8, V.9, V.10, V.11, V.12 représentant la relation :

$\log(\Delta H) = f(\log(Q))$ sont de formes linéaires.

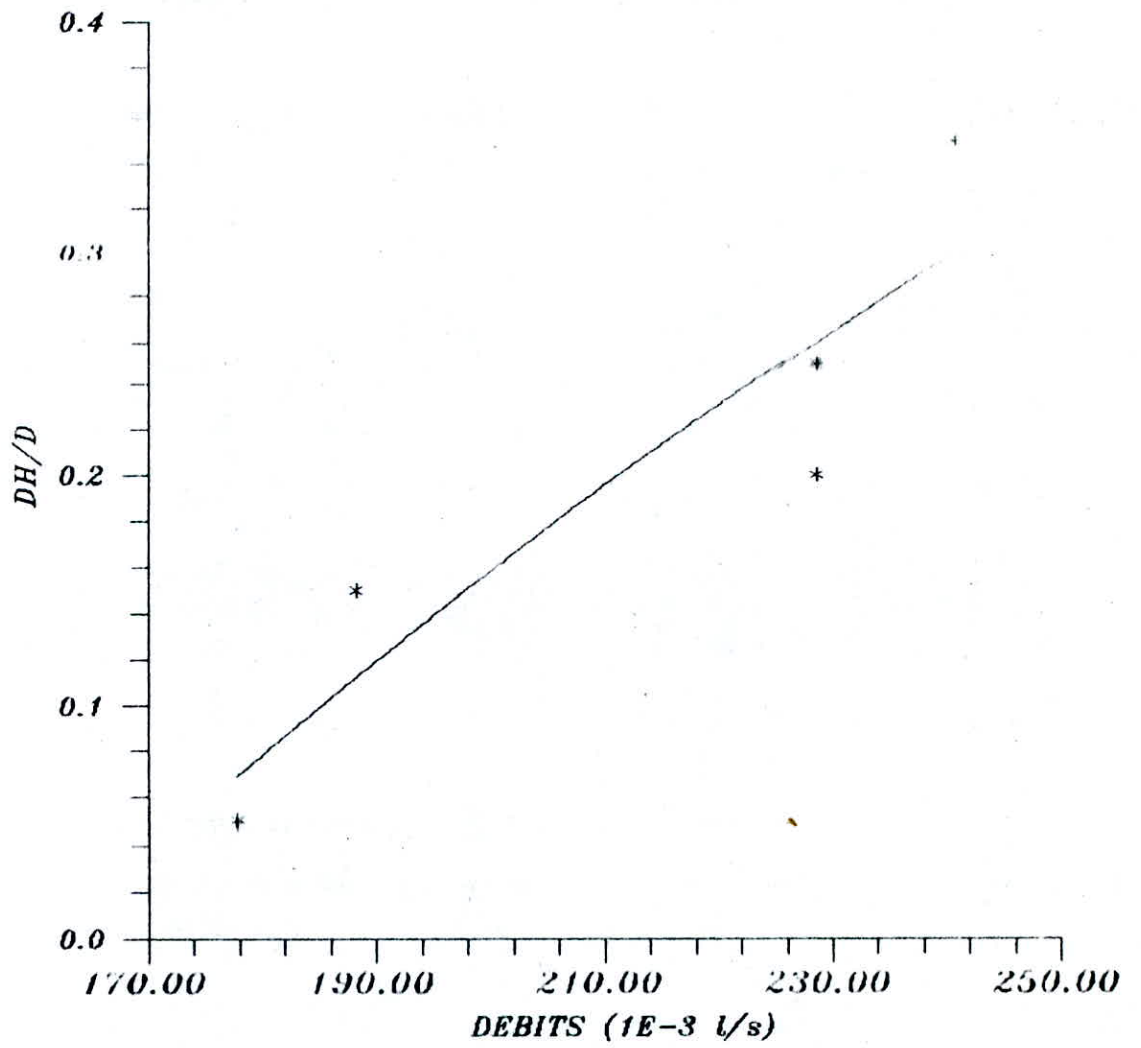


FIGURE (1.3): ALLURE DE L'ETAPE INITIALE ($D_1=2.0\text{cm}$)

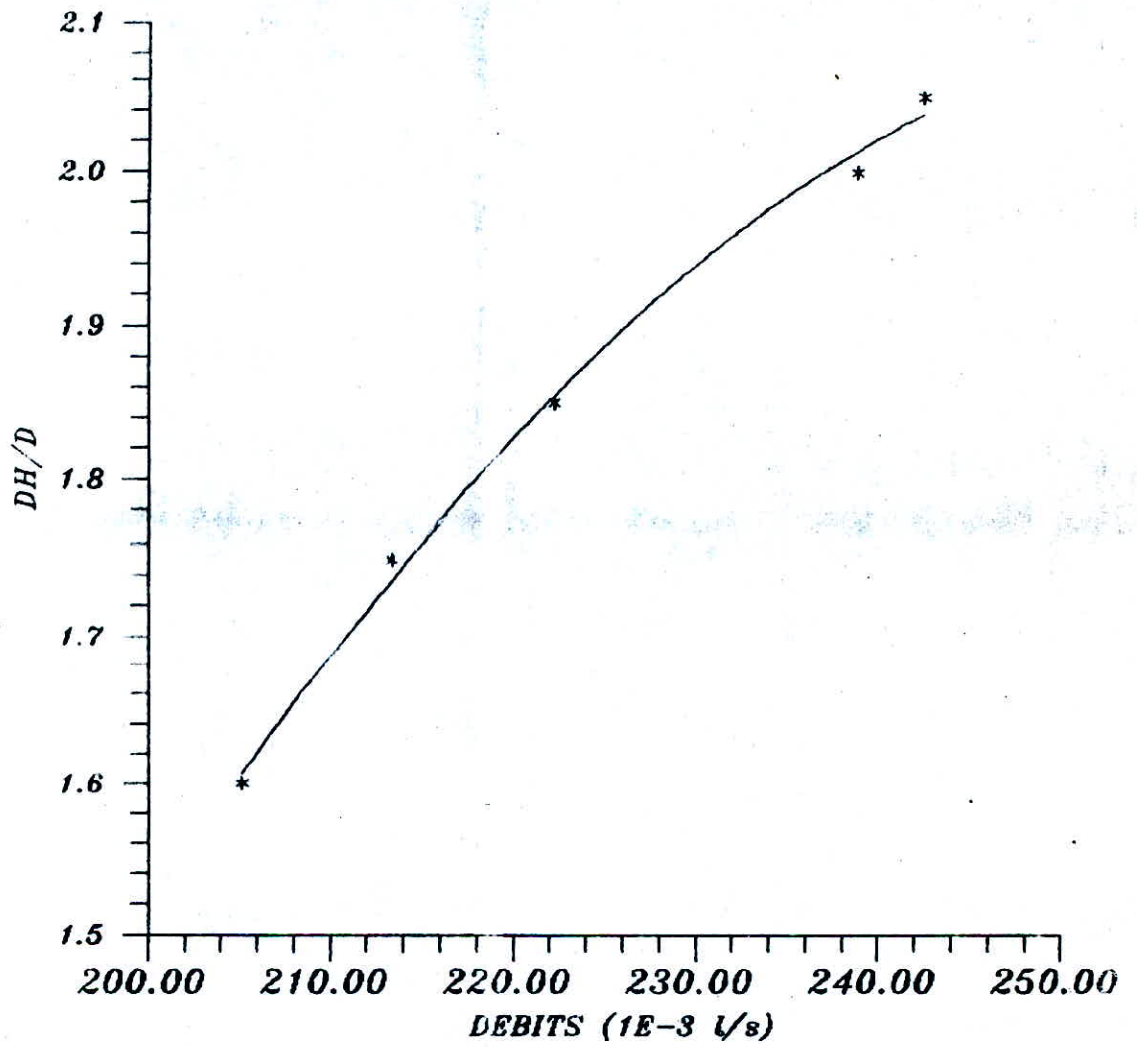
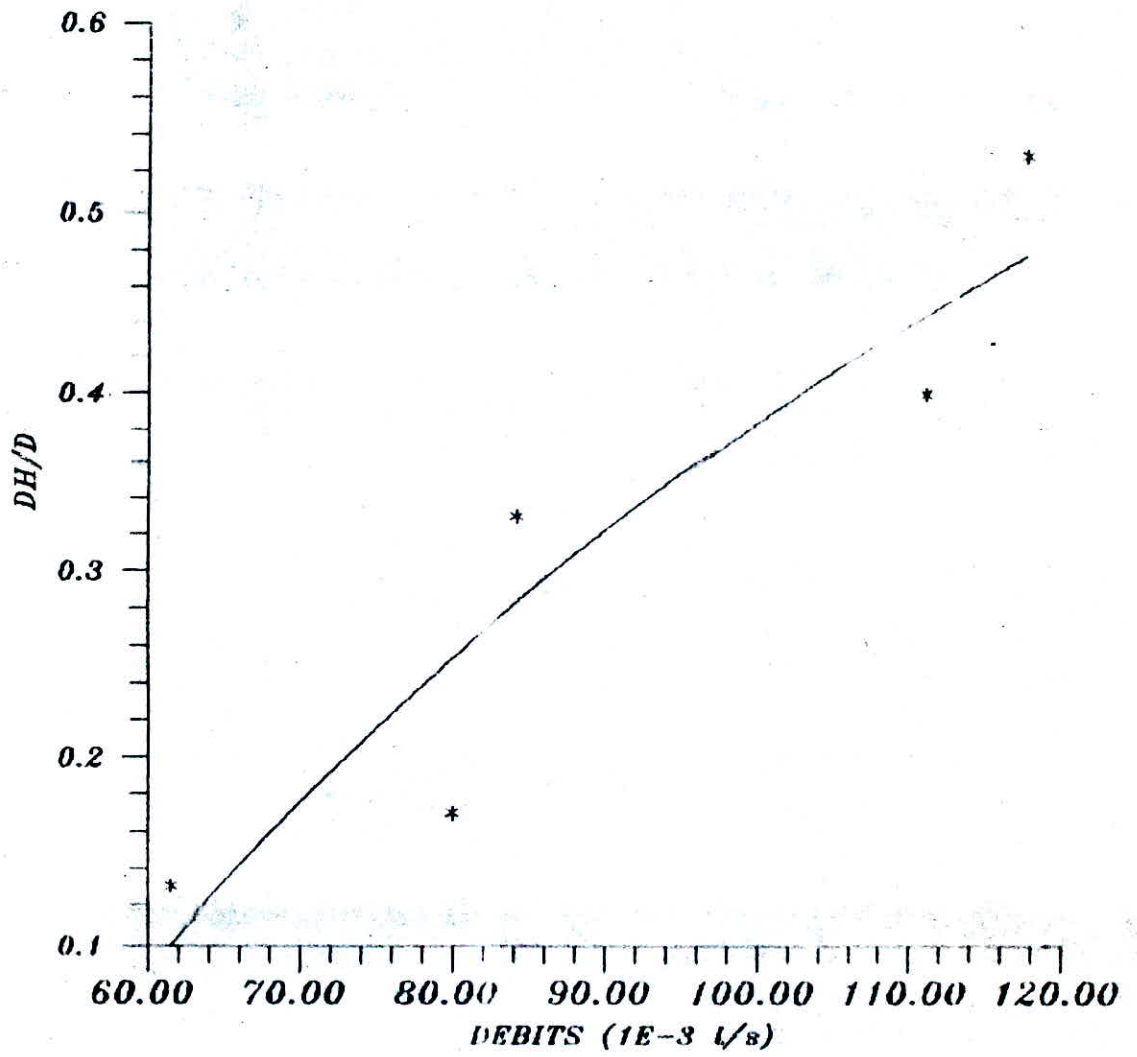


FIGURE (1.4): ALLURE DE L'ETAPE CRITIQUE ($D_1=2.0\text{cm}$)



FIGURE(15): ALLURE DE L'ETAPE INITIALE ($D_2=1.5cm$)

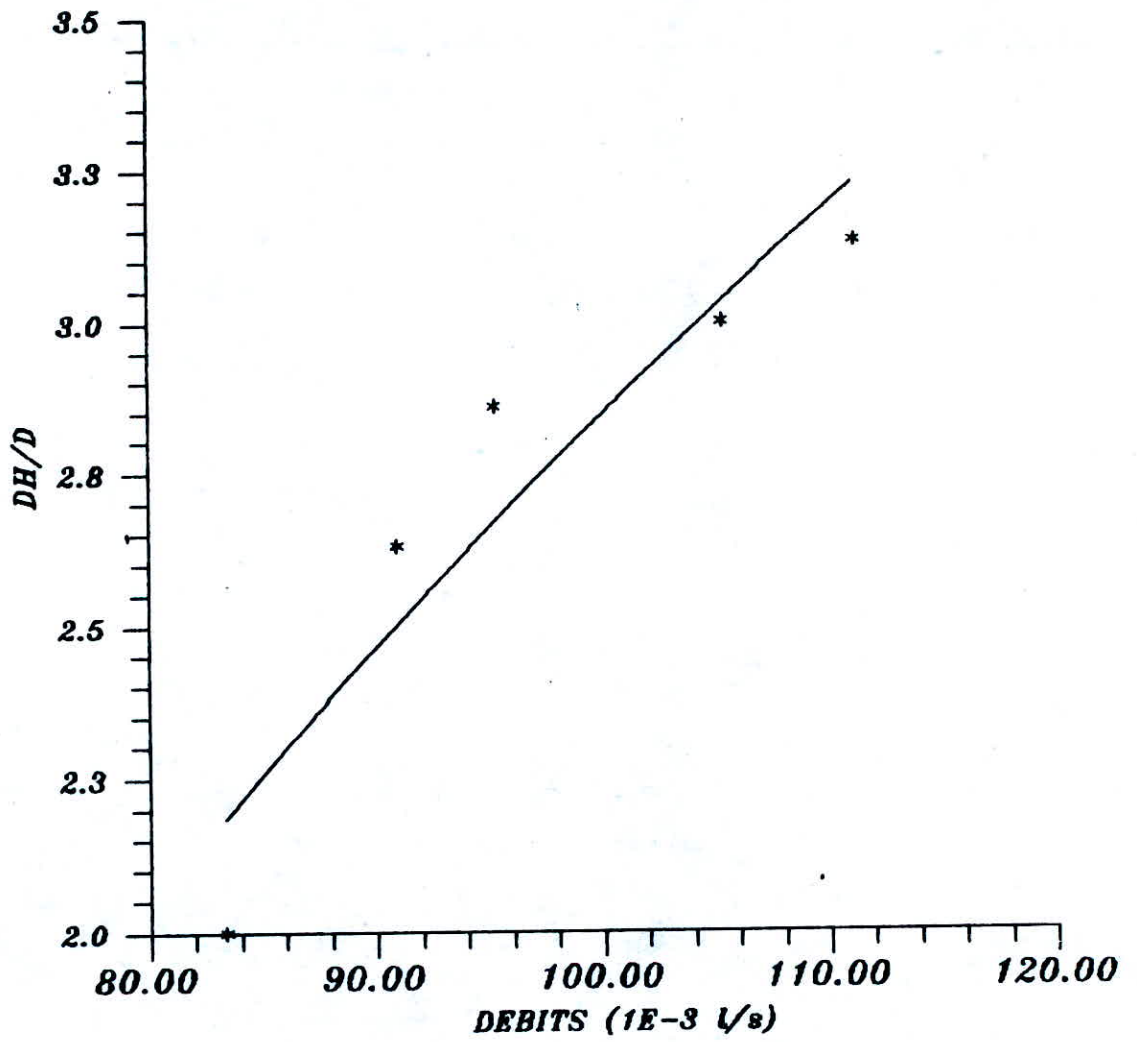


FIGURE (14): ALLURE DE L'ETAPE CRITIQUE ($D_2=1.5cm$)

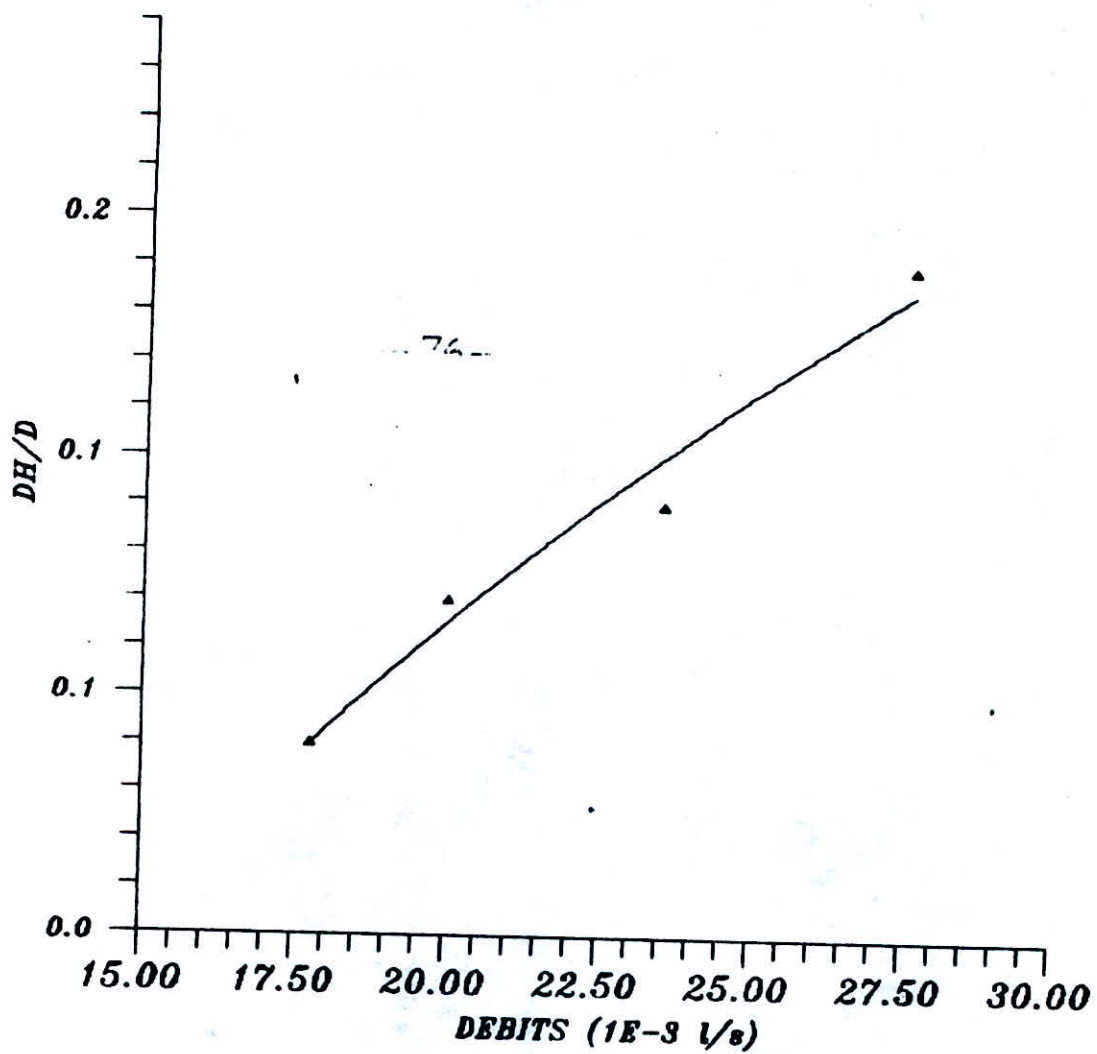


FIGURE (1) ALLURE DE L'ETAPE INITIALE ($D_3=1.0cm$)

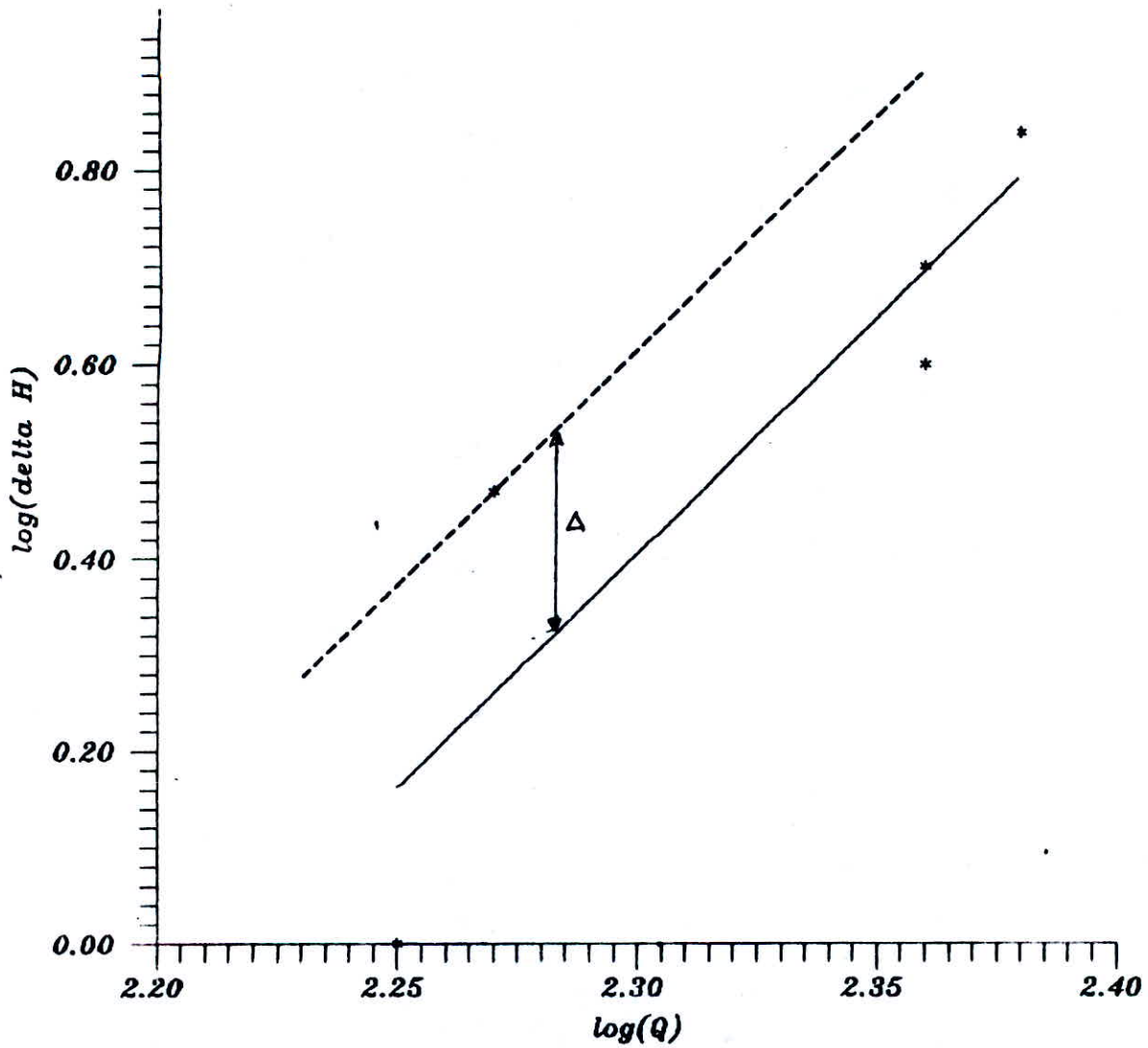


FIGURE (V.8) : ALLURE DE L'ETAPE INITIALE ($D_1=2.0\text{cm}$)

trait : {
 - - - - - : courbe enveloppe
 ————— : courbe expérimentale

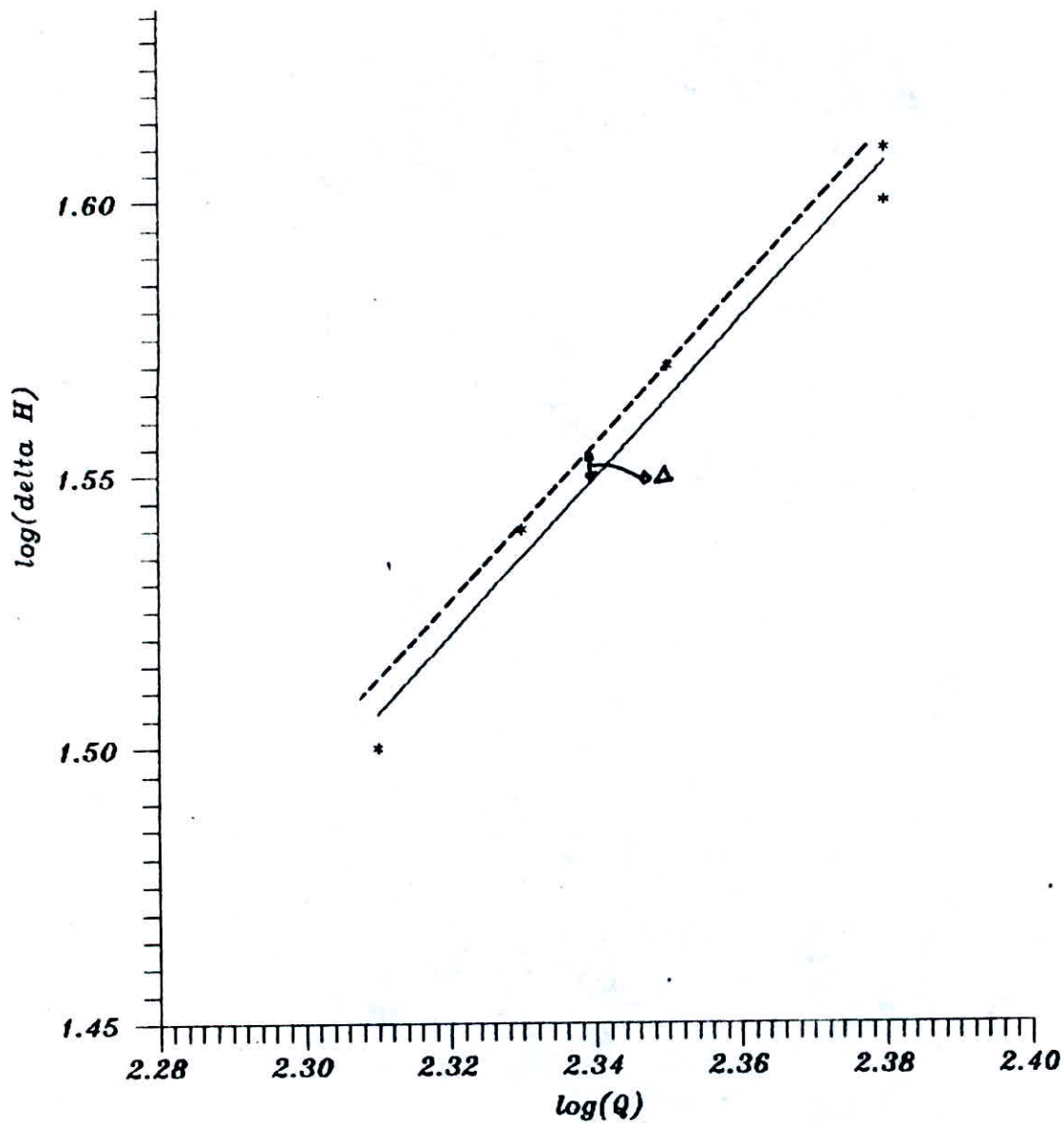


FIGURE (V.9): ALLURE DE L'ETAPE CRITIQUE (D=2.0cm)

trait : {
 ----- : courbe enveloppe
 _____ : courbe expérimentale

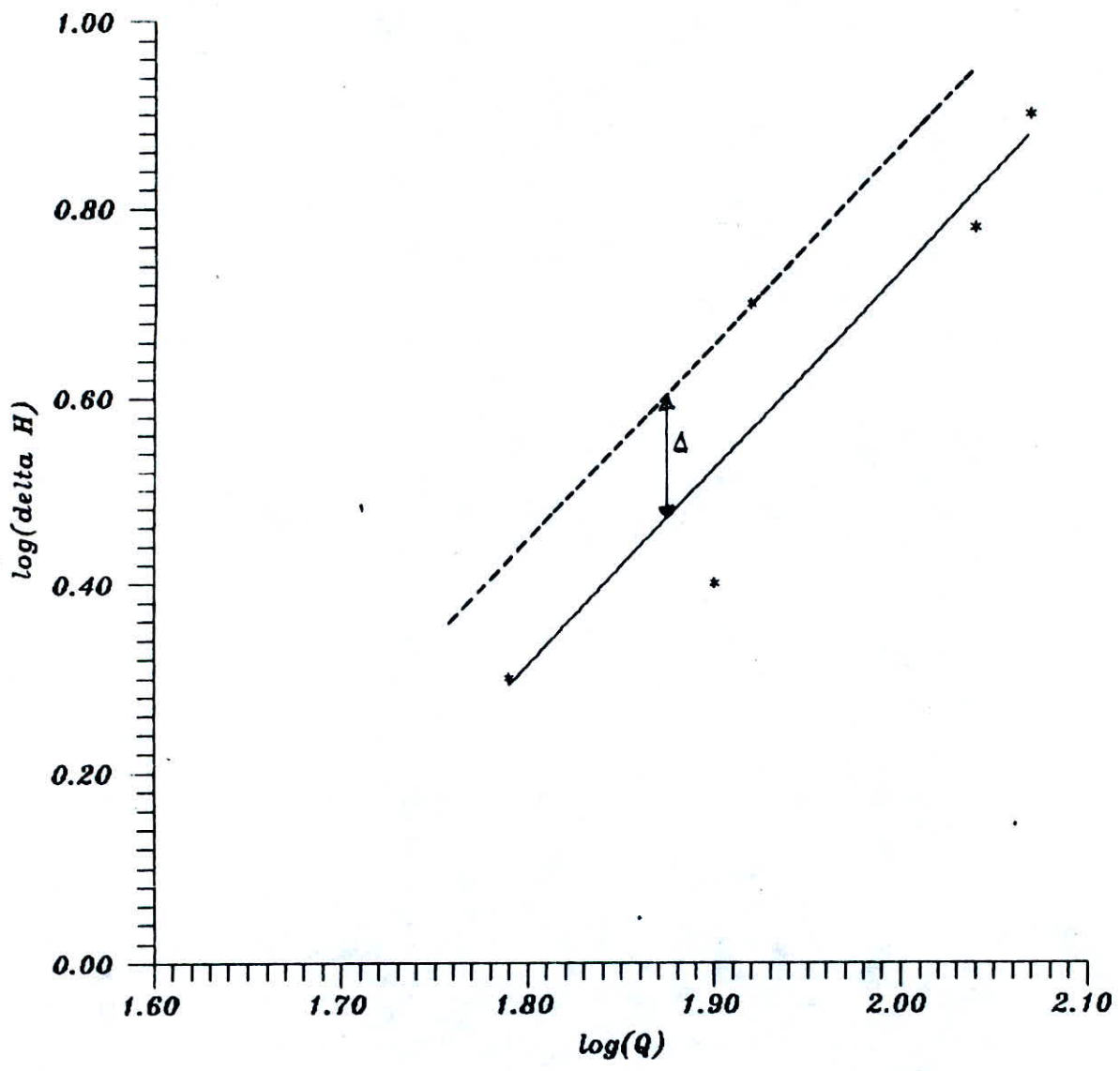


FIGURE (V.10) : ALLURE DE L'ETAPE INITIALE ($D_2=1.5cm$)

trait : {
 - - - - : courbe enveloppe
 ———— : courbe expérimentale

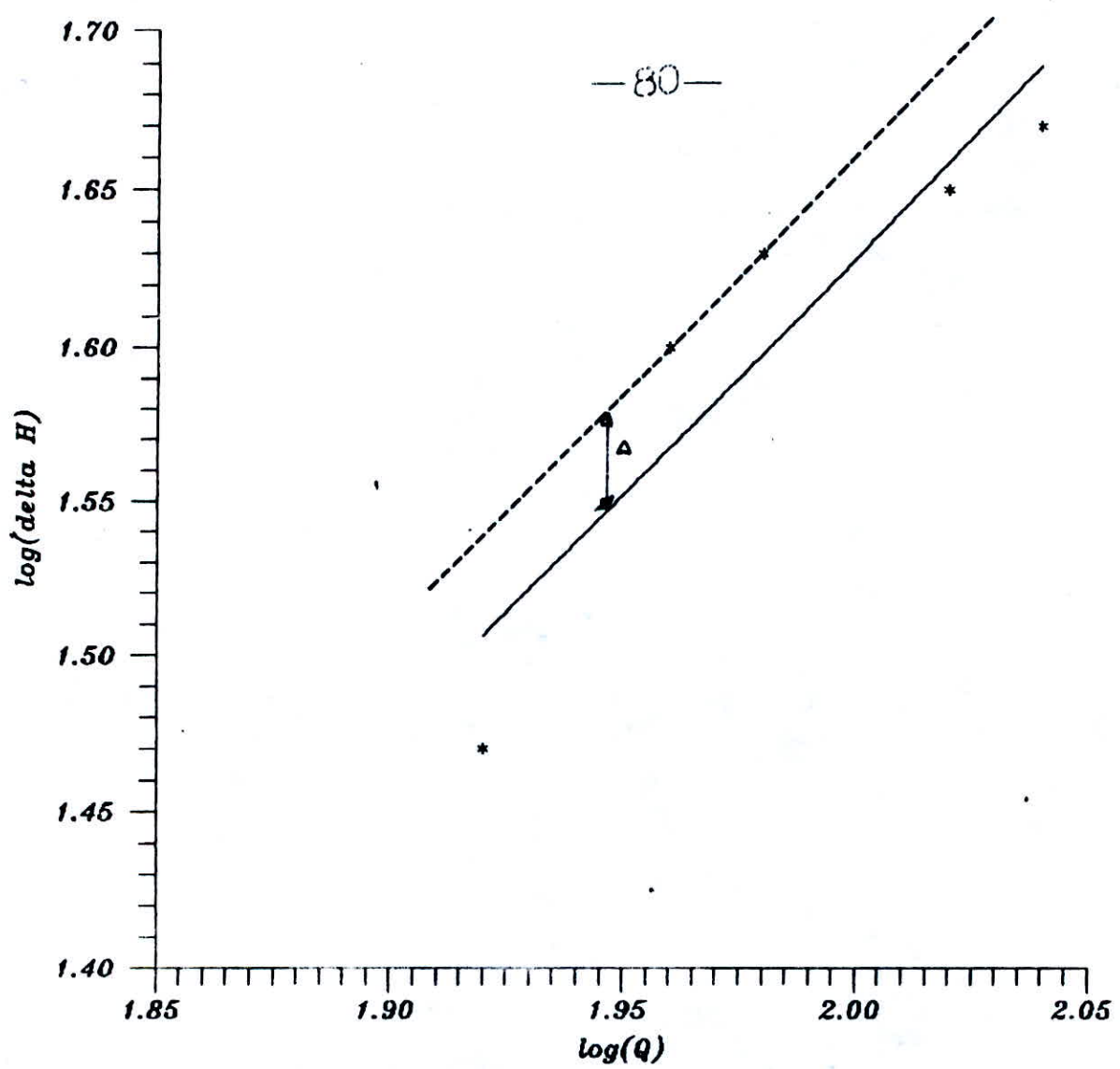


FIGURE (V.14): ALLURE DE L'ETAPE CRITIQUE ($D_2=1.5cm$)

trait : {
----- : Courbe enveloppe
————— : Courbe experimentale

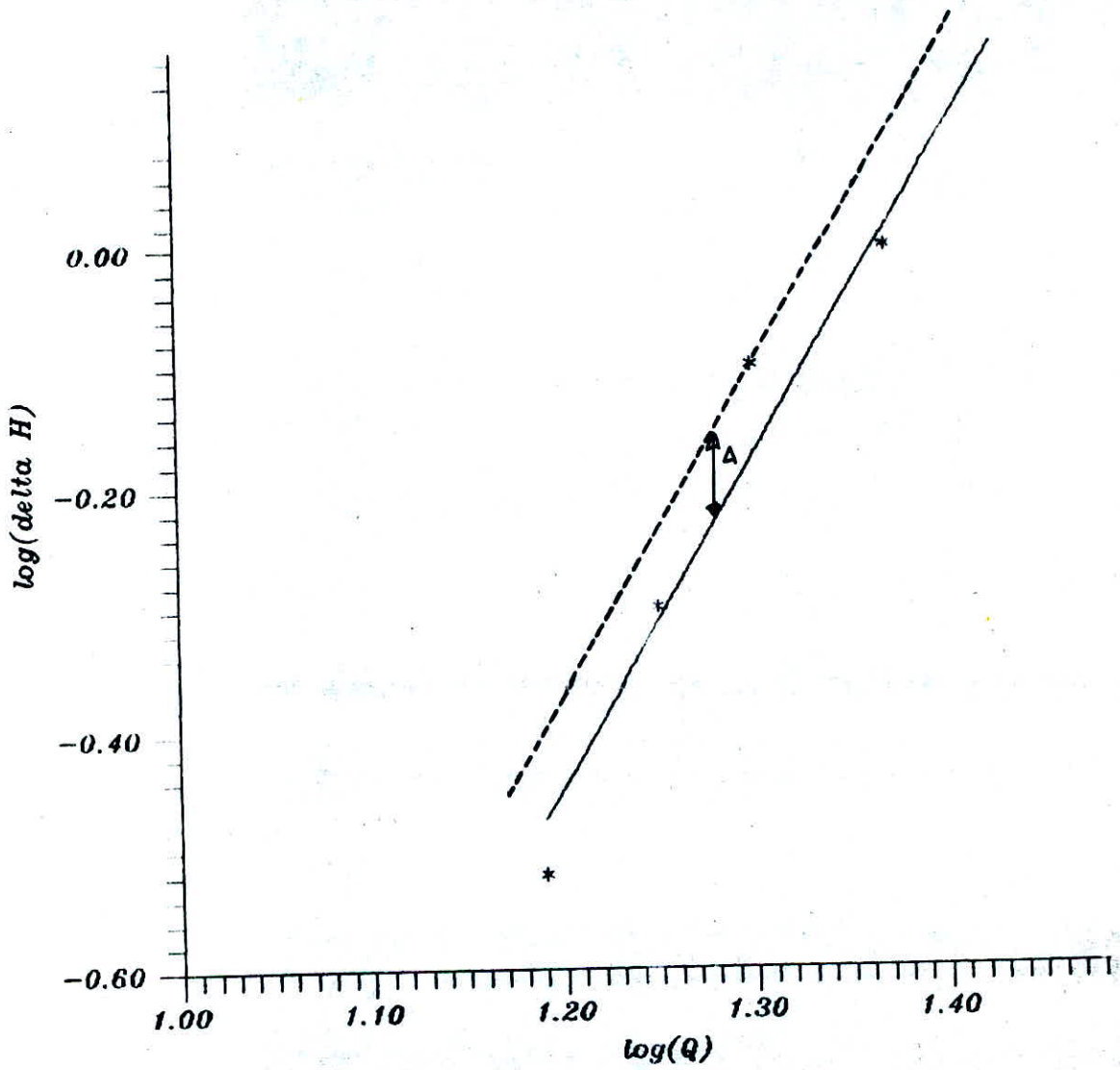


FIGURE (V.12): ALLURE DE L'ETAPE INITIALE ($D_3=1.0\text{cm}$)

trait: {
 - - - - : courbe enveloppe
 ———— : courbe expérimentale

CHAP 6 INTERPRETATION THEORIQUE
DES RESULTATS EXPERIMENT.
-AUX

6.1. Détermination de la relation: $\Delta H = f_1(Q)$ pour la dépression initiale et pour le vortex intermittent:

Vu le graphique $H = f(Q)$, la dépression (H) en fonction du débit (Q) est donnée par la relation suivante:

$$\Delta H = a Q^n \quad (1)$$

Pour la détermination des inconnues a et n , écrivons l'équation (1) sous la forme logarithmique:

$$\log \Delta H = \log a + n \log Q \quad (2)$$

cette équation (2) est de la forme:

$$y = Ax + B$$

Par identification, on a:

$\log a = B$: ordonnée à l'origine de l'équation linéaire (2)

$n = A$: pente de l'équation (2)

avec:

$$n = \frac{\Delta(\log \Delta H)}{\Delta(\log Q)}$$

6.1.1. Première série d'expériences ($D_1 = 2.00 \text{ cm}$)

* Dépression initiale

sur le graphique (V.8 p. 77) donnant $\log \Delta H = f(\log Q)$, on tire:

$$\log a = -5,7 \implies a = 2 \cdot 10^{-6}$$

$$a = 2 \cdot 10^6$$

et: $n = 3,38$

d'où l'équation de la depression initiale est:

$$\Delta H = 2 \cdot 10^6 \varphi^{3,38}$$

* Vortex intermittent:

Sur le graphique (X.9.p.78) qui donne: $\log \Delta H = f(\log \varphi)$, on déduit:

$$\log a = -1,92 \Rightarrow a = 12,02 \cdot 10^3$$

$$a = 12,02 \cdot 10^3$$

et: $n = 1,69$

donc l'équation du vortex intermittent est:

$$\Delta H = 12,02 \cdot \varphi^{1,69}$$

6.12. Deuxième série d'expériences ($D_2 = 1.50 \text{ cm}$)

* Depression initiale:

à partir du graphique (X.10.p.79), on tire:

$$\log a = -3,49 \Rightarrow a = 3,23 \cdot 10^{-4}$$

$$a = 3,23 \cdot 10^{-4}$$

et: $n = 2,01$

d'où l'équation de la depression initiale:

$$\Delta H = 3,23 \cdot 10^{-4} \varphi^{2,01}$$

* Vortex intermittent:

Vu le graphique (V.11. p. 80), on a:

$$\log a = -1,5 \implies a = 31,62 \cdot 10^{-3}$$

$$a = 31,62 \cdot 10^{-3}$$

et: $n = 1,33$

donc l'équation du vortex intermittent est la suivante:

$$\Delta H = 31,62 \cdot 10^{-3} \Omega^{1,33}$$

6.1.3. Troisième série d'expériences ($D_3 = 1.00 \text{ cm}$)

* Depression initiale

Sur le graphique (V.12. p. 81) donnant: $\log \Delta H = f(\log \Omega)$, on tire:

$$\log a = -3,39 \implies a = 4,07 \cdot 10^{-4}$$

$$a = 4,07 \cdot 10^{-4}$$

et: $n = 2,87$

donc l'équation de la depression initiale est:

$$\Delta H = 4,07 \cdot 10^{-4} \Omega^{2,87}$$

6.2 **D**étermination de la relation: ($\Delta H = f_2(Q)$) de la courbe enveloppe pour la dépression initiale et le vortex intermittent :

$$\log \Delta H = (\log a + \Delta) + m \log Q = \log a' + m \log Q$$

$$\log \Delta H = \log a' + m \log Q \quad (4)$$

d'où on aboutit à la relation suivante :

$$\Delta H = a' Q^m$$

6.2.1. Première série d'expérience ($D_2 = 2.00 \text{ cm}$)

* Dépression initiale:

sur le graphique (V.8 p. 77), on tire :

$$\Delta = 0,22 \Rightarrow \log a' = -5,7 + 0,22 = -5,48$$

d'où :

$$a' = 3,31 \cdot 10^6$$

donc l'équation caractéristique de la dépression initiale est :

$$\Delta H = 3,31 \cdot 10^5 Q^{3,38}$$

* Vortex intermittent:

sur le graphique (V.9 p. 78), on déduit :

$$\Delta = 0,0068 \Rightarrow \log a' = -1,92 + 0,0068 = -1,91$$

d'où :

$$a' = 12,30 \cdot 10^{-3}$$

donc on aboutit à l'équation du vortex intermittent:

$$\Delta H = 12,30 \cdot 10^{-3} \varphi^{1,69}$$

6.2.2. Deuxième série d'expériences ($D_2 = 1.50 \text{ cm}$)

* Dépression initiale:

à partir du graphe (V.10. p. 79), on a:

$$\Delta = 0,135 \implies \log a' = -3,49 + 0,135 = -3,35$$

d'où:

$$a' = 4,41 \cdot 10^{-4}$$

donc on écrit l'équation de la dépression initiale:

$$\Delta H = 4,41 \cdot 10^{-4} \varphi^{2,01}$$

* Vortex intermittent:

Sur le graphe (V.11. p. 80), on déduit:

$$\Delta = 0,03 \implies \log a' = -1,5 + 0,03 = -1,47$$

d'où:

$$a' = 33,88 \cdot 10^{-3}$$

donc on aura pour équation du vortex intermittent:

$$\Delta H = 33,88 \cdot 10^{-3} \varphi^{1,33}$$

6.2.3. Troisième série d'expérience ($D_3 = 1.00 \text{ cm}$)

* Depression initiale

sur le graphe (V.12. p. B1), on tire :

$$\Delta = 0,12 \implies \log a' = -3,39 + 0,12 = -3,27$$

d'où :

$$a' = 5,37 \cdot 10^{-4}$$

et l'équation de la depression initiale est :

$$\Delta H = 5,37 \cdot 10^{-4} Q^{2,87}$$

CHAP 7 PROPOSITION DUN CRITERE
DE SIMILITUDE

Proposition d'un critère de similitude :

Détermination d'un critère de similitude :

Le critère de similitude sera déterminé entre la deuxième et la troisième expérience ($D_2 = 15 \text{ cm}$ et $D_3 = 10 \text{ cm}$ respectivement), qui concerne :

- l'étape initiale (dépression initiale) et ;
- l'étape critique (vortex intermittent)

Mais comme l'étape critique n'a pu être observé dans la troisième expérience ($D_3 = 10 \text{ cm}$) ; on s'est limité seulement à l'étape initiale.

Soient :

$$\left. \begin{array}{l} D_2 = 15 \text{ cm} : \Delta H_1 = a_1 Q_1^{n_1} \\ D_3 = 10 \text{ cm} : \Delta H_2 = a_2 Q_2^{n_2} \end{array} \right\} (1)$$

les indices : 1, 2 : désignent respectivement les paramètres géométriques et physiques de la deuxième et la troisième expérience

posons : $n_1 = n_2 = n$

$$\frac{\Delta H_1}{\Delta H_2} = \frac{a_1}{a_2} \left(\frac{Q_1}{Q_2} \right)^n \implies \lambda_H = \lambda_a \cdot \lambda_Q^n \quad \text{avec} \quad \lambda_Q = \lambda_v \cdot \lambda^2$$

On élimine l'échelle des a en faisant les transformations suivantes :

$$\left. \begin{array}{l} \Delta H_1 = a \frac{Q_1^n}{D_1^x} \\ \Delta H_2 = a \frac{Q_2^n}{D_2^x} \end{array} \right\} (2)$$

avec : $\lambda = \frac{L_1}{L_2} = \frac{D_1}{D_2}$: échelle géométrique

Il s'agit de déterminer les valeurs x et a . En éliminant H_1 et H_2 entre les systèmes (1) et (2), il vient :

$$\left. \begin{aligned} a_1 Q_1^m &= a \frac{Q_1^m}{D_1^x} \\ a_2 Q_2^m &= a \frac{Q_2^m}{D_2^x} \end{aligned} \right\} (3) \implies a_1 D_1^x = a_2 D_2^x = a \quad (4)$$

$$\implies \left(\frac{a_2}{a_1} \right)^{1/x} = \frac{D_2}{D_1} \implies x = \frac{\log_{10}(a_1/a_2)}{\log_{10}(D_2/D_1)} \quad (5)$$

La valeur de a sera déterminé à partir de l'équation (4).
Divisons les équations du système (3) par leurs diamètres correspondants D_1 et D_2 .

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta H_1}{D_1} &= a \frac{Q_1^m}{D_1^x \cdot D_1} = a \frac{Q_1^m}{D_1^{1+x}} \\ \frac{\Delta H_2}{D_2} &= a \frac{Q_2^m}{D_2^x \cdot D_2} = a \frac{Q_2^m}{D_2^{1+x}} \end{aligned} \right\} (3')$$

Pour observer des hauteurs (dépressions) correspondants dans le modèle et dans le prototype, on utilise la relation générale suivante :

$$\frac{\Delta H}{D} = a \frac{Q^m}{D^m} \quad \text{avec } m = 1+x$$

$$\lambda_{H/D} = \lambda_a \cdot \frac{\lambda_Q^3}{\lambda_D^3}$$

or $\lambda_a = 1$

d'où :

$$\lambda_{H/D} = 1 \cdot \frac{\lambda_Q^3}{\lambda_D^3} = 1 \cdot \frac{\lambda_v \cdot \lambda^2}{\lambda_D^3}$$

comme : $\lambda_{H/D} = \lambda$

et : $\lambda_D = \lambda$

on aura :

$$\lambda = \frac{\lambda_v \cdot \lambda^2}{\lambda^3} \implies \lambda_v = \frac{\lambda^3}{\lambda}$$

donc :

$$\lambda_v = \lambda^{m-1} \quad (6)$$

et :

$$\lambda_Q = \lambda^{m-3}$$

Equation (5)

$$\text{Données} \begin{cases} D_2 = 1,5 \text{ cm} , a_1 = 3,23 \cdot 10^4 \\ D_3 = 40 \text{ cm} , a_2 = 4,07 \cdot 10^4 \end{cases}$$

d'où on peut tirer la valeur numérique de x :

$$x = 0,57$$

de l'équation (4) :

$$a = 3,23 \cdot 10^{-4} (1,5)^{0,57} \approx 4,07 \cdot 10^{-4} (1)^{0,57}$$

on prend:

$$a = 4,07 \cdot 10^{-4}$$

de l'équation (6) :

$$m = 1,57$$

d'où finalement, on tire la valeur de λ_v :

$$\lambda_v = \lambda^{0,57} \quad \text{--- 21 ---}$$

et:
$$\lambda_\varphi = \lambda^{-1,43}$$

* Comparaison avec le critère de Reech-Froude

critère de Reech-Froude:
$$\lambda_v = \lambda^{0,5}$$

étape initiale (depression initiale) :
$$\lambda_v = \lambda^{0,57}$$

Vu que les valeurs expérimentales sont lues par visualisation à travers les parois latérales du modèle, l'erreur commise dans la lecture est dans ce cas très appréciable, mais on peut admettre sur le résultat

trouvé, que le critère de similitude pour l'étape initiale (depression initiale) vérifie néanmoins le critère de Reech-Froude.

* Projection des résultats du modèle ($D_2 = 1,0\text{cm}$) au prototype ($D_1 = 1,5\text{cm}$)
on a deux types de problème :

- le diamètre : D_1
- l'échelle géométrique : λ

* Recherche de la depression H pour éviter les phénomènes d'aération en connaissant le débit aspiré

Sur le graphique (X.7. p. 76) donnant : $\frac{\Delta H}{D} = f(Q)$ du modèle ($D_2 = 1,0\text{cm}$), on fixe un débit donné Q et on tire sa depression (ΔH) correspondante alors :

$$Q = 22,5 \cdot 10^3 \text{ l/s} \longrightarrow \frac{\Delta H_2}{D_2} = 0,17 \Rightarrow \Delta H_2 = 1,7 \text{ mm}$$

$$\text{et que : } \frac{\Delta H_2}{D_2} = \frac{\Delta H_1}{D_1} \Rightarrow \Delta H_1 = \frac{D_1 \cdot \Delta H_2}{D_2} = \frac{1,5 \cdot 1,7}{1,0} = 2,55 \text{ mm}$$

$$\begin{cases} \Delta H_2 = 1,7 \text{ mm (modèle)} \\ \Delta H_1 = 2,55 \text{ mm (prototype)} \end{cases}$$

* Recherche du débit Q pour une depression (ΔH) fixé.

Sachant que :

$$\lambda_v = \lambda^{0,57}$$

$$\text{et : } \lambda_v = \frac{\lambda Q}{\lambda^2}$$

$$\lambda_Q = \lambda = \frac{Q_2}{Q_1} \Rightarrow Q_1 = \frac{Q_2}{\lambda}$$

$$\text{Données: } \begin{cases} Q_2 = 22,5 \cdot 10^{-3} \text{ l/s} \\ \lambda = \frac{1,4}{2,55} \end{cases}$$

$$Q_1 = 68,18 \cdot 10^{-3} \text{ l/s}$$

Sur le graphe (V.5.p.74) donnant: $\frac{\Delta H_1}{D} = f(Q)$ du prototype ($D_2 = 1,5 \text{ cm}$), on vérifie en fixant: $\Delta H_1 = 2,55 \text{ mm}$, on tire son débit correspondant $Q_1 = 68,28 \cdot 10^{-3} \text{ l/s}$, ce qui implique que le critère de similitude donné précédemment est vérifié entre le modèle ($D_3 = 1,0 \text{ cm}$) et le prototype ($D_2 = 1,5 \text{ cm}$).

7.2. Vérification de la relation de similitude sur un prototype ($D_2 = 2,0 \text{ cm}$)

On prend: $D_2 = 1,5 \text{ cm}$ (modèle)

et: $D_1 = 2,0 \text{ cm}$ (prototype)

Sur le graphe (V.5.p.74) donnant $\frac{\Delta H_2}{D} = f(Q)$ du modèle ($D_2 = 1,5 \text{ cm}$), on fixe un débit $Q = 68,28 \cdot 10^{-3} \text{ l/s}$, ce qui correspond sur le graphique une dépression: $\Delta H_2 = 2,55 \text{ mm}$

$$\text{Sachant que: } \frac{\Delta H_1}{D_1} = \frac{\Delta H_2}{D_2} \Rightarrow \Delta H_1 = \Delta H_2 \cdot \frac{D_2}{D_1} = \frac{2,55 \cdot 2,0}{1,5} = 3,40 \text{ mm}$$

$$\Delta H_1 = 3,40 \text{ mm}$$

Cette fois-ci, on fixe la dernière dépression $\Delta H_2 = 3,40 \text{ mm}$, et on cherche le débit correspondant Q_1 ?

Sachant que: $\lambda_v = \lambda^{0,57}$

et : $\lambda_v = \frac{\lambda Q}{\lambda^2}$

alors: $\lambda Q = \lambda^{2,57} = \frac{Q_2}{Q_1} \Rightarrow Q_1 = \frac{Q_2}{\lambda^{1,57}}$

on trouve : $Q_1 = 143,02 \cdot 10^{-3} \text{ l/s}$

En vérifiant sur le graphique (V.3.p.74) pour la dépression fixée:

$\Delta H_1 = 3,40 \text{ mm}$, on déduit un débit $Q'_1 \neq Q_1 = 143,02 \cdot 10^{-3} \text{ l/s}$, ce qui implique la non-vérification de la relation de Similitude entre le modèle ($D_2 = 1,5 \text{ cm}$) et le prototype ($D_1 = 2,0 \text{ cm}$)

CONCLUSION
GENERALE

CONCLUSION GÉNÉRALE :

Les essais ont été faits sur un modèle sur lequel on a effectué trois séries d'expériences pour trois conduites de diamètres D_1, D_2 et D_3 ($D_1 = 2,0\text{cm}$, $D_2 = 1,5\text{cm}$ et $D_3 = 1,0\text{cm}$) respectivement, avec modification de la chambre d'expérimentation suivant deux lois d'échelles linéaires différentes $\lambda_{1,2}$ et $\lambda_{2,3}$ avec :

$$\lambda_{1,2} = \frac{D_2}{D_1} = \frac{L_2}{L_1} = \frac{l_2}{l_1} = \frac{x_2}{x_1}$$

$$\lambda_{2,3} = \frac{D_3}{D_2} = \frac{L_3}{L_2} = \frac{l_3}{l_2} = \frac{x_3}{x_2}$$

avec :

L, l : longueur et largeur de la chambre d'expérimentation

x : longueur de la prise dans la chambre

indices 1, 2 et 3 : désignent les paramètres géométriques de la première, deuxième et troisième série d'expériences

L'objet de ces séries d'expériences a consisté en la visualisation de l'étape initiale du vortex (depression initiale) et l'étape critique (vortex intermittent). Les résultats de ces mesures nous ont permis d'établir un critère de similitude se limitant uniquement à l'étape initiale entre la deuxième ($D_2 = 1,5\text{cm}$) et la troisième série d'expériences ($D_3 = 1,0\text{cm}$) en prenant comme prototype le grand diamètre ($D_1 = 2,0\text{cm}$), et le petit diamètre ($D_3 = 1,0\text{cm}$) comme modèle.

Ensuite on a utilisé le résultat trouvé pour vérifier la relation établie sur un prototype défini par: $D_1 = 2,0 \text{ cm}$; dans ce cas la relation n'est pas applicable vu le résultat aberrant obtenu. L'aberration des résultats est due au fait que les valeurs sont lues à l'œil nu, ces erreurs de lecture affectent également le résultat final.

De plus, l'absence du vortex intermittent dans la troisième série d'expériences ($D_3 = 1,0 \text{ cm}$), a été la cause de la non-détermination du critère de similitude entre le modèle ($D_3 = 1,0 \text{ cm}$) et le prototype ($D_2 = 1,5 \text{ cm}$), ce qui a malheureusement limité notre travail à l'étape initiale (dépression initiale).

Étant donné que les expériences ont été faites dans de bonnes conditions et refaites plusieurs fois dans un modèle bien installé, à l'occasion de la non-apparition de l'étape critique (vortex intermittent) dans cette troisième série d'expériences, peut s'interpréter selon notre avis de la manière suivante:

La chambre d'expérimentation était trop petite, et privée de régions des eaux mortes; or ces dernières contribuent à la formation de tourbillons, ce qui implique l'apparition que de faibles courbures à la surface, sans développement appréciable jusqu'au débit maximum, le long de l'expérience.

Vu que les mesures des dépressions (ΔH) ont été prise à l'œil nu, d'où l'erreur commise est importante, ce qui a influencé sur les courbes expérimentales et leurs relations: $\Delta H = f(\Omega)$, pour en finir sur le résultat de la relation de similitude, qui n'est pas

vérifié pour le deuxième prototype ($D_1 = 2,0 \text{ cm}$).

Malgré le résultat plus ou moins bon de la relation de similitude proposée comparée au critère de Recch. Froude, et sa vérification dans l'étape initiale entre le modèle ($D_3 = 1,0 \text{ cm}$) et le prototype ($D_2 = 1,5 \text{ cm}$).

on ne peut pas appliquer ce critère déjà mentionné pour un prototype de type "réel", car nos mesures ont été prises à l'œil nu et qui ne peuvent être précises.

ANNEXE :

ET LEUR D'ERREURS'

Calcul d'erreurs:

Précision des indications:

Quand on attribue la même importance, "la précision de mesures" aux faibles débits qu'aux grands, on garde la même limite pour l'erreur relative: $\Delta Q/Q$ dans toute l'étendue de mesures de Q_{\min} à Q_{\max} . La valeur limite de l'erreur est alors déterminée par rapport au débit réel Q dans l'étendue de mesure de l'appareil.

Sachant que: $Q = V/t$

donc:
$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta t}{t} \quad (\text{incertitude relative})$$

$\frac{\Delta t}{t}$: étant l'erreur commise sur le temps

avec: $\Delta t = 2 \cdot 0,1 + 0,1 = 0,3$ secondes

[Erreur de lecture + erreur de synchronisation du chronomètre au déclenchement et à l'arrêt lors du remplissage de la cuve]

L'erreur commise sur la lecture du volume est:

$$\Delta V = 10 \text{ ml}$$

La variance relative moyenne des débits mesurés est:

$$\sigma_{Q_{\text{exp}}} = \frac{\left[\sum_{i=1}^{i=n} (\Delta Q_i)^2 \right]^{1/2}}{\sum_{i=1}^{i=n} Q_i}$$

$i = 1, 2, \dots, n$

n : nombre de mesures

Calcul d'erreur dans la conduite N:1

$$D = 2.00 \text{ cm}$$

Depression initiale : $\Delta V = 10 \text{ ml}$; $\Delta t = 0.3 \text{ Sec}$

t_{moy} (s)	$\frac{\Delta t}{t}$ (10^{-3})	V (l)	$\frac{\Delta V}{V}$ (10^{-3})	Q (10^{-3} l/s)	$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta t}{t}$ (10^{-3})	ΔQ_i (10^{-4} l/s)	$\frac{-2}{\Delta Q_i}$ ($10^{-6} \cdot \text{l}^2/\text{s}^2$)
9.00	33.33	1.60	6.25	177.77	39.58	70.36	49.50
8.50	35.29	1.60	6.25	188.23	41.54	78.19	61.14
7.00	42.86	1.60	6.25	228.57	49.11	112.25	126.00
7.00	42.86	1.60	6.25	228.57	49.11	112.25	126.00
6.65	45.11	1.60	6.25	240.60	51.36	123.57	152.69

$$\sum_{i=1}^{i=5} Q_i = 1063,74 \cdot 10^{-3} \text{ [l/s]}$$

$$\sum_{i=1}^{i=5} (\Delta Q_i)^2 = 515,33 \cdot 10^{-6} \text{ [l}^2/\text{s}^2\text{]}$$

La variance relative moyenne des débits mesurés est :

$$G_{\varphi_{\text{exp}}} = \frac{22,70 \cdot 10^{-3}}{1063,74 \cdot 10^{-3}} = 2,13 \cdot 10^{-2} = 21,34 \cdot 10^{-3}$$

$$G_{\varphi_{\text{exp}}} = 21,34 \cdot 10^{-3}$$

Vortex intermittent :

$$\Delta V = 10 \text{ ml} ; \Delta t = 0.3 \text{ sec}$$

t_{moy} (s)	$\frac{\Delta t}{t}$ (10^{-3})	V (l)	$\frac{\Delta V}{V}$ (10^{-3})	Q (10^3 l/s)	$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta t}{t}$ (10^{-3})	ΔQ_i (10^4 l/s)	$\frac{-2}{\Delta Q_i}$ ($10^6 \text{ l}^2/\text{s}^2$)
7.80	38.46	1.60	6.25	205.13	44.71	91.71	84.11
7.50	40.00	1.60	6.25	213.33	46.25	98.66	97.34
7.20	41.66	1.60	6.25	222.22	47.91	106.46	113.34
6.70	44.78	1.60	6.25	238.81	51.03	121.86	148.50
6.60	45.45	1.60	6.25	242.42	51.70	125.33	157.07

$$\sum_{i=1}^{i=5} Q_i = 1121,91 \cdot 10^3 \text{ [l/s]}$$

$$\sum_{i=1}^{i=5} (\Delta Q_i)^2 = 600,36 \cdot 10^6 \text{ [l}^2/\text{s}^2]$$

La variance relative moyenne des débits mesurés est :

$$S_{Q_{\text{exp}}} = \frac{24,5 \cdot 10^{-3}}{1121,91 \cdot 10^{-3}} = 21,84 \cdot 10^{-3}$$

$$S_{Q_{\text{exp}}} = 21,84 \cdot 10^{-3}$$

Calcul d'erreur dans la conduite N°2

$$D = 1.50 \text{ cm}$$

$$\Delta V = 10 \text{ ml.}$$

Dépression initiale :

$$\Delta t = 0.3 \text{ Sec.}$$

$t_{\text{moy}} \text{ (s)}$	$\frac{\Delta t}{t} \text{ (} 10^{-3} \text{)}$	$V \text{ (l)}$	$\frac{\Delta V}{V} \text{ (} 10^{-3} \text{)}$	$Q \text{ (} 10^{-3} \text{ l/s)}$	$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta t}{t} \text{ (} 10^{-3} \text{)}$	$\Delta Q_i \text{ (} 10^{-3} \text{ l/s)}$	$\frac{\Delta Q_i^2}{Q^2} \text{ (} 10^{-6} \text{ l}^2/\text{s}^2 \text{)}$
26	11.54	1.6	6.25	61.54	17.79	10.95	1.20
25.72	11.66	2.0	5.00	80.00	16.66	13.33	1.78
19.29	15.55	1.6	6.25	84.21	21.80	18.36	3.37
18.40	16.30	2.0	5.00	111.11	21.30	23.67	5.60
17.16	17.48	2.0	5.00	117.65	22.48	26.45	6.99

$$\sum_{i=1}^{i=5} Q_i = 454,51 \cdot 10^{-3} \text{ [l/s]}$$

$$\sum_{i=1}^{i=5} (\Delta Q_i)^2 = 18,94 \cdot 10^{-6} \text{ [l}^2/\text{s}^2 \text{]}$$

La variance relative moyenne des débits mesurés est :

$$G_{\text{exp}} = \frac{4,35 \cdot 10^{-3}}{454,51 \cdot 10^{-3}} = 9,57 \cdot 10^{-3}$$

Vortex intermittent :

$$\Delta V = 10 \text{ ml}$$

$$\Delta t = 0.3 \text{ Sec.}$$

t_{moy} (s)	$\frac{\Delta t}{t}$ (10^{-3})	V (l)	$\frac{\Delta V}{V}$ (10^{-3})	Q (10^{-3} l/s)	$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta t}{t}$ (10^{-3})	ΔQ_i (10^{-4} l/s)	$\frac{-2}{\Delta Q_i}$ (10^{-6} l ² /s ²)
24.56	12.21	2.0	5.00	83.33	17.21	14.34	2.05
22.75	13.19	2.0	5.00	90.91	18.19	16.53	2.73
21.34	14.01	2.0	5.00	95.24	19.01	18.10	3.27
19.44	15.43	2.0	5.00	105.26	20.43	21.50	4.62
18.00	16.66	2.0	5.00	111.11	21.66	24.07	5.79

$$\sum Q_i = 485,85 \cdot 10^3 \text{ [l/s]}$$

$$\sum_{i=1}^{i=5} (\Delta Q_i)^2 = 18,46 \cdot 10^6 \text{ [l}^2\text{/s}^2\text{]}$$

La variance relative moyenne des débits mesurés est :

$$G_{Q_{\text{exp}}} = \frac{4,30 \cdot 10^{-3}}{485,85 \cdot 10^3} = 8,85 \cdot 10^{-3}$$

$$G_{Q_{\text{exp}}} = 8,85 \cdot 10^{-3}$$

Calcul d'erreur dans la conduite N°3

$$D = 1.0 \text{ cm}$$

Depression initiale: $\Delta V = 10 \text{ ml}$.
 $\Delta t = 0.3 \text{ sec}$.

t_{moy} (s)	$\frac{\Delta t}{t}$ (10^{-3})	V (l)	$\frac{\Delta V}{V}$ (10^{-3})	Q (10^{-3} l/s)	$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta t}{t}$ (10^{-3})	ΔQ_i (10^{-4} l/s)	$\frac{\Delta Q_i^2}{Q_i^2}$ (10^{-8} l ² /s ²)
52	5.77	0.8	12.50	15.38	18.27	2.81	7.90
45	6.66	0.8	12.50	17.77	19.16	3.40	11.56
40	7.50	0.8	12.50	20.00	20.00	4.00	16.00
34	8.82	0.8	12.50	23.53	21.32	5.01	25.10
29	10.34	0.8	12.50	27.59	22.84	6.30	39.69

$$\sum_{i=1}^{i=5} Q_i = 104,27 \cdot 10^3 \text{ [l/s]}$$

$$\sum_{i=1}^{i=5} (\Delta Q_i)^2 = 100,25 \cdot 10^{-8} \text{ [l}^2\text{/s}^2\text{]}$$

La variance relative moyenne des débits mesurés est:

$$\sigma_{Q_{\text{exp}}} = \frac{10,01 \cdot 10^{-4}}{104,27 \cdot 10^3} = 9,60 \cdot 10^{-3}$$

$$\sigma_{Q_{\text{exp}}} = 9,60 \cdot 10^{-3}$$

REFERENCES

BIBLIOGRAPHIQUES

BIBLIOGRAPHIE

- ① AMPHLETT . M. B : , " Air entraining vortices at a vertically inverted intake", Report N° 0017 , M.R.S.W
Exford shire , England , Sept 1978.
- ② Anwaar . H. O. , " Mesure des parametres non dimensionnels des vortex de surface libre à proximité des prises horizontales et inversées verticalement".
Hydraulics Research station , Wallingford ,
England ; La houille blanche N° 1 - 1983.
- ③ Brun . EA. A . Martinot . LAGARDE . J. MATHIEU ;
" Mecanique des fluides" Tome II , Chap II
Edition DUNOD - 1968 .
- ④ CARLIER . M. " Hydraulique générale et appliquée "
Chap IV et V : Edition EYROLLES
- ⑤ DAGGETT . L.L et KEULEGAN , G.H ; " Similarité - Conditions infree - surface vortex formations",
journal of Hydraulic , Division . ASCE . Vol. 100
N° Hy 11 . Proc Paper . 10941 ; P.P 1565 - 1581 . Nov 1974
- ⑥ DENNY . DF , " An experimental study of air entraining vortices in pump sumps", Proceeding of the institution of mechanical Engineers . LONDON , ENGLAND Vol 170
N° 2 P.P. 106 - 116 .

- ⑦ DENNY. D.F. YOUNG. G.E.: "The prevention of vortices and swirl at intakes". Vol II IAMR Congress, Lisboa, 1957
Vol. 1, Cl : 1-18.
- ⑧ EINSTEIN. H.A. et. HUON. LI; "Le vortex permanent dans un fluide réel"; La houille blanche N:4 Aout/Sept.55
- ⑨ HADJADJ. M, et. BELBACHIR. N.: "Revue bibliographique des Vortex de vortex.", Thèse de fin d'étude E.N.P juin 87
- ⑩ HAINDL. K.; "Contribution to air-entrainment by a vortex"
Proceeding of the 8th Congress of the international association of Hydraulic Research, MONTREAL, CANADA.
P.16:D 1959
- ⑪ HATTERSLEY, R.T; "Hydraulic design of pump intakes"
journal of the Hydraulic Division, ASCE Vol 91
N: Hyd 2, Proc paper 4276 P.P 223-248 (mars.1965)
- ⑫ KAY. J.M. "Introduction à la mécanique et la transmission de la chaleur" P.24.28
- ⑬ KOUGNIMA.T et KAHAWITAR.R.; "Etude de formation de vortex au voisinage de l'aspiration verticale inversée dans un puit de pompage"
Revue Canadienne de genie (1983).
- ⑭ NASRI et OULD HAMADACHE.M.; "Etude expérimentale de la formation de vortex dans une chambre d'aspiration d'une station de pompage" Thèse de fin d'étude-ENP juin 1986.

- ①⑤ RAGHONATHAN . S et KAR . S : " Performance characteristics of Pump inlet ", ASME , 75 - FE . 23 May 1975 .
- ①⑥ RICHARD . O . SINNIGER et WILI . H . HAGER : " Construction Hydrauliques " Traité de genie civil . E . P . F . L : Vol 15 .
- ①⑦ SERRADJ . A : " Etude de phénomènes de vortex - Methode optique experimentale de Calcul de la Circulation autour d'un vortex ; " Thèse de fin d'étude , E . N . P Septembre 1986 .

