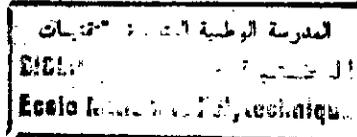


MINISTRE AUX UNIVERSITES ET A LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Département : HYDRAULIQUE



THESE DE MAGISTER

PRESENTEE PAR : Mohammed BOUACHE

THEME

ETUDE EXPERIMENTALE DES VORTEX
OPTIMISATION DES DIMENSIONS DE LA
CHAMBRE D'ASPIRATION D'UNE STATION
DE POMPAGE ET DETERMINATION
D'UN CRITERE DE SIMILITUDE

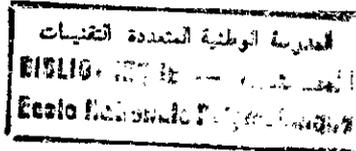
SOUTENUE LE 21 JUILLET 1992 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN :

Président	: Mr. A. KETTAB	MAITRE DE CONFERENCE E.N.P
Rapporteur	: Mr. M. BERKANI	CHARGE DE COURS E.N.P
Examineurs	: Mr. B. ACHOUR	CHARGE DE COURS U.T.O
	Mr. A. BILEK	CHARGE DE COURS E.N.P
	Mr. Y. MOULOUDI	CHARGE DE COURS E.N.P

MINISTERE AUX UNIVERSITES ET A LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Département : HYDRAULIQUE



THESE DE MAGISTER

PRESENTEE PAR : Mohammed BOUACHE

THEME

ETUDE EXPERIMENTALE DES VORTEX
OPTIMISATION DES DIMENSIONS DE LA
CHAMBRE D'ASPIRATION D'UNE STATION
DE POMPAGE ET DETERMINATION
D'UN CRITERE DE SIMILITUDE

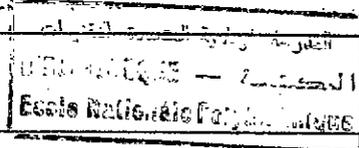
SOUTENUE LE 21 JUILLET 1992 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN :

Président	: Mr. A. KATTAB	MAITRE DE CONFERENCE E.N.P
Rapporteur	: Mr. M. BERKANI	CHARGE DE COURS E.N.P
Examineurs	: Mr. B. ACHOUR	CHARGE DE COURS U.T.O
	Mr. A. BILEK	CHARGE DE COURS E.N.P

Mr. Y. MOULOUDI

CHARGE DE COURS E.N.P

AVANT PROPOS



Cette étude initiée par Monsieur B.UTRYSKO, Maître de Conférence et ex-enseignant au département hydraulique de l'Ecole Nationale Polytechnique, n'aurait pu être menée à bien sans le soutien indéfectible et les précieux conseils de Mr. M.BERKANI, Chef de département hydraulique de l'E.N.P, qui a bien voulu assurer la direction de ce travail. Je lui exprime mes sincères remerciements et toute ma gratitude.

Mes remerciements s'adressent également à Mr. A.KETTAB, Maître de Conférence et Président du conseil scientifique du département hydraulique de l'E.N.P, qui n'a ménagé aucun effort pour que ce travail soit finalisé et qui a bien voulu assurer la présidence de mon jury.

Mes remerciements vont également à :

- Mr. B.ACHOUR, Chargé de cours à l'Université de Tizi-Ouzou, pour sa disponibilité et pour ses précieux conseils. Je le remercie d'accepter d'être membre du jury.

- Mr. A.BILEK, Chargé de cours à l'E.N.P auprès de qui j'ai trouvé un accueil chaleureux et qui a accepté d'être membre du jury.

- Mr. Y.MOULOUDI, Chargé de cours à l'E.N.P qui a bien voulu être membre du jury.

J'exprime enfin ma gratitude et mes remerciements à toutes les personnes ayant contribué à quelque degré que ce soit à l'élaboration de ce travail.

SOMMAIRE

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
مكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

INTRODUCTION.....	01
-A- VORTEX DE VIDANGE	05
1. INTRODUCTION.....	05
2. BASES THEORIQUES DU PHENOMENE.....	06
2.1- Caractéristiques principales d'un écoulement tourbillonnaire.....	06
2.1.1- Vecteur-tourbillon.....	06
2.1.2- Circulation-théorème de Stokes	07
2.1.3- Théorème de Kelvin (Lord Rayleigh).....	08
2.2- Propriétés des mouvements tourbillonnaires.....	09
2.2.1- Théorème cinématique.....	09
2.2.2- Théorèmes dynamiques.....	09
2.3- Mise en équations du phénomène.....	10
2.3.1- Formulation mathématique.....	11
2.3.2- Vortex élémentaire en fluide parfait.....	12
2.3.3- Vortex de Rankine.....	13
2.3.4- Influence de la viscosité.....	14
2.3.5- Répartition des vitesses.....	17
2.3.6- Répartition de la circulation.....	19
2.3.7- Profil de la surface libre.....	20

3. SIMILITUDE DES VORTEX DE VIDANGE.....	23
3.1- Equations du mouvement et conditions de similitude	23
3.2- Etude de la submergence.....	25
3.3- Coefficient de débit.....	27
4. CONCLUSION.....	27
-B- VORTEX D'ASPIRATION	29
1- INTRODUCTION.....	29
1.2- Position du problème.....	29
1.2- Conception d'une station de pompage.....	30
1.2.1- Tracé général.....	30
1.2.2- Disposition des équipements d'aspiration.....	31
2- ANALYSE DES PHENOMENES LIES AU FONCTIONNEMENT D'UNE CHAMBRE D'ASPIRATION.....	31
2.1- Origine des mouvements tourbillonnaires.....	31
2.1.1- Dissymétrie de l'écoulement d'approche.....	32
2.1.2- Discontinuités.....	32
2.1.3- Développement de la couche limite.....	33
2.2- Effets engendrés par les mouvements tourbillonnaires et les vortex.....	34

4.2.2.5- Variation de la distance entre les conduites et l'entrée de la chambre.....	46
5- MODELISATION DES VORTEX D'ASPIRATION	46
5.1- Réalisation d'une similitude complète.....	46
6- CONCLUSION.....	50
-C- ETUDE EXPERIMENTALE.....	52
1- CHOIX ET CONCEPTION DES MODELES.....	52
2- DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	53
3- PROCEDURE EXPERIMENTALE.....	55
4- TYPES ET CARACTERISTIQUE DES VORTEX OBSERVES.....	56
5- CHOIX D'UN CRITERE DE COMPARAISON.....	58
6- ANALYSE DIMENSIONNELLE DU PHENOMENE.....	58
7- ESSAIS REALISES, RESULTATS ET DISCUSSIONS.....	59
7.1- Optimisation des dimensions de la chambre.....	59
7.1.1- Optimisation des paramètres Y/D et X_1/D	60
7.1.2- Optimisation de la distance X_2/D	62
7.1.3- Optimisation de la largeur B de la chambre.....	62
7.2- Méthode de modélisation.....	71
7.3- Transposition des résultats du modèle au prototype	75
7.4- Comparaison des résultats suivant différents critères de similitude.....	76
7.5- Conclusion.....	78
CONCLUSION GENERALE.....	79
BIBLIOGRAPHIE.....	81

NOTATIONS

<u>SYMBOLE</u>	<u>GRANDEUR</u>	<u>DIMENSION</u>
B	Largeur de la chambre	L
C	Constante, coefficient de débit	-
*D, D ₁ , D ₂	Diamètre de la conduite d'aspiration	L
F	Nombre de Froude	-
g	Accélération de la pesanteur	LT ⁻²
*H, H ₁ , H ₂	Hauteur d'eau dans la chambre	L
H̄	Grandeur caractéristique de la hauteur	-
H _c	Hauteur d'eau critique	L
h	hauteur d'eau à la distance r	
I	Intensité d'un tube tourbillon	
*K, K ₁ , K ₂	Constantes	-
*k, k ₁ , k ₂	Constantes	-
L	Distance entre les conduites et l'entrée de la chambre.	L
l	Contour	L
IN	Rapport entre les nombres de Reynolds et de Froude.	-
n̄	Vecteur-normal	-
p	Pression	ML ⁻¹ T ⁻²
*Q, Q ₁ , Q ₂	Débit volumique	L ³ T ⁻¹
Re	Nombre de Reynolds	-
R ₁ , R ₂	Rayons de courbure principaux	L
r	Distance radiale, coefficient de corrélation.	L, -
r _c	Rayon critique	L
r̄	Grandeur caractéristique du rayon r	-

* Les indices "1" et "2" se rapportent au prototype et au modèle respectivement.

S,	Submergence	L
Sc	Submergence critique	L
ds	Elément de surface	L ²
\hat{s}	Ecart type	
u, v, ω	Composantes du vecteur vitesse	LT ⁻¹
\vec{v}	Vecteur-vitesse	
Vr, V θ , Vz	Composantes du vecteur vitesse en coordonnées cylindriques (r, θ , z).	LT ⁻¹
$\bar{V}_r, \bar{V}_\theta, \bar{V}_z$	Grandeurs caractéristiques des composantes du vecteur-vitesse.	
W	Nombre de Weber	-
W	Distance entre-axes entre les conduites	L
X ₁	Distance à la paroi arrière	L
X ₂	Distance aux parois latérales	L
Y	Distance entre l'entrée de la conduite et le radier de la chambre.	L
z	Côte, coordonnée verticale	L
\bar{z}	Grandeur caractéristique de la côte z	-
Δ	Opérateur de Laplace	-
λ	Echelle linéaire	-
λQ	Echelle des débits	-
λv	Echelle des vitesses	-
$\lambda \nu$	Echelle des viscosités cinématiques	-
$\lambda \rho$	Echelle des masses volumiques	-
$\lambda \sigma$	Echelle des tensions superficielles	-
ν	Viscosité cinématique	L ² T ⁻¹
ρ	Masse volumique	ML ⁻³
σ	Tension superficielle	MT ⁻²
ϕ	Potentiel des vitesses	L ² T ⁻¹
Ω	Vitesse angulaire, vecteur tourbillon	T ⁻¹

INTRODUCTION

Des mouvements tourbillonnaires importants se produisent dans certains ouvrages hydrauliques lorsqu'un écoulement à surface libre se superpose localement à un écoulement en charge.

De tels phénomènes sont observés lors de la vidange de réservoirs, à l'entrée de galeries en charge, lors de l'écoulement sous une vanne de fond, et dans les chambres d'aspiration des stations de pompage.

Les tornades rencontrées dans l'atmosphère terrestre représentent un phénomène météorologique. Elles prennent naissance dans les courants ascendants des orages. Leur dynamique reste assez mal définie.

Les systèmes d'adduction d'eau pour des besoins domestiques, d'irrigation ou industriels ont souvent leur source localisée dans une station de pompage.

L'eau à élever est stockée dans une chambre d'aspiration en communication avec l'atmosphère.

La masse liquide en rotation entrant dans la conduite d'aspiration engendre une perte de charge additionnelle et des fluctuations du champ des vitesses à l'entrée de la roue.

Ceci a pour conséquence l'apparition de vibrations, de bruits, une usure anormale et une baisse sensible du rendement de l'installation.

D'autre part, l'introduction de l'air dans le corps de la pompe favorise le seuil de cavitation et occasionne une baisse importante du débit pompé.

L'étude des phénomènes de vortex se heurte à l'extrême complexité des équations du mouvement, dont la résolution est quasiment impossible dans le cas général.

Des hypothèses simplificatrices sont alors nécessaires pour l'élaboration du calcul et les auteurs se différencient par le nombre et l'importance de ces hypothèses.

Ces études ont été réalisées dans tous les cas pour un vortex stable, permanent créé lors de la vidange d'une cuve cylindrique par un orifice axial.

Ce type de chambre est cependant rare en pratique.

Dans les installations rencontrées, il existe souvent des dissymétries, même infimes, des limites géométriques en raison de contraintes de génie-civil, celles-ci imposent des changements brusque de la direction d'écoulement créant des mouvements tourbillonnaires et la formation de vortex.

Ainsi la complexité des phénomènes hydrauliques produits dans les chambres d'aspiration n'a pas permis d'élaborer une théorie générale pouvant assurer dans tous les cas la stabilité de l'écoulement.

L'étude expérimentale reste la seule possible susceptible de déterminer les conditions de formation des vortex et les lois de similitude nécessaires au dimensionnement des installations à projeter.

Une difficulté surgit cependant dans le choix d'une échelle adéquate pouvant représenter aussi fidèlement que possible les phénomènes observés sur le prototype.

Cette difficulté découle, d'une part, de la méconnaissance des lois de similitude régissant les vortex et, d'autre part, du nombre important de paramètres susceptibles d'intervenir dans leur formation.

Pour déterminer les conditions de similitude, il est donc nécessaire de mener ces études sur plusieurs modèles semblables.

Cependant, comme il est impossible de considérer 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.

Dans ce but nous avons confectionné deux modèles de chambre en plexiglass; le petit modèle étant d'échelle linéaire $\lambda = 1/1,53$ par rapport au grand modèle supposé d'échelle $\lambda = 1$.

L'aspiration se fera à l'aide de deux siphons dans chacun des deux modèles.

L'analyse de fonctionnement sera menée en agissant sur la distance entre les prises, la distance entre les prises et les parois latérales et arrière de chambre.

A la lumière de ce qui a été discuté ci-haut, notre étude s'articulera autour de deux parties principales.

Nous présentons dans une première partie, les bases théoriques des phénomènes et leur application au cas d'installation de vidange.

L'analyse des phénomènes hydrauliques liés au fonctionnement d'une station de pompage et des conditions de formation de vortex et autres anomalies fera l'objet de la deuxième phase de cette partie.

La similitude et la modélisation des vortex seront également étudiées dans cette section.

Dans la deuxième partie, nous établirons les paramètres hydrauliques et géométriques garantissant le fonctionnement d'une chambre d'aspiration exempte de vortex.

La comparaison des résultats des essais réalisés sur les deux modèles servira à déterminer les conditions de similitude et à présenter une méthode de modélisation.

A- VORTEX DE VIDANGE

1- INTRODUCTION

Le vortex de vidange est certainement l'un des phénomènes le plus familier. 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.

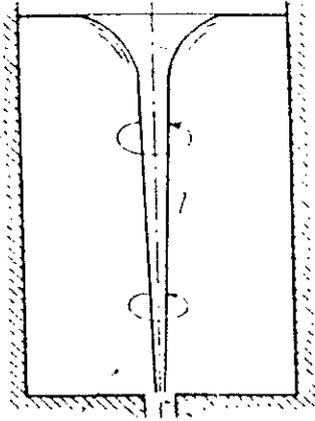


Figure 1 : Formation d'un vortex de vidange [31]

Sous certaines conditions (hauteur, débit...), la surface libre forme une dépression plus ou moins creuse (figure 2a). 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, le vortex est dit alors aéré, (figure 2c).

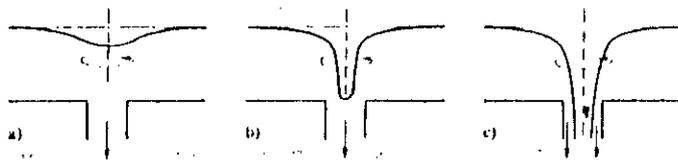


Figure 2 : Formation d'un vortex aéré [29]

Si nous disposons à la surface libre, assez loin à l'amont, un corps flottant nous le voyons se déplacer assez lentement en direction de la zone tourbillonnaire; tourner de plus en plus rapidement au fur et à mesure qu'il se rapproche du noyau du vortex pour être enfin aspiré vers le fond suivant une trajectoire hélicoidale.

Le vortex de vidange engendre des effets indésirables tels que : réduction du débit, vibrations et danger d'aspiration des corps flottants.

L'origine du phénomène, son caractère spontané et tenace, les contradictions théoriques qu'il évoque, la justification de non emballement sont des interrogations fondamentales que beaucoup d'auteurs ont essayé d'apporter des réponses [1, 2, 7, 28].

Nous avons envisagé, pour notre part, le problème sous son aspect pratique. Nous avons synthétisé à cet effet les résultats les plus remarquables tant théoriques qu'expérimentaux pouvant être utilisés pour dimensionner des ouvrages similaires.

2- BASES THORIQUES DU PHENOMENE

Il convient en premier lieu de situer le phénomène du vortex par rapport à la mécanique des fluides.

2.1- Caractéristiques principales d'un écoulement tourbillonnaire :

2.1.1- Vecteur-tourbillon :

Il représente le vecteur-vitesse angulaire $\vec{\Omega}$ d'une particule fluide autour de son propre axe de rotation. Il est lié au vecteur vitesse \vec{V} par la relation :

$$\vec{\Omega} = 1/2 \text{ rot } \vec{V} \quad (1)$$

Il peut être considéré comme une mesure microscopique de la rotation de fluide.

Rappelons que le terme tourbillon s'applique à tout mouvement rationnel d'un fluide, il inclut donc les vortex.

Lorsque $\vec{\Omega}$ est nul, l'écoulement est dit à potentiel ou irrotationnel, il vient alors :

$$\text{rot } \vec{V} = 0 \iff \vec{V} = \overrightarrow{\text{grad}} \phi \quad (2)$$

Le vecteur vitesse \vec{V} dérive ainsi d'une fonction potentiel scalaire ϕ .

Lorsque $\vec{\Omega}$ est différent de zéro, l'écoulement est alors rotationnel ou tourbillonnaire.

2.1.2- Circulation - Théorème de STOKES :

La structure externe d'un écoulement tourbillonnaire est mieux cernée lorsque les lignes tourbillons sont connues.

Une ligne tourbillon est, par définition, une ligne tangente au vecteur-tourbillon en chacun de ces points.

Un tube tourbillon est une portion de fluide limitée par des lignes tourbillons s'appuyant sur un contour fermé.

Les deux quantités sus-citées sont similaires aux lignes de courant et tube de courant respectivement.

L'intensité I d'un tourbillon est définie comme le double du flux du vecteur-vitesse angulaire à travers une surface quelconque S de ce tube; elle s'écrit :

$$I = \int_S \int \text{rot } \vec{V} \cdot \vec{n} \, \gamma s \quad (3)$$

où \vec{n} représente le vecteur normal à la section transversale S du tube tourbillon.

La circulation Γ est une quantité scalaire représentant l'intégrale curviligne le long d'une courbe fermée l du vecteur-vitesse :

$$\Gamma = \oint_l \vec{V} \cdot d\vec{l} = u dx + v dy + \omega dz \quad (4)$$

La circulation est donc une mesure de la rotation du fluide à l'échelle macroscopique.

En transformant l'intégrale de surface en une intégrale curviligne suivant la formule de STOKES, il vient :

$$\Gamma = \oint_C (u dx + v dy + w dz) = \Gamma$$

d'où le théorème de STOKES : le flux du vecteur-tourbillon à travers une surface ouverte quelconque est égale à la circulation du vecteur-vitesse le long du contour sur lequel s'appuie cette surface.

2.1.3- Théorème de KELVIN (LORD RAYLEIGH) :

Ce théorème indique la conservation de la circulation le long d'un contour fermé quand ce dernier se déforme par le mouvement des particules fluides qui le constituent à condition que le fluide soit parfait.

Lorsque le potentiel du vecteur-vitesse est une fonction univoque des coordonnées, la circulation est nulle, le mouvement du fluide est entièrement irrotationnel.

Les écoulements dans lesquels existent des zones où le mouvement est tourbillonnaire sont dénommés écoulements potentiels avec circulation, le potentiel est dans ce cas multivoque et la circulation est non nulle.

Une conséquence importante découle du théorème de KELVIN : si le mouvement d'un fluide parfait incompressible est initialement tourbillonnaire (ou potentiel), le caractère de cet écoulement se conserve dans le temps.

2.2- Propriétés des mouvements tourbillonnaires :

Les principales propriétés sont décrites à l'aide des trois théorèmes de HELMHOLTZ. Ils décrivent le comportement d'un tube tourbillon et d'un vortex en fluide parfait.

2.2.1- Théorème cinématique :

La circulation autour d'un vortex est constante le long de celui-ci. Par conséquent, un tube tourbillon ne peut disparaître au sein d'un fluide.

D'après ce théorème la condition suivante est satisfaite pour n'importe quel section de tube tourbillon.

$$2\Omega.S = \text{constante}$$

On faisant tendre S vers zéro, la condition impose une valeur infinie le Ω , ce qui est absurde physiquement.

Les tourbillons peuvent prendre naissance sur une paroi solide ou sur une surface libre; leur propagation se fait soit à l'infini, soit vers l'une des limites sus-citées.

Comme exemples de telles formations tourbillonnaires, nous pouvons citer : les trombes d'eau naissant à la surface des océans, les tornades, les vortex en général et les tourbillons se détachant de la surface de profils. (Vortex rectilignes appelés aussi vortex de RANQUE-HILSCH).

2.2.2- Théorèmes dynamiques :

Le premier théorème s'énonce ainsi : dans un fluide de parfait soumis à l'action de forces massiques potentielles, les tubes-tourbillons sont toujours constitués des mêmes particules.

Le deuxième indique que l'intensité d'un tube-tourbillon reste invariante dans le temps.

D'après le théorème de KELVIN et ses corollaires, l'apparition de tourbillons dans un fluide parfait est impossible, ainsi donc une des causes de leur apparition est liée à la viscosité du fluide.

Leur production est liée au fait qu'il existe, localement dans le fluide, des zones à fort gradient de vitesse entre les filets, ce qui engendre leur obliquité.

D'autre part, les théorèmes dynamiques de HELMHOLTZ ne sont pas valables pour un fluide réel, car avec le temps, il se produit une diffusion du tourbillon dans l'espace.

Dans un fluide réel, les tourbillons peuvent être générés ou dissipés, transportés, amplifiés ou orientés. Cependant les échelles de temps nécessaires à une telle diffusion sont importantes.

Aussi cette diffusion n'affecte pas d'une manière significative le transport de tourbillons.

En dépit de ces limites, les éléments et processus décrits peuvent être utilisés pour la description du vortex et la compréhension de l'écoulement rotationnel.

2.3- Mises en équations du phénomène :

L'écoulement est décrit par les équations de NAVIER STOKES et l'équation de continuité.

La résolution de ce système est cependant impossible dans le cas général.

De très nombreuses hypothèses simplificatrices sont alors nécessaires et dans tous les cas, ces études ont été réalisées pour un vortex stable, permanent crée lors de la vidange d'un reservoir cylindrique par un orifice coaxial au reservoir.

2.3.1- Formulation mathématique :

Pour un écoulement permanent à symétrie de révolution d'un fluide incompressible, ces équations s'écrivent dans un système de coordonnées cylindriques, (figure 3).

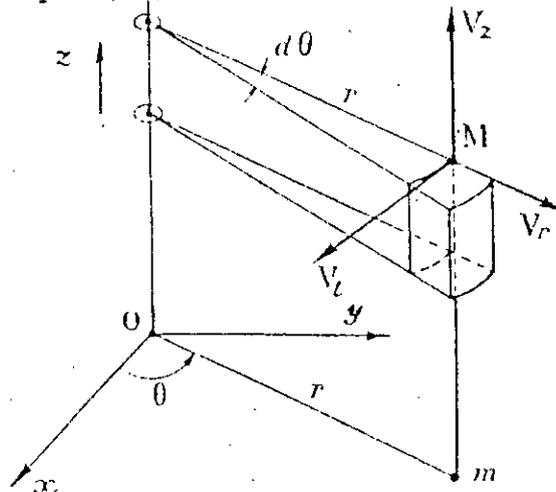


Figure 3 : Composantes de la vitesse en un point de l'écoulement [31]

Dans la direction radiale r :

$$V_r \frac{\gamma V_r}{\gamma r} + V_z \frac{\gamma V_r}{\gamma z} - \frac{V_\theta^2}{r} = - \frac{1}{\rho} \frac{\gamma p}{\gamma r} + \nu \left[\Delta V_r - \frac{V_r}{r^2} \right] \quad (5)$$

Dans la direction tangentielle θ :

$$V_r \frac{\gamma V_\theta}{\gamma r} + V_z \frac{\gamma V_\theta}{\gamma z} + \frac{V_r V_\theta}{r} = \nu \left[\Delta V_\theta - \frac{V_\theta}{r^2} \right] \quad (6)$$

Dans la direction axiale z :

$$V_r \frac{\gamma V_z}{\gamma r} + V_z \frac{\gamma V_z}{\gamma z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\gamma p}{\gamma z} + \nu \Delta V_z \quad (7)$$

Où $\Delta = \frac{\gamma^2}{\gamma r^2} + \frac{1}{r} \frac{\gamma}{\gamma r} + \frac{\gamma^2}{\gamma z^2}$ représente l'opérateur de LAPLACE.

Les relations (5), (6), et (7) forment avec l'équation de continuité :

$$\frac{\gamma}{\gamma r} (rV_r) + \frac{\gamma}{\gamma z} (rV_z) = 0 \quad (8)$$

un système fermé permettant la détermination des champs de vitesses et de pressions.

Pour un écoulement turbulent, les équations ne sont plus valables. Pour ce régime, il faudrait utiliser les équations, de REYNOLDS dont la résolution, assez complexe, n'a été abordée que par quelques auteurs [4, 1, 3, 23] en admettant d'autres hypothèses supplémentaires.

2.3.2- Vortex élémentaire en fluide parfait :

Il s'agit du modèle le plus simplifié, caractérisé par les hypothèses suivantes :

- écoulement plan (r, θ)
- distribution des vitesses radiale et tangentielle fonction uniquement de la distance r .

L'équation (6) devient :

$$\frac{\gamma V_r}{\gamma r} + \frac{V_\theta}{r} = 0 \quad (9)$$

L'intégration conduit à l'expression :

$$V_\theta r = \text{constante} = c \quad (10)$$

La détermination de la constante C est obtenue en exprimant la circulation Γ le long d'un contour fermé circulaire entourant l'origine du système de coordonnées soit :

$$C = \Gamma / 2\pi$$

L'équation (10) devient alors :

$$v_{\theta} = \Gamma/2\pi r \quad (11)$$

La relation (11) montre que la distribution des vitesses est tangentielle dans un plan horizontal défini pour une cote z donnée est hyperbolique.

Cette solution conduit cependant à une impossibilité physique pour une distance r nulle.

Nous sommes en présence d'un écoulement potentiel avec circulation défini par une zone contigüe à l'axe z dans laquelle la vitesse angulaire n'est pas nulle et où l'écoulement est rotationnel.

L'écoulement dans la zone éloignée de l'axe est à potentiel caractérisé par une circulation constante.

2.3.3- Vortex de RANKINE :

La distribution des vitesses tangentielles dans la zone contigüe au noyau du vortex doit s'exprimer par une relation tenant compte d'une valeur finie de la vitesse.

L'écoulement comporte deux régions distinctes :

- l'une définie pour $r > r_c$ où la relation (11) est satisfaisante : c'est la zone du vortex libre,
- l'autre définie pour $0 \leq r \leq r_c$ où

$$v_{\theta} = \Omega \cdot r \quad (12)$$

La répartition des vitesses tangentielles est donc linéaire caractérisé par une vitesse angulaire Ω constante.

Le fluide est animé dans cette zone par une rotation en bloc : c'est le domaine du vortex forcé.

Les deux zones constituent le vortex combiné de RANKINE.

La discontinuité existant entre les deux régions a été déterminée par RANKINE; elle se situe à $r = r_0$.

Les équations (11) et (12) montrent que cette discontinuité se trouve à $r = (C/\Omega)^{1/2}$.

Les figures 4 et 5 illustrent les répartitions des vitesses tangentielle et de la circulation respectivement.

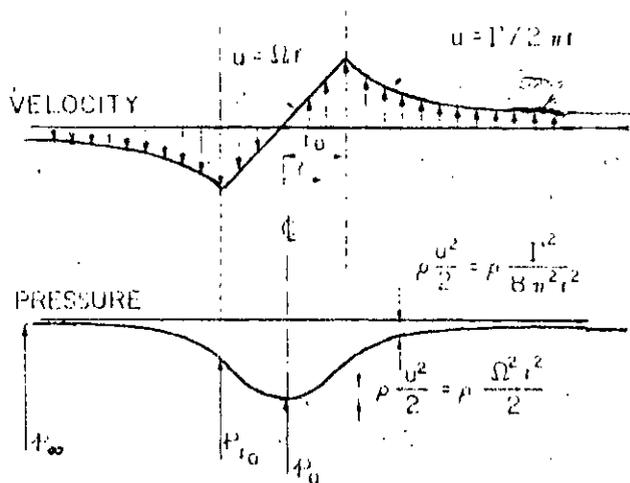


Figure 4 : Répartition des vitesses et des pressions dans un vortex de RANKINE [4].

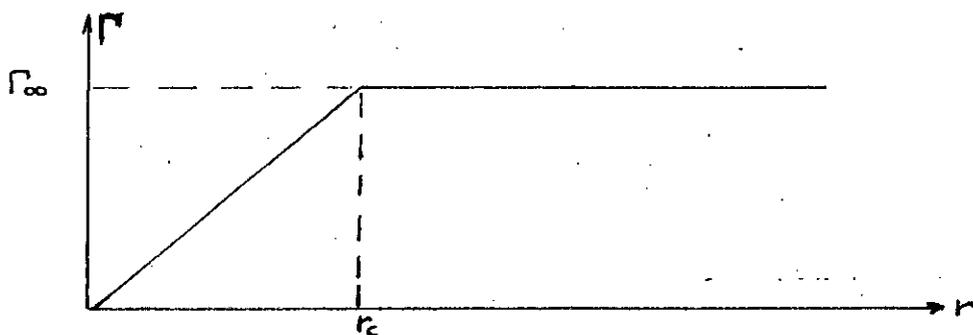


Figure 5 : Répartition de la circulation dans un vortex de RANKINE.

2.3.4- Influence de la viscosité :

Les deux modèles discutés dans les articles précédents ne tiennent pas compte de la viscosité du fluide.

En réalité, il est impossible de passer brusquement d'une zone où la vitesse est inversement proportionnelle à la distance r à une autre où la vitesse est proportionnelle à r .

Le passage de l'écoulement irrotationnel à l'écoulement tourbillonnaire s'effectue progressivement.

La jonction avec le noyau tournant en bloc se fait par le biais d'un domaine intermédiaire où le gradient de vitesse prend des valeurs de plus en plus importantes. La vitesse angulaire augmente progressivement pour atteindre une valeur maximale qu'elle conserve dans le noyau.

La vitesse tangentielle maximale est donnée par l'expression suivante [3] :

$$V_{\theta_{\max}} = \sqrt{2gh/3,45}$$

Cette relation correspond à la distance $r = r_0$, h étant la profondeur de la fossette à cette distance.

Les solutions préconisées dans les cas précédents ne satisfont pas aux équations de NAVIER-STOKES.

ODGAARD [23] considère les formulations suivantes :

■ pour la vitesse tangentielle : $V_{\theta} = \left[\Gamma/2\pi r \right] f(r)$ (13)

■ pour la vitesse radiale : $V_r = - ar$ (14)

conditionné par $a > 0$, $r < r_0$ et $z \leq H$.

La répartition des vitesses radiales a été déduite de résultats expérimentaux [1,10].

En remplaçant (14) dans l'équation de continuité (8) et en intégrant celle-ci, il découle la relation suivante :

$$\Omega = 2 az \text{ avec } r < r_0 \text{ et } z \leq H \quad (15)$$

Avec les répartitions définies par les relations (13), (14) et (15) la solution est :

$$v_{\theta} = \Gamma/2\pi r \left[1 - \exp \left[- ar^2/2\nu \right] \right] \quad (16)$$

Nous remarquons que les équations (11) et (12) sont obtenues pour $r \longrightarrow \alpha$ et $r \longrightarrow 0$ respectivement.

La vitesse tangentielle maximale est obtenue pour :

$$r_c = \sqrt{2,5 \nu/a}$$

son expression est $v_{\theta \max} = 0,00516 \Gamma^2 a/\nu$.

La solution d'OSEEN [28] pour une même répartition et une vitesse tangentielle fonction de la distance r et du temps t s'écrit :

$$v_{\theta} = \Gamma/2\pi r \left[1 - \exp \left[- r^2/4\nu t \right] \right] \quad (17)$$

Notons que l'équation (16) est un cas particulier de l'équation (17), elle est obtenue pour $t = 1/2 a$.

La signification physique de l'équation (16) est la suivante [23] l'écoulement résulte de la superposition d'un écoulement radial à point de stagnation dirigé vers l'axe z de composantes V_r et V_z et d'un vortex potentiel défini par l'équation (13) centré sur l'axe z et de circulation Γ constante.

Lorsque la vitesse tend à décroître, une nouvelle circulation est fournie par le point de stagnation entretenant ainsi le vortex.

Le rayon visqueux r_c a été trouvé égal à :

$$r_c = \left[2\nu/a \right]^{1/2}$$

La vitesse tangentielle maximale est donc :

$$v_{\theta \max} = 0,64 \Gamma/2\pi \left[a/2\nu \right]^{1/2}$$

2.3.5- Répartition des vitesses :

Des mesures expérimentales de la vitesse tangentielle dues à ANWAR [1], présentées sur la figure 6, vérifient la relation (10).

Une déviation significative apparaît au point A limitant la zone irrotationnelle et le noyau visqueux du vortex. Le point est défini à la vitesse radiale $r = r_0$.

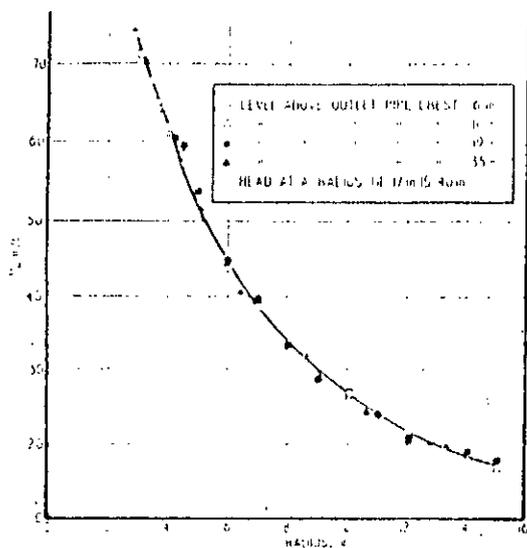


Figure 6 : Vitesses V_{θ} mesurées et calculées [1].

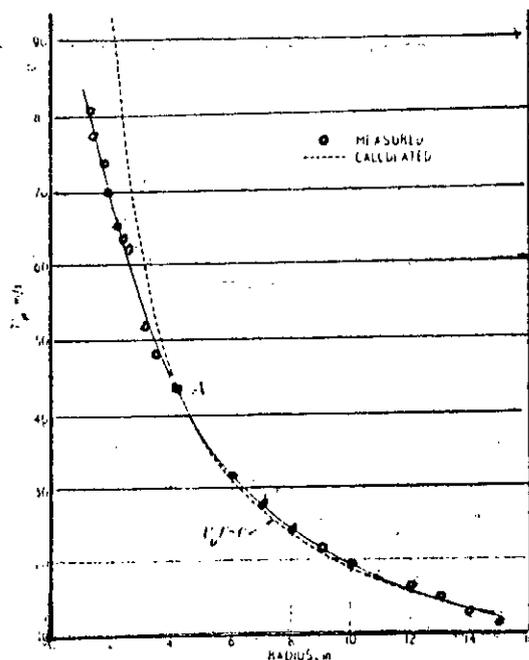


Figure 7 : Vitesses V_{θ} à différents niveaux [1].

La figure 7, d'autre part, montre que la répartition ne dépend pas de la côte z , mais uniquement de la distance radiale r .

Les mêmes résultats sont montrés sur la figure 8 [3].

DAGGET et KEULEUGAN [10] aboutissent aux mêmes conclusions sauf pour la couche située à proximité du fond, l'influence de cette limite en est probablement la cause.

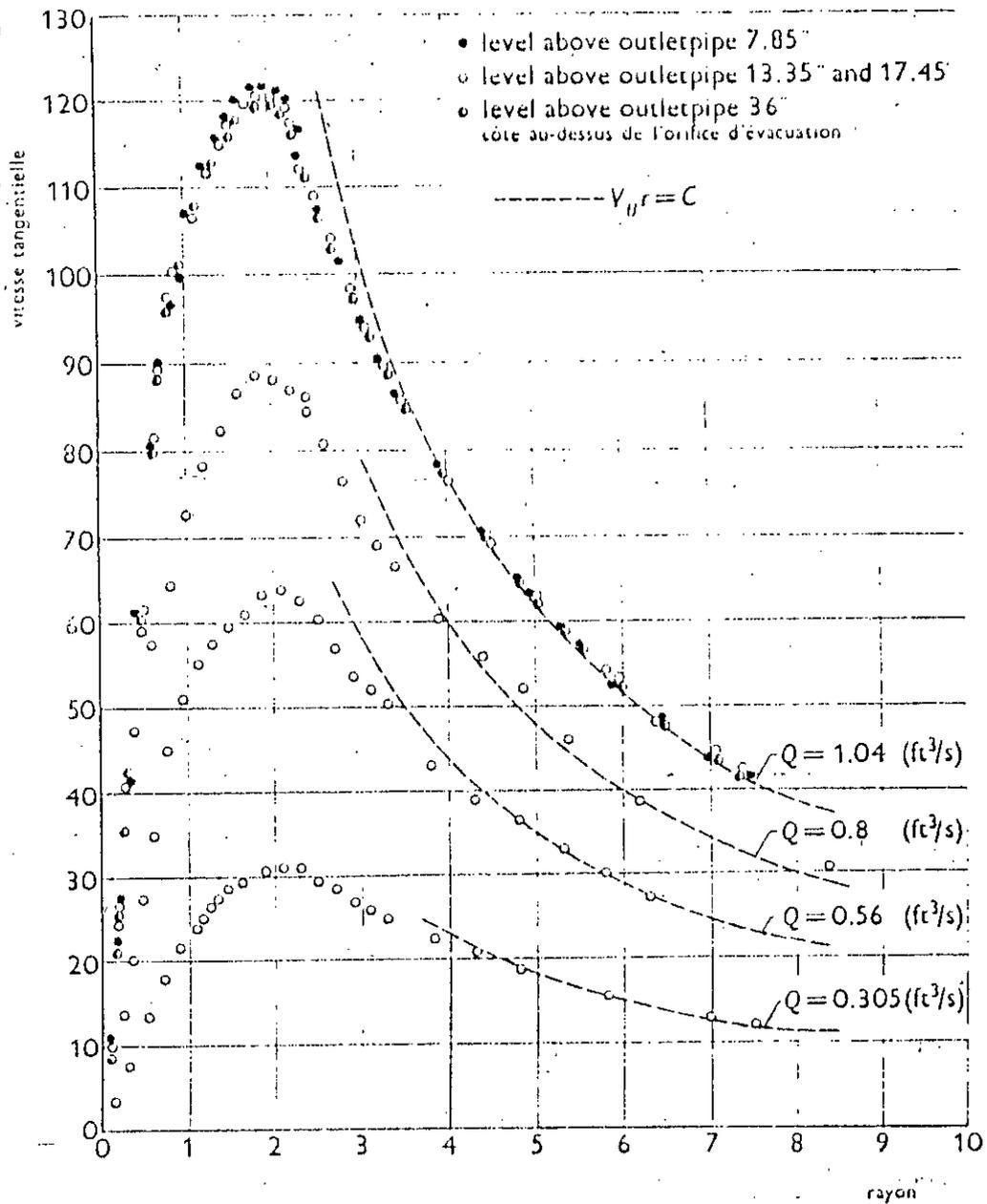


Figure 8 : Distribution des vitesses tangentielles [3]

La mesure des vitesses radiales et axiales dans le noyau est difficilement réalisable sur modèle réduit en raison de leur faibles valeurs.

La figure 9 due à ANWAR [2] met en évidence une distribution théorique de la vitesse radiale déduite d'une résolution numérique des équations de NAVIER-STOKES.

La figure 10 [2] représente la répartition théorique de la vitesse axiale, elle présente une valeur maximale, à la distance $r = 0,75 r_0$. Cette valeur a été déterminée expérimentalement par ailleurs, elle varie entre $0,75 r_0$ et $0,77 r_0$.

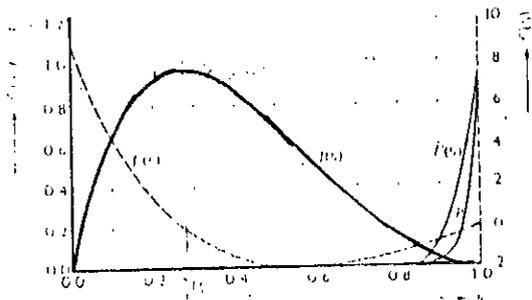


Figure 9 : Répartition des vitesses radiales [2].

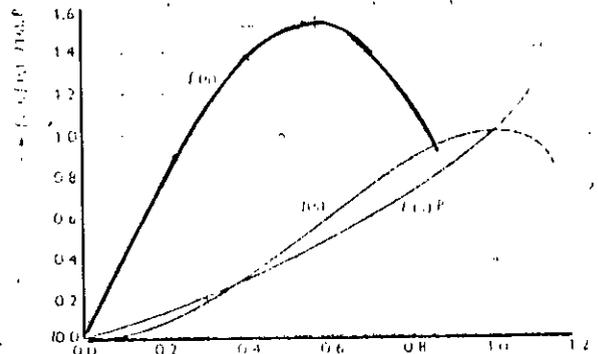


Figure 10 : Répartition des vitesses axiales [2].

2.3.6- Répartition de la circulation :

En utilisant la relation (11) il vient $\Gamma = 2\pi r V\theta$ et en remplaçant la vitesse tangentielle par son expression, équation (16), il vient :

$$\Gamma = \Gamma_0 \left[1 - \exp \left(- ar^2/2\nu \right) \right]$$

où Γ est la circulation dans le noyau visqueux, elle peut être déduite en remplaçant $V\theta$ par l'équation (12) dans l'équation (11) $\Gamma = 2\pi \Omega r^2$.

Cette relation représente, pour Ω constante, une parabole de second degré en r .

La figure (11) [3], montre que cette répartition théorique dans la zone définie à $r \leq r_0$ (sur la même figure est représentée une répartition expérimentale).

La figure (12) montre une répartition expérimentale de la circulation [2], elle met en évidence :

- une région pour laquelle la circulation correspond à celle d'un corp solide en rotation.
- une région correspondant à la zone irrotationnelle où Γ est constante.
- une zone entourant le noyau où la distribution de la circulation ne correspond pas à la distribution théorique en régime laminaire.

Cette irrégularité est due à l'existence d'un écoulement en régime turbulent dans cette zone.

2.3.7- Profil de la surface libre :

Il est obtenu en considérant l'équation (5) dans laquelle nous négligeons les composantes radiale et axiale de la vitesse.

Il vient alors la relation suivante :

$$\frac{r p}{r} = \rho \frac{v \theta^2}{r} = \rho \frac{\Gamma^2}{4\pi^2 r^3}$$

L'intégration de cette relation entre r_1 et r_2 , où les pressions sont p_1 et p_2 respectivement donne :

$$p_1 = p_2 - \rho \left. \frac{\Gamma^2}{8\pi^2 r} \right|_{r_1}^{r_2} \quad (18)$$

La relation (18) peut être appliquée aux deux zones. Pour la zone irrotationnelle définie à $r > r_c$.

$$p_1 = p_2 - \rho \left. \frac{\Gamma^2}{8\pi^2 r} \right|_{r_c}^{\alpha}$$

soit

$$p_c = p_\alpha - \rho \frac{\Gamma^2}{8\pi^2 r_c^2} \quad (19)$$

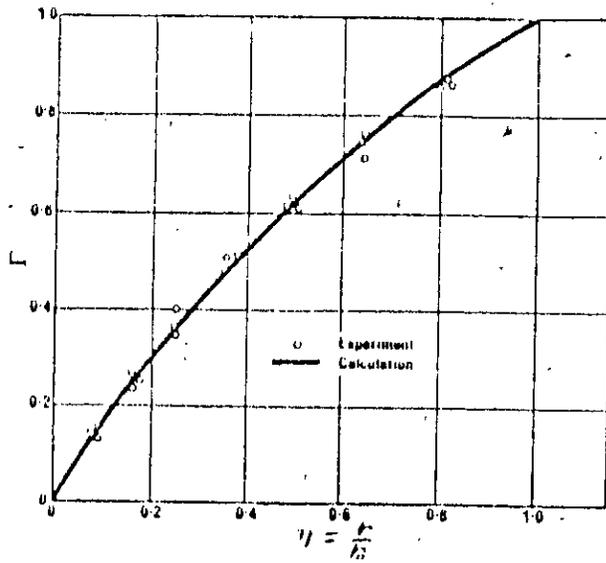


Figure 11 : Comparaison entre les répartitions théorique et expérimentale de la circulation [3]

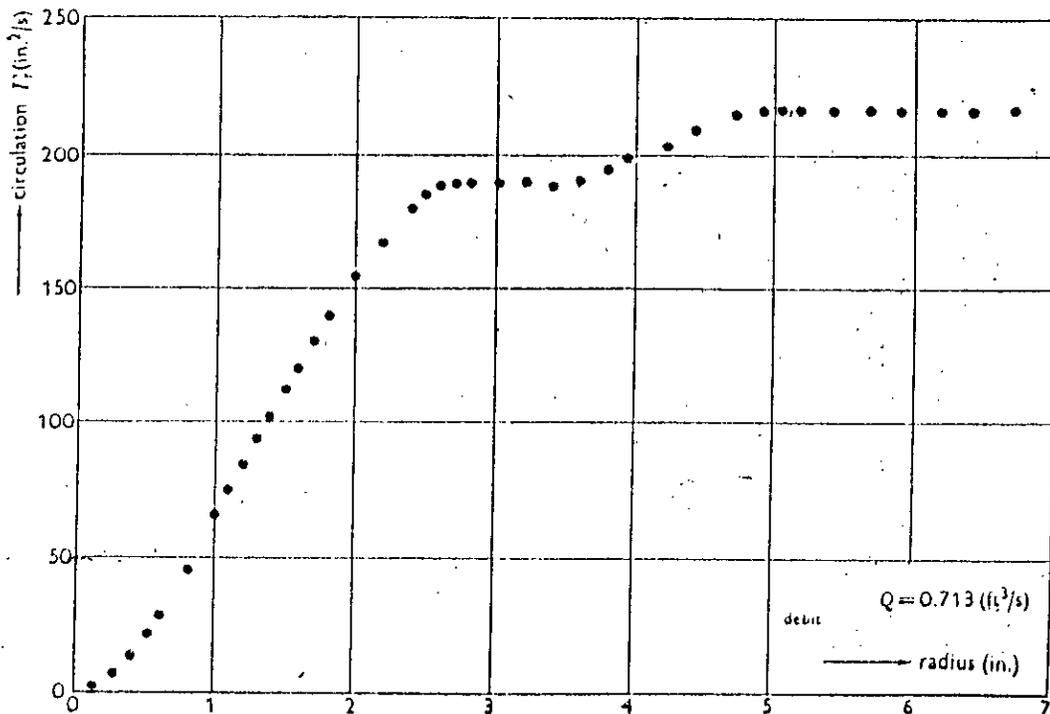


Figure 12 : Répartition expérimentale de la circulation [2]

L'abaissement de la surface libre est :

$$h = \frac{\Gamma^2}{8 g \pi^2 r^2} \quad (20)$$

La relation (20) représente une hyperbole asymptotique à l'axe z et à l'horizontale.

Pour la zone définie à $r \leq r_c$, l'équation (18) devient, en remplaçant Γ par son expression,

$$p_1 - p_0 = \rho \Omega^2 r^2 / 2 \quad (21)$$

où p_1 est la pression au point $r = r_c$,
et p_0 la pression à l'origine des axes (centre du vortex).

L'équation (21) représente une parabole d'axe z.

La pression diminue au fur et à mesure que l'on se rapproche de l'axe.

La figure 13 illustre les profils calculés et mesurés.

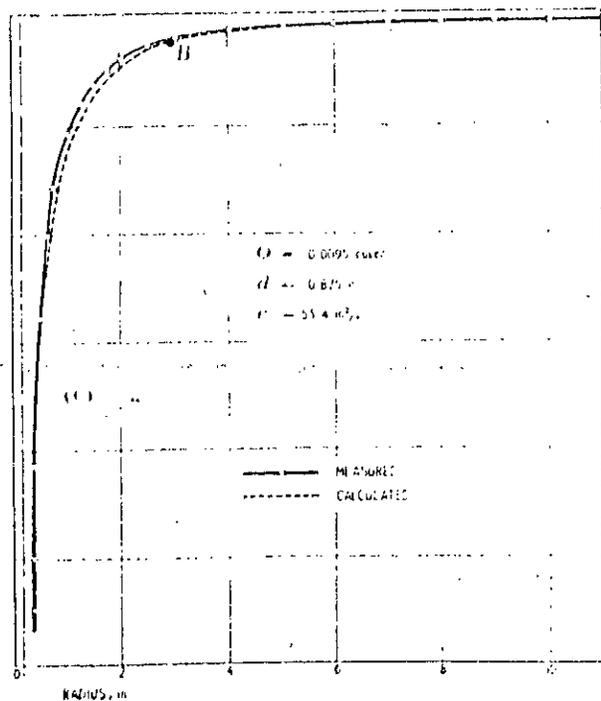


Figure 13 : Profils de la surface libre [1]

3- SIMILITUDE DES VORTEX DE VIDANGE

3.1- Equations du mouvement et conditions de similitude :

Le procédé général consiste à écrire les équations de NAVIER-STOKES (5), (6) et (7) sous forme adimensionnelle en introduisant une grandeur caractéristique constante sans dimensions pour chacune des variables, notons :

$$\bar{V}_r = V_r / \left[Q/roH \right]; \quad \bar{V}_\theta = v_\theta / \left[\Gamma/ro \right]; \quad \bar{V}_z = V_z / \left[Q/ro^2 \right]$$

$$\bar{r} = r/ro; \quad \bar{z} = z/H; \quad \bar{h} = h/H \text{ et } \bar{p} = p/\rho \left[Q/roH \right]^2$$

Ces grandeurs sont judicieusement choisies pour illustrer le phénomène du vortex.

Ainsi, par exemple, la vitesse tangentielle de référence Γ/ro est fonction de la circulation, la vitesse axiale de référence contient le débit Q .

Cependant, un choix différent peut être adopté sans que la validité des résultats ne soit affectée.

En substituant les grandeurs caractéristiques dans les équations (5), (6) et (7) et après simplification, celles-ci s'écrivent respectivement [15] :

$$\begin{aligned} \bar{V}_r \frac{\gamma \bar{V}_r}{\gamma \bar{r}} + \bar{V}_z \frac{\gamma \bar{V}_r}{\gamma \bar{z}} - \left[\frac{\Gamma ro}{Q} \right]^2 \left[\frac{H}{ro} \right]^2 \frac{v_\theta^2}{r} \\ = - \frac{\gamma \bar{p}}{\gamma \bar{r}} - \frac{gH}{(Q/roH)^2} \frac{\gamma \bar{h}}{\gamma \bar{r}} + \frac{\nu H}{Q} \left[\frac{\gamma^2 \bar{V}_r}{\gamma \bar{r}^2} + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\gamma \bar{V}_r}{\gamma \bar{r}} - \frac{\bar{V}_r}{\bar{r}} + \left[\frac{ro}{H} \right]^2 \frac{\gamma^2 \bar{V}_r}{\gamma \bar{z}^2} \right] \end{aligned} \quad (22)$$

$$\bar{V}_r \frac{\gamma \bar{V}_\theta}{\gamma \bar{r}} + \bar{V}_z \frac{\gamma \bar{V}_\theta}{\bar{r}} + \frac{V_r v_\theta}{\bar{r}} = \frac{\nu H}{Q} \left[\frac{\gamma^2 \bar{V}_\theta}{\gamma \bar{r}^2} + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\gamma \bar{V}_\theta}{\gamma \bar{r}} - \frac{\bar{V}_\theta}{\bar{r}^2} + \left[\frac{ro}{H} \right] \frac{\gamma^2 \bar{V}_\theta}{\gamma \bar{z}^2} \right] \quad (23)$$

$$\bar{V}_r \frac{\gamma \bar{V}_z}{\gamma \bar{r}} + \bar{V}_z \frac{\gamma \bar{V}_z}{\gamma \bar{z}} = - \left(\frac{r_0}{H} \right)^2 \frac{\gamma \bar{p}}{\gamma \bar{z}} + \left(\frac{\nu H}{Q} \right) \left[\frac{\gamma^2 \bar{V}_z}{\gamma \bar{r}^2} + \frac{1}{r} \frac{\gamma \bar{V}_z}{\gamma \bar{r}} + \left(\frac{r_0}{H} \right) \frac{\gamma^2 \bar{V}_z}{\gamma \bar{z}^2} \right]$$

(24)

H représente la hauteur d'eau dans la chambre et h la hauteur à une distance r donnée.

Tous les paramètres constituant le système d'équations (22), (23) et (24) sont adimensionnels.

Pour que deux systèmes soient dynamiquement semblables (la similitude géométrique étant assurée), il faut réaliser l'égalité simultanée de ces paramètres sur le modèle et sur le prototype. Des conditions aux limites incluant la géométrie par exemple sont nécessaires pour compléter la liste des paramètres adimensionnels et assurer une similitude complète.

Pour tenir compte de la tension superficielle, nous utiliserons la condition à la limite relative à la pression régnant à l'interface air-eau du cône de vortex.

L'action d'une pression due aux forces de tension superficielle s'exprime par la loi de Laplace :

$$p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (25)$$

où R_1 et R_2 sont les rayons de courbure de la surface libre.

En utilisant la pression caractéristique définie précédemment et après simplification l'équation (25) s'écrit :

$$\bar{p} = \sigma / \rho \left(Q / r_0 H \right)^2 r_0 \left[1 / \bar{R}_1 + 1 / \bar{R}_2 \right] \quad (26)$$

où nous reconnaissons le nombre de Weber :

$$\left(Q / r_0 H \right)^2 / \left(\sigma / \rho r_0 \right)$$

Nous obtenons finalement la relation fonctionnelle suivante :

$$F \left[\frac{H}{r_0}, \frac{F \cdot r_0}{Q}, \frac{Q/r_0 H}{(gH)^{1/2}}, \frac{Q}{\nu H}, \frac{(Q/r_0 \cdot H)^2}{\sigma/\rho \cdot r_0} \right] = 0$$

soit :

$$F \left(\frac{H}{r_0}, \Gamma, F, R, N \right) = 0 \quad (27)$$

La forme des paramètres de l'équation (27) a été changée pour être en conformité avec les définitions usuellement utilisées.

Aux nombres de Froude, Reynolds et Weber; la relation (27) met en évidence un quatrième paramètre fonction de la circulation Γ .

Ce nombre représente le rapport entre les forces centrifuges et les forces d'inertie, il est appelé nombre de circulation [1,2].

Le nombre de Reynolds R étant lié à la hauteur d'eau H dans la chambre est appelé nombre de Reynolds radial.

Une représentation de la fonction (27) consiste à évaluer l'importance de chacun de ces paramètres.

Lorsqu'un seul paramètre ne garde pas la même valeur dans le modèle et dans le prototype il y a risque d'apparition d'effets d'échelle.

Un certain nombre de techniques sont utilisées pour surmonter cette difficulté, le moyen le plus utilisé est la construction de plusieurs modèles semblables d'échelles linéaires différentes.

Il est possible de négliger certains paramètres, si les essais sur le modèle montrent une influence minime au delà de valeurs limites.

3.2- Etude de la submergence :

La hauteur H appelée aussi submergence étant la variable d'étude, la relation fonctionnelle (27) s'écrit :

$$\frac{H}{r_0} = F(\Gamma, F, R, \Omega)$$

Nous allons exposer succinctement quelques-résultats expérimentaux.

JAIN et coll [18] ont mené une étude sur deux cuves cylindriques géométriquement semblables.

La submergence critique Sc définie comme celle occasionnant un entrainement d'air est écrite sous la forme suivante :

$$Sc/D = f \left(\frac{V \cdot D}{\nu}, \frac{V}{(gD)^{1/2}}, \frac{\rho V^2 D}{\sigma} \right)$$

Ces auteurs ont montré que la submergence critique est indépendante de la viscosité et de la tension superficielle, la relation ci-dessus devient :

$$Sc/D = f \left(\frac{V}{\sqrt{gD}} \right) = f(F) = 0,47 F^{0,5}$$

LUBIN et SPRINGER [22], en utilisant des combinaisons binaires de fluides ont établi la relation suivante :

$$Sc/D = 0,63 F^{0,4} / \left[1 - \rho_0/\rho_1 \right]^{1/5}$$

Nous remarquons que lorsque les fluides utilisées sont l'air et l'eau; la relation précédente devient :

$$Sc/D = 0,63 F^{0,4}$$

Dans une étude plus détaillée JAIN et coll [19], en utilisant plusieurs fluides de viscosité et de tension superficielle différente, ont présenté leurs résultats sous forme de graphiques.

HEBAUS [29], dans une synthèse de ce travail a formulé les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} Sc/D &= 0,060 R^{0,58} N^{0,72} F^{0,99} & N &\leq 5.10^4 \\ Sc/D &= 19,49 N^{0,72} F^{0,86} & N &> 5.10^4 \end{aligned}$$

où $N = R/F$

ODGAAED [23] a élaboré dans la même étude déjà citée une relation purement théorique similaire :

$$Sc/D = 0,2414 R^{0,25} N^{0,50} F^{0,50}$$

3.3- Coefficient de débit :

La relation usuelle entre le débit Q et la charge H sur l'orifice est la suivante :

$$Q = C \left[\pi D^2 / 4 \right] \sqrt{2 g H}$$

L'effet du mouvement tourbillonnaire sur le débit a été examiné par divers auteurs.

STEVENS et KOLF [30] dans une étude expérimentale ont abouti aux relations suivantes :

$$\begin{aligned} C &= 0,6 - 0,138 K^2 & 0 &\leq K < 0,8 \\ C &= 0,686 - 0,218 K & 0,8 &< K < \pi \end{aligned}$$

$$\text{où } K = 2 \pi \sqrt{2gh} / \sqrt{2gH}$$

4- CONCLUSION

L'analyse mathématique et numérique de la formation des vortex est loin d'être complète. Même dans le cas d'un écoulement à symétrie de révolution et en régime laminaire les conditions à proximité du noyau sont difficilement quantifiables.

L'imposition des conditions aux limites réelles rend la résolution très complexe.

Néanmoins le développement important des moyens de calculs puissants et les techniques de mesures modernes utilisées dans l'étude des vortex atmosphériques vont certainement contribuer à une approche plus fidèle de l'analyse du phénomène.

-B- VORTEX D'ASPIRATION

1- INTRODUCTION

1.1- Position du problème :

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'alimentation et de refoulement. Leur fonctionnement est sous l'influence des conditions à l'arrivée d'eau dans le bassin de stockage appelé communément chambre d'aspiration et celles relatives à l'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 favorables à des mouvements tourbillonnaires induisant alors un danger potentiel de formation de vortex et autres anomalies à l'intérieur de la chambre et dans les conduites d'aspiration.

L'une des exigences hydrauliques, 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.

Aussi la généralisation des résultats établie pour les vortex de vidange ne peut être envisagée pour des installations de configuration quelconque où le nombre de paramètres géométriques est important.

La tentative d'intégrer des conditions aux limites réelles et aussi variées dans les équations du mouvement les rendraient extrêmement complexes.

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

L'étude expérimentale reste donc le seul moyen permettant de déterminer les conditions de formation et les lois nécessaires pour dimensionner les installations à projeter.

1.2- Conception d'une station de pompage :

1.2.1- Tracé général :

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

La figure 14 représente le schéma type composé de trois zones :

Zone d'alimentation : elle constitue l'arrivée de l'eau à la station, l'alimentation pouvant se faire soit à la surface libre (canal) soit par l'intermédiaire d'une conduite en charge.

Zone d'approche : c'est une avant-chambre de dimensions réduites terminée à l'aval par des dispositifs tels que des grilles pour la stabilisation de l'écoulement et/ou pour la retention d'éléments solides, des écrans munis de vannes permettant l'alimentation de la chambre d'aspiration proprement dite.

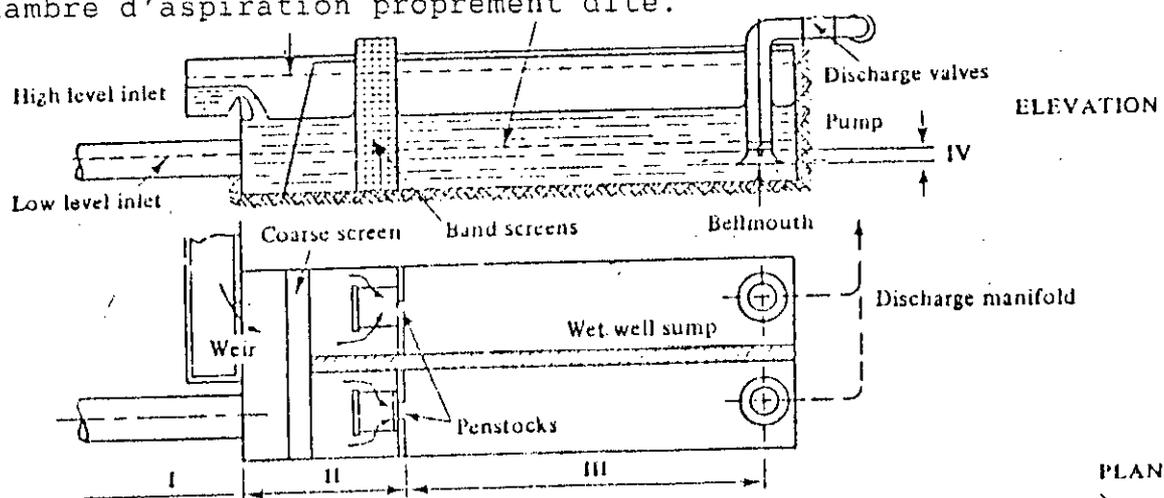


Figure 14 : Tracé général d'une chambre d'aspiration [9]

1.2.2- Disposition des équipements d'aspiration :

L'aspiration est assurée par l'intermédiaire de courtes conduites horizontales ou verticales.

a- Disposition horizontale :

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. Le groupe moto-pompe est placé dans ce dernier cas dans une niche contigüe à la chambre.

b- Disposition verticale :

Deux variantes peuvent être rencontrées dans ce cas : soit que le moteur d'entraînement est disposé en surface et la pompe immergée dans la chambre ou placée dans une niche, soit que le groupe moto-pompe est entièrement immergé.

Cette disposition présente plusieurs avantages : encombrement réduit, travaux de génie-civil moins importants, diminution des pertes de charge à l'aspiration...

Le seul inconvénient est d'assurer un centrage parfait de l'arbre.

2- ANALYSE DES PHENOMENES LIES AU FONCTIONNEMENT D'UNE CHAMBRE D'ASPIRATION

2.1- Origines des mouvements tourbillonnaires :

Les tourbillons associés ou non à des vortex apparaissant à l'entrée des conduites 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 liquide. Les circonstances suivantes représentent les cas les plus importants.

2.1.1- Dissymétrie de l'écoulement d'approche :

Fréquemment rencontrée, elle est créée par le changement brusque de la direction de l'écoulement d'approche (figure 15) ou bien par la disposition assymétrique des conduites par rapport à l'axe de la chambre (figure 16).

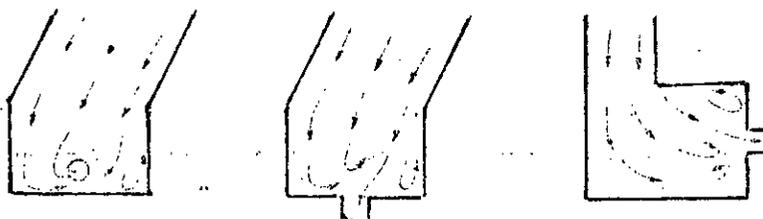


Figure 15 : Changements de la direction de l'écoulement [29]

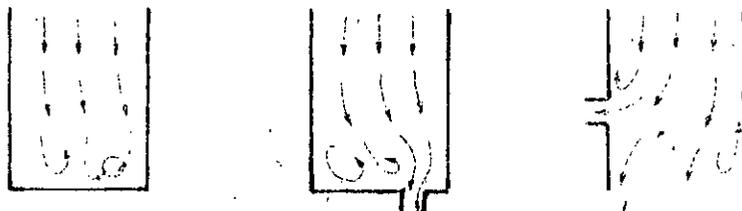


Figure 16 : Disposition assymétrique des conduites d'aspiration [29]

2.1.2- Discontinuités :

La présence de discontinuités dans la configuration interne de la chambre tels que raccordements, changements brusques de section génèrent des gradients de vitesse importants. Des obstacles (poutres, écrans, deflecteurs...) créent des ondes rotationnelles qui convergent vers les prises. Des angles morts donnent naissance à des rouleaux dissymétriques qui se détachent et sont entraînés vers les conduites, (figure 17).



Figure 17 : Présence de discontinuités [29]

Ces mouvements de rotation localisés constituent une source additionnelle de tourbillons. leur incidence sur l'écoulement à l'entrée des conduites dépend de leur intensité et de la position de ces discontinuités par rapport aux prises.

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

2.1.3- 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 base élémentaires relatifs à la projection des chambres d'aspiration.

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

Dans les deux cas, il y a présence de couches de rotation qui sont diffusées lors du développement de la couche limite et transportées vers l'aval.

QUICK [26] dans une étude expérimentale a examiné par quel processus la rotation (ou la circulation) générée par l'écoulement d'approche se transmet à l'aspiration et peut donner naissance à la formation d'un vortex aéré.

2.2- Effets engendrés par les mouvements tourbillonnaires.

et les vortex :

Les mouvements tourbillonnaires apparaissant à l'entrée de l'aspiration sont la conséquence des conditions de l'écoulement d'approche et de celles générées à l'intérieur de la chambre.

Deux types de configurations indésirables peuvent être dégagées à partir de la figure 18.

a- Propagation du mouvement rotationnel :

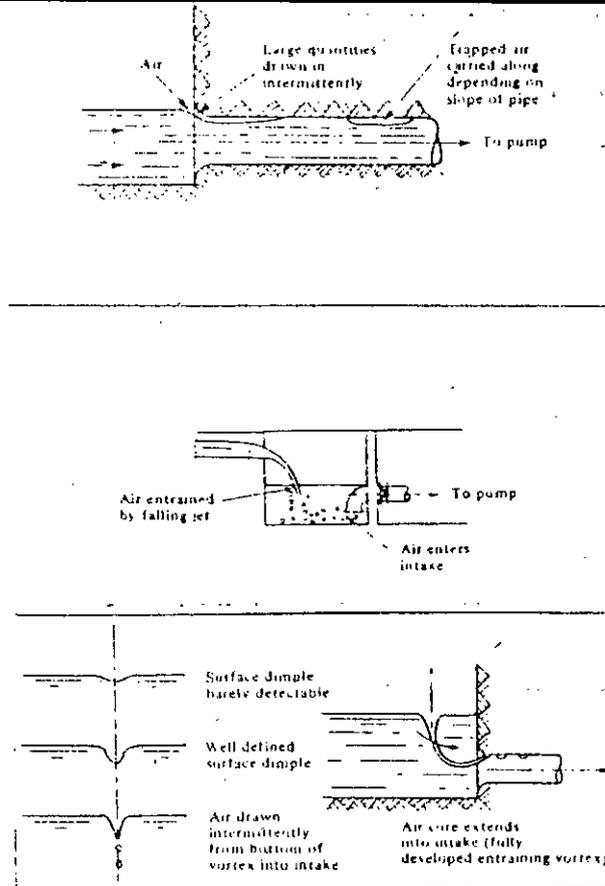
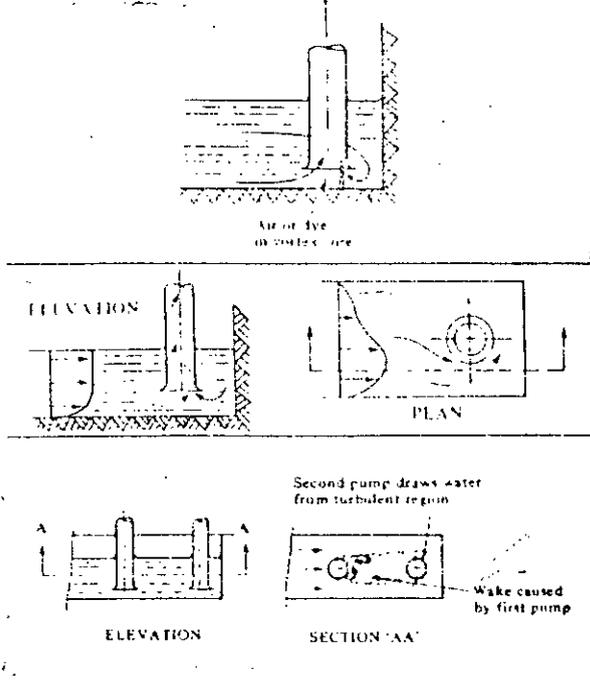
Le mouvement de rotation de la masse fluide entrant dans la conduite d'aspiration génère une perte de charge supplémentaire, une distribution non uniforme du champ des vitesses et l'apparition des vibrations dans la pompe, (figure 18 a).

b- Entraînement d'air (figure 18 b) :

Il peut se faire sous trois formes différentes :

- sous forme de cavités : cette situation arrive lorsque le niveau ^{d'eau} dans la chambre est insuffisant, ceci a pour conséquence un fonctionnement anormal de la pompe (désamorçage, bruits, vibrations).

- sous forme de bulles : dans le cas où la remontée des bulles vers la surface libre est lente, celles-ci sont entraînées à l'intérieur des conduites occasionnant le mêmes conséquences de précédemment.



a- Mouvement rotationnel

b- Entrainement d'air

Figure 18 : Effets engendrés par les mouvements tourbillonnaires et les vortex [25].

- Par le biais de vortex :

Les vortex de surface génèrent des vibrations indésirables et l'érosion des aubes de la roue à cause des fluctuations des champs de pressions et de vitesses.

Les vortex de fond (submergés) observés sous forme de mouvements tourbillonnaires concentrés apparaissent entre le radier et l'entrée de l'aspiration et/ou entre les parois latérales et l'aspiration.

Ce type de vortex, lorsqu'il est rompu, libère un volume d'air très important sous forme de bulles.

3- AMELIORATION DES CONDITIONS D'ÉCOULEMENT

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

Les remèdes apportés sont cependant limités à des modifications peu importantes, car il est évident que le changement de la configuration de la chambre est souvent irréalisable.

Par conséquent, la conception retenue doit faire l'objet d'une grande attention par le respect de règles allant dans le sens de la simplification du tracé et de la minimisation de l'écoulement rotationnel.

3.1- Dispositifs anti-vortex :

3.1.1- Vortex de surface :

L'augmentation de la hauteur d'eau est une action simple en principe, mais conduit réellement à des modifications importantes de l'installation et des dépenses prohibitives.

Les dispositifs anti-vortex peuvent être classés en deux catégories selon les fonctions qu'ils remplissent.

Premièrement, ceux dont le but est d'empêcher l'entraînement d'air à partir de la surface libre. Les principales solutions préconisées sont les suivantes [11] (figure 19 a).

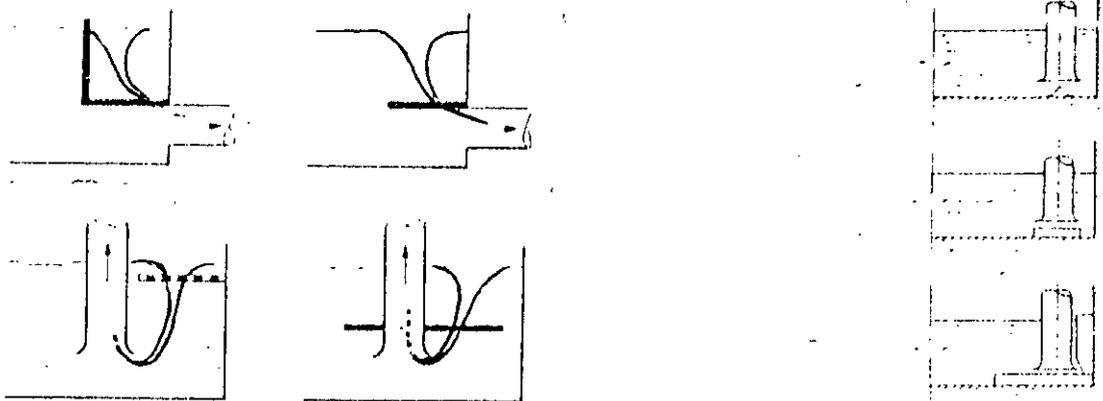
- radeau flottant sur la surface libre
- flotteur sphérique de dimensions assez importantes.
- plaque horizontale, verticale ou une combinaison des deux disposées au dessus des conduites d'aspiration.

Ces artifices provoquent la destruction du vortex chaque fois que celui-ci les heurtera au cours de son déplacement.

3.1.2- Vortex submergés (figure 19b) :

Les dispositifs les plus utilisés sont les suivants :

- cône ou plaque horizontale placé entre le radier et l'entrée de l'aspiration pour les vortex de fond.
- plaque verticale placée derrière la conduite pour éliminer les vortex latéraux.



a- Vortex de surface [11]

b- Vortex submergés [25]

Figure 19 : Dispositif anti-vortex

D'autre part, l'augmentation de la rugosité du radier au dessous de la conduite et du mur arrière derrière celle-ci, par l'utilisation d'un maillage métallique ou tout autre dispositif, augmente la turbulence qui détruit le vortex.

Les perturbations générées sont cependant directement aspirées par la conduite et peuvent provoquer des effets indésirables.

3.2- Atténuation du mouvement tourbillonnaire :

Des écrans déviateurs ou des ailettes en nombre plus ou moins importants placés, perpendiculairement ou d'inclinaison donnée, sur les passés de la chambre, des grilles déflectrices à forte perte de charge ou des cloisons pleines déflectrices prélèvent un certain moment cinétique par le freinage qu'elles provoquent.

L'intensité des vortex est ainsi réduite.

3.3- Elimination des zones "d'eau mortes" :

Les zones de stagnation sont des régions favorables à la formation de vortex très intenses. Les dispositifs empiriques utilisés consistent à :

- isoler ces régions par l'intermédiaire de masques inclinés placés au dessus d'une prise horizontale.
- combler une partie de l'espace situé derrière les conduites verticales.

Deux artifices consistent à agiter de façon permanente le plan d'eau ou à augmenter les vitesses en direction des conduites.

3.4- Amélioration des conditions d'approche :

Elles consistent à :

■ un redimensionnement des grilles (dans le cas où elles sont déjà installées) ou leur incorporation (dans le cas contraire).

■ un reprofilage des limites géométriques internes de la chambre, (figure 20).

■ placer symétriquement, de part et d'autre de chaque conduite, des cloisons pleines simples ou accolées à des grilles.

Un dispositif mis au point au centre de Chatou de l'E.D.F (France) consiste à placer symétriquement par rapport à la conduite d'aspiration et parallèlement à la direction de l'écoulement une grille verticale en métal déployé, (figure 21).

Elle est constituée par un réseau de mailles identiques en forme de losanges.

La disposition dite contre-maille par opposition au sens maille offre le maximum de résistance, à la traversée de la grille, au fluide et permet ainsi la directivité de l'écoulement.

Ce dispositif présente les avantages suivants :

- l'installation existante n'est pas modifiée en dissipant une charge négligeable.
- l'alimentation dissymétrique d'une installation comportant plusieurs conduites d'aspiration dans de bonnes conditions.

Plusieurs dispositifs de grilles en métal déployé appliqués à des installations réelles ont montré leur efficacité [6].

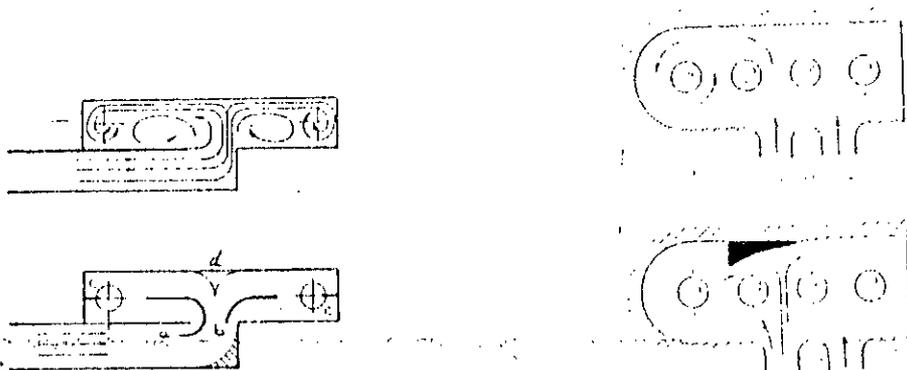
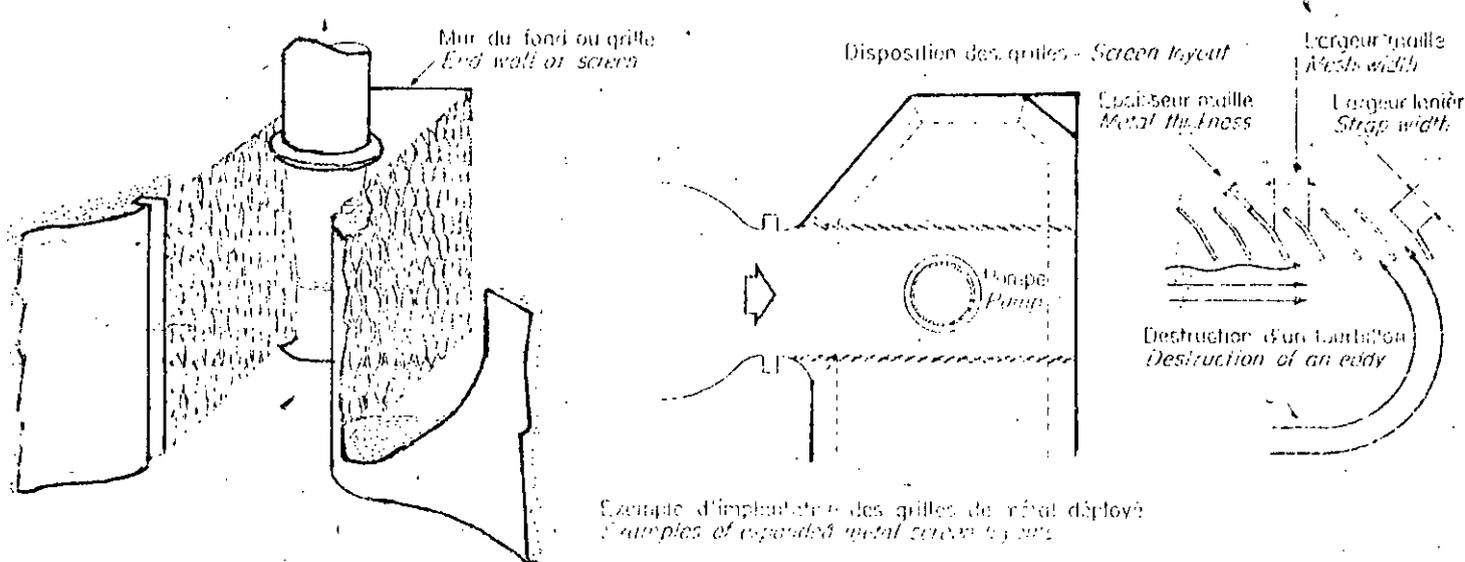


Figure 20 : Amélioration des conditions d'approche [11], [21]



Exemple d'implantation des grilles de métal déployé
Examples of expanded metal screen layout

Figure 21 : Dispositif de grilles en métal déployé [6]

4- CONDITIONS DE FORMATION DES VORTEX

Les développements abordés dans cette section sont relatifs à une aspiration verticale; le choix d'une telle disposition, objet de la présente étude, a été retenue en raison de sa grande utilisation et des perturbations que la formation de vortex entraîne dans ce genre d'installation.

4.1- Paramètres hydrauliques :

La formation des vortex de surface dépend du débit pompé et de la profondeur d'immersion de la conduite d'aspiration.

4.1.1- Définition d'une submergence critique :

La notion de submergence critique est définie différemment par les auteurs et laboratoires; ce qui rend la comparaison des résultats assez difficile. Nous examinons ci-après les définitions préconisées.

4.1.1.1- Développement d'un vortex de surface :

Basée essentiellement sur l'observation de l'évolution du vortex, cette méthode est assez subjective et d'aspect qualificatif quoique la plus usitée.

Cette difficulté provient du caractère aléatoire du phénomène; la classification des vortex suivant leur intensité est illustré par la figure 22.

Etape 1 : Pour des submergences importantes, la surface libre approximativement plane à l'origine se creuse légèrement en un point quelconque formant un tourbillon non cohérent, (figure 22a).

Etape 2 : En diminuant la submergence, la dépression initiale se creuse plus faisant apparaître un entonnoir d'axe vertical animé ou non d'un mouvement de rotation, (figure 22b).

Etape 3 : Le vortex s'étire. Il est animé d'un mouvement de rotation, son axe est incurvé tendant vers l'entrée de la conduite. Une procession de bulles d'air se développe à sa base sans pour autant atteindre l'aspiration.

Ce stade correspond à un mouvement tourbillonnaire de faible intensité. Le vortex se désagregé et disparaît pour réapparaître aussitôt (figure 22c).

Etape 3 : A ce stade de développement, l'intensité du mouvement tourbillonnaire est importante. le vortex s'étire en en s'incurvant plus. Le filet d'air est aspiré amorçant le début d'entraînement d'air, le vortex est assez stable et persiste pendant de longues périodes (figure 22d).

Etape 5 : Pour de faibles submergences, la masse d'eau au voisinage de la conduite se creuse et se met en rotation formant ainsi un vortex concentrique.

L'entraînement d'air est accompagné d'un fort bruit caractéristique. Ce type de vortex peut apparaître à des niveaux plus hauts, (figure 22e).

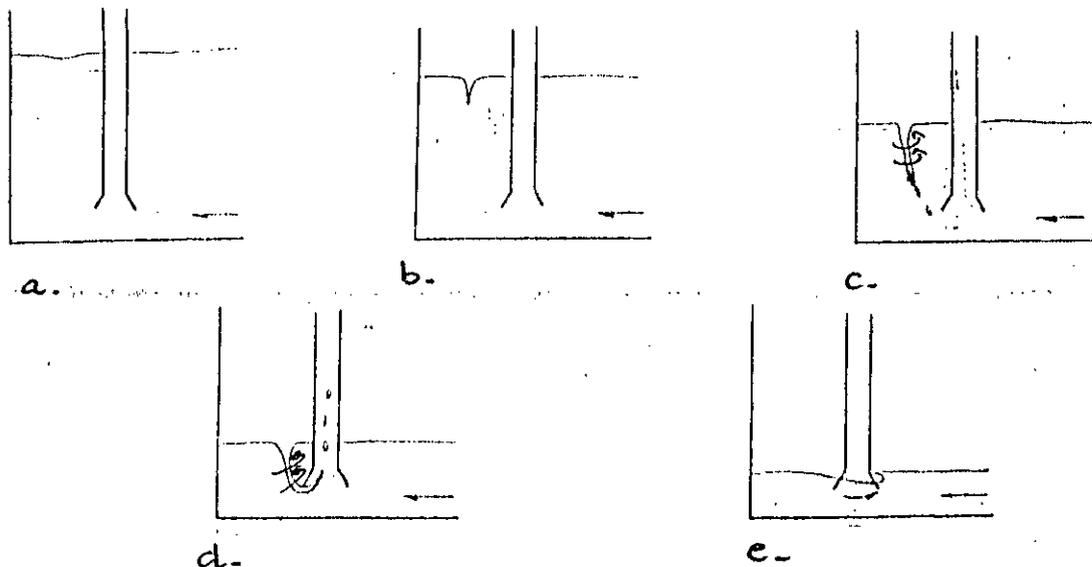


Figure 22 : Développement d'un vortex de surface [9].

Pour DENNY [11], la submergence critique correspond à l'étape 4. DICMAS, cité par PROSSER [25] définit deux submergences critiques, l'une correspondant à l'aspiration intermittente et l'autre au vortex aéré accompagné de bruit.

HECKER [15] a défini six intensités de vortex. Pour des besoins de comparaison entre modèle et prototype, chaque étape a été caractérisée, en plus, par la mesure de certaines grandeurs telle que la longueur par rapport à la submergence et le diamètre du vortex, la vitesse tangentielle maximale, ...

Ces données supplémentaires nécessitent des moyens de mesure plus appropriés.

4.1.1.2- Mesure de l'intensité de l'écoulement tourbillonnaire :

RAGHUNATHAN et KAR [27] ont développé une méthode d'étude de la submergence basée sur la mesure de la perte de charge due à l'écoulement tourbillonnaire existant dans la conduite d'aspiration.

La submergence critique correspond au début d'apparition de fluctuations dans des piezomètres connectés le long de la conduite d'aspiration, indépendamment du développement du vortex.

WONSAK [33] utilise, pour exprimer l'intensité du mouvement tourbillonnaire, le rapport entre la vitesse tangentielle mesurée à l'entrée de la conduite et la vitesse moyenne dans la conduite.

Le dispositif de mesure de la vitesse tangentielle appelé "Vortomètre" est constitué par une hélice coaxiale de la conduite. La mesure peut être erronée lorsque le vortex ou le tourbillon passe entre les hélices ou par l'axe de rotation.

4.2- Paramètres géométriques :

Il est bien reconnu à présent que les limites géométriques ont une importance primordiale sur la formation des vortex. Les paramètres géométriques considérés sont montrés sur la figure 24a.

4.2.1- Influence des limites géométriques :

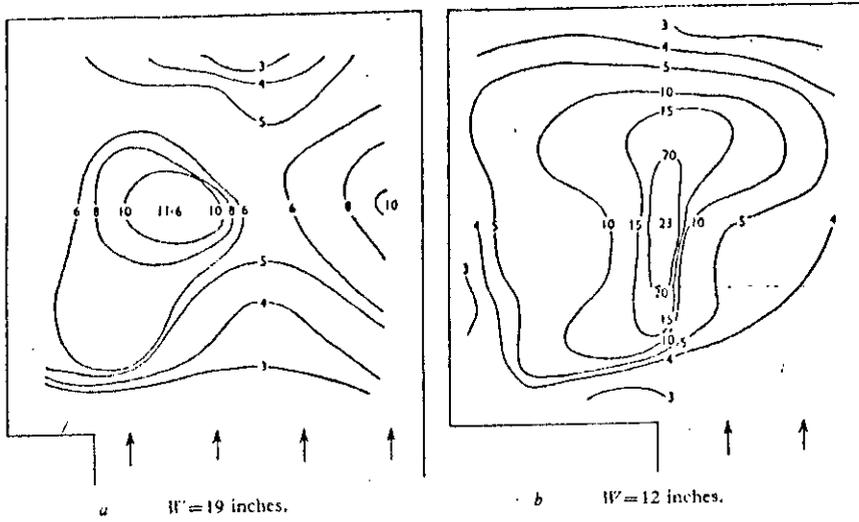
L'importance de la variation de la submergence critique a été établie par DENNY [11] en déplaçant la conduite d'aspiration dans une chambre de géométrie constante. Les réseaux de courbes de même submergence critique sont illustrés par les figures 23.

L'analyse de ces figures permet de tirer les conclusions suivantes :

Les vortex se forment plus facilement lorsque l'aspiration est placée dans la partie centrale de la chambre; elle prend les valeurs les plus faibles à proximité des parois.

Les chambres de dimensions réduites occasionnent des submergences critiques les plus faibles à cause de la réduction des zones de stagnation.

La dimension de la largeur d'entrée provoque une augmentation de la submergence critique.



$c/d = 1$, $V = 13.5$ ft. per sec.

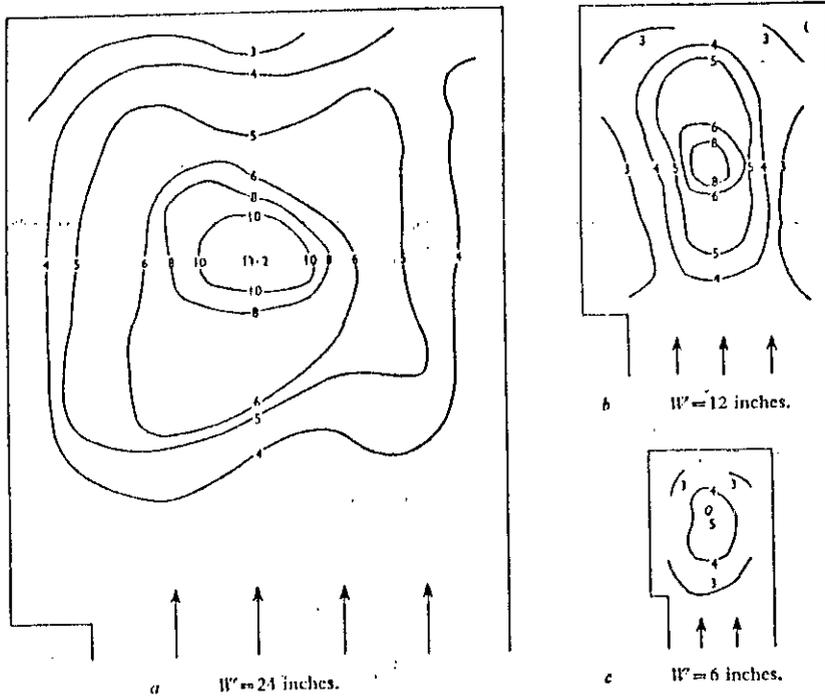


Figure 23 : Influence des limites géométriques [11].

Il semble à priori, qu'il existe une plage étroite de chacun des paramètres permettant une optimisation des dimensions de la chambre, tout en assurant un écoulement stabilisé.

4.2.2- Variation des paramètres géométriques :

4.2.2.1- Variation de la distance aspiration-radier :

Une augmentation importante de cette distance entraîne la diminution de la submergence mais occasionne des hauteurs critiques très grandes.

La hauteur critique passe cependant par un minimum lorsque la distance aspiration-radier croît.

Pour obtenir un rendement optimal de la pompe IVERSEN [17] et STEPANOFF cité par [17] recommandent une distance égale à la moitié du diamètre de la tulipe.

L'influence de la tulipe sur la formation et le comportement du vortex n'est pas encore bien précisée [5, 6].

4.2.2.2- Variation de la distance conduite-paroi arrière de la chambre :

Pour diminuer les risques de formation des vortex, il faut réduire les zones de stagnation se trouvant derrière la conduite sans pour autant trop s'approcher afin d'éviter un écoulement tourbillonnaire intense et la formation de vortex submergés.

De plus, de faibles distances rendent l'installation des conduites et l'entretien difficile.

4.2.2.3- Variation de la distance entre les conduites et les parois latérales de la chambre :

Les études réalisées avec des parois latérales disposées symétriquement de part et d'autre de la conduite [21] montrent que la submergence critique diminue lorsque la distance diminue. Cette variation est d'autant moins importante que la valeur de la distance entre l'aspiration et le radier est plus grande.

1.2.2.4- Variation de la distance entre les conduites :

La submergence critique diminue en général lorsque cette distance augmente, les résultats de IVERSEN [17] et BERGE [6] le confirment.

4.2.2.5- Variation de la distance entre les conduites et l'entrée de la chambre :

Une longueur droite L minimale est nécessaire pour assurer un écoulement uniforme à l'entrée des conduites d'aspiration. Cette distance est variable suivant les conditions d'entrée à la chambre et la configuration interne.

5- MODELISATION DES VORTEX D'ASPIRATION

5.1- Réalisation d'une similitude complète :

Les possibilités de modelisation suivant les paramètres dynamiques donnés par l'équation (27) vont être discutées :

Les nombres de Froude, Reynolds et Weber peuvent s'écrire d'une manière générale comme suit :

$$F = V / (gL)^{1/2}; \quad R = V.L/\nu \quad \text{et} \quad W = \rho V^2 L / \sigma$$

où V et L représentent respectivement une vitesse et une dimension linéaire caractéristiques.

La similitude suivant le critère de Reech-Froude peut se mettre sous la forme suivante :

$$\lambda_v = V_2/V_1 = \left[L_2/L_1 \right]^{1/2} = \lambda^{1/2} \quad (28)$$

L'indice "2" est relatif au modèle, alors que "1" se rapporte au prototype.

La relation (28) implique des vitesses dans le modèle, inférieures à celles du prototype. Cette opération est techniquement réalisable.

La modelisation selon le critère de Reynolds nécessite la satisfaction de la condition :

$$\lambda_v = \lambda \nu / \lambda \quad (29)$$

Dans le cas où le fluide utilisé dans le modèle est le prototype est identique, l'équation (29) devient alors :

$$\lambda_v = \lambda^{-1} \quad (30)$$

Les vitesses dans le modèle sont sensiblement supérieures à celles dans le prototype; cette fois encore les essais sont réalisables.

La modelisation suivant le critère de Weber implique les tensions superficielles modèle-prototype sont reliées par la relation suivante :

$$\sigma_2 = \sigma_1 \cdot \lambda_v^2 \cdot \lambda \cdot \lambda \rho$$

Pour deux systèmes géométriquement semblables, l'égalité des nombres de Weber nécessite un fluide dont la tension superficielle du modèle soit très faible devant celle du prototype.

Les essais s'effectuant d'ordinaire avec le même fluide rendent le critère de Weber techniquement irréalisable.

Dans ces conditions le critère de Weber s'écrit :

$$\lambda v = \lambda^{-1/2} \quad (32)$$

La satisfaction simultanée de l'égalité des nombres de Froude et de Reynolds implique l'égalité des relations (28) et (29) ce qui donne :

$$\lambda v = \lambda^{9/2} \quad (33)$$

Elucidons cette possibilité en considérant la modélisation à une échelle géométrique $\lambda = 1/25$.

D'après la relation (33) ceci nécessite que la viscosité cinématique soit de deux ordres inférieurs à celle du prototype, or il n'existe pas de fluide naturel à viscosité si faible.

De plus si l'on se fixe l'échelle linéaire de modélisation, celle des viscosités en découle, ce qui limite les possibilités.

En cas de fluides identiques (ce qui a pratiquement lieu dans les essais sur modèle réduit), le modèle doit être réalisé à la même échelle que le prototype.

Le respect simultané des nombres de Weber et de Froude conduit, en égalisant les relations (28) et (31) à l'expression :

$$\lambda^2 = \lambda \sigma / \lambda \rho$$

Ceci nécessite la variation de la tension superficielle et de la masse volumique. La modification des caractéristiques physiques des fluides est assez limitée.

Ainsi une représentation en similitude dynamique complète d'un écoulement avec vortex est impossible dans les conditions d'expérimentation usuelles.

La modélisation n'est alors possible que suivant le nombre de Fronde. Comme les autres conditions ne sont pas respectées, il y a apparition d'effet d'échelle dont l'évaluation est nécessaire.

La formation de vortex étant un phénomène à surface libre, le critère de Reech-Froude a été adopté par les auteurs avec cependant la réalisation partielle d'une similitude de Reynolds pour tenir compte des effets des forces de viscosité.

ANWAR [5] a montré que le nombre de Reynolds radial doit être supérieur à $3 \cdot 10^4$, tandis que ANWAR [1] a trouvé une valeur de 10^4 .

KOUGMINA [20] dans le cas d'une cuve cylindrique a trouvé un nombre de Reynolds radial égal à $2,8 \cdot 10^4$.

D'autres auteurs [7, 11, 23] préconisent, pour éliminer les effets d'échelle, la modélisation avec des vitesses supérieures à celles données par le critère de Reech-Froude dans le but de représenter correctement les forces de frottements du prototype.

L'exagération des vitesses peut induire des distorsions importantes dans l'écoulement d'approche.

Un autre critère basé sur la réalisation des vitesses égales entre modèle et prototype a été préconisée par DENNY [12], sur un modèle d'échelle linéaire assez grande $\lambda = 1/5$.

DHILLON, cité par HECKER [14], dans une étude comparative sur plusieurs modèles, a indiqué que ce concept conduit à une exagération des vortex, incompatibles avec ceux apparaissant dans le prototype.

Notons que dans d'autres circonstances, l'augmentation de la turbulence tend à dissiper les vortex plutôt que de les accroître.

Ce concept peut être utilisé dans des modèles à grande échelle.

La contribution des forces de tension superficielle n'a pas encore été élucidée. Il est cependant évident qu'un vortex de forte intensité met en jeu des forces de tension superficielles importantes comparativement à une dépression peu prononcée.

Les quelques études réalisées sont assez contradictoires [10, 14, 16].

CONCLUSION

La conception d'une station de pompage doit résider dans un volume minimal de la chambre d'aspiration sans affecter toutefois le rendement de l'installation.

Le volume est déterminé en fonction des différences entre les débits d'alimentation et ceux pompés.

Le problème qui se pose est celui de la détermination de la hauteur d'eau minimale compatible avec la capacité d'aspiration des pompes.

Le choix de la hauteur minimale est une décision délicate, car de sa valeur dépend une partie importante des coûts de génie-civil engagés.

Dans le cas d'une sous-estimation de cette valeur il y aura par conséquent apparition d'instabilités dans l'écoulement et un mauvais fonctionnement de l'installation.

Les modifications apportées pour y remédier occasionnent des dépenses supplémentaires importantes et sont d'une efficacité limitée.

La hauteur minimale est influencée par les limites géométriques internes de la chambre.

L'écart d'un paramètre par rapport aux conditions de bon fonctionnement se répercutera négativement sur l'ensemble de l'installation.

Ainsi dans l'étude expérimentale exposée ci-après, nous allons déterminer les paramètres géométriques et hydrauliques optimaux d'une part, et formuler la loi de modélisation sous la forme d'un compromis entre les différentes forces conditionnant le phénomène d'autre part. Ceci en raison de la difficulté soulignée de la mise en évidence de la contribution de chacune d'elles.

-C- ETUDE EXPERIMENTALE

1- CHOIX ET CONCEPTION DES MODELES

Comme il a été indiqué précédemment, nous avons choisi, pour cette étude, le cas d'une chambre avec aspirations verticales ascendantes.

Deux modèles d'échelle linéaire différente ont été confectionnés dans le but de déterminer les conditions de similitude.

Nous avons prévu initialement la construction de trois modèles afin de mettre en évidence les effets d'échelle.

Cependant en raison de contraintes matérielles et de manipulation, nous nous sommes contentés des deux modèles.

La deuxième difficulté a résidé dans le choix de l'échelle géométrique à adopter.

Les dimensions du grand modèle ont été choisies en tenant compte des possibilités de réalisation, d'une part, et d'une exploitation aisée, d'autre part.

Les dimensions du petit modèle ont été fixées de façon à minimiser l'influence des perturbations parasites pouvant apparaître car l'échelle limite de modélisation est inconnue a priori.

D'autre part, la non disponibilité de conduites de diamètre adéquat (aussi bien, en plexiglass qu'en P.V.C) a restreint le choix de l'échelle linéaire voulue.

Ainsi nous avons adopté un diamètre unique dans chacun des deux modèles.

2- DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les deux modèles géométriquement semblables d'échelle $\lambda = 1/1.53$ construits en plexiglass transparent comprennent chacun (figure 24) :

- Une chambre d'arrivée de forme rectangulaire alimentée latéralement par une conduite sur laquelle est inséré un débitmètre à segment pour le réglage du débit.

- Une chambre d'expérimentation de forme rectangulaire alimentée à partir de la chambre d'arrivée à travers la paroi de séparation. Celle-ci, perforée sur toute sa largeur, remplit le rôle de dispositif de tranquillisation de l'écoulement.

- Deux conduites en P.V.C rigide assurent l'aspiration.

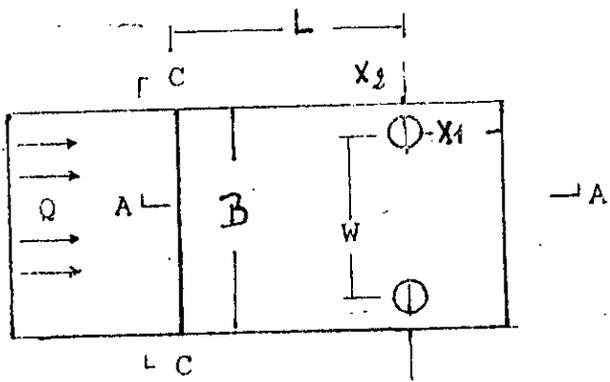
Pour des fins de visualisation de l'écoulement dans les conduites, il aurait été préférable d'utiliser un matériau transparent. Ceci a été rendu impossible en raison de la non disponibilité de conduites façonnées dans ce matériau.

Chacune des conduites d'aspiration est reliée à un système de siphonage composé d'une conduite verticale descendante sur laquelle est installé un diaphragme destiné à la mesure des débits aspirés.

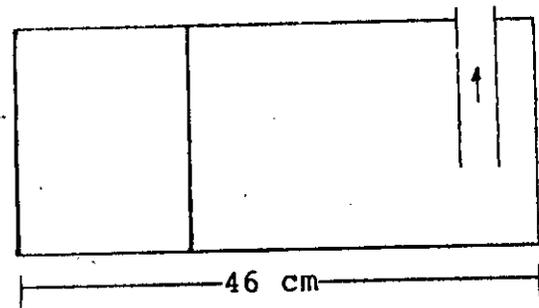
Une vanne de réglage du débit est installée à l'extrémité de la conduite descendante. Un court tuyau plongeant dans le canal de retour du laboratoire termine cette conduite.

Une plaque de plexiglass reposant sur les parois latérales de la chambre et sur laquelle sont fixées les conduites permet les déplacements horizontaux et verticaux.

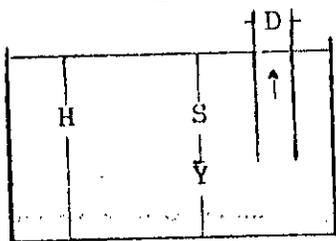
Chaque déplacement est mesuré par une reglette graduée. Un puits de mesure accolé extérieurement à l'une des parois latérales permet la lecture de la hauteur d'eau dans la chambre.



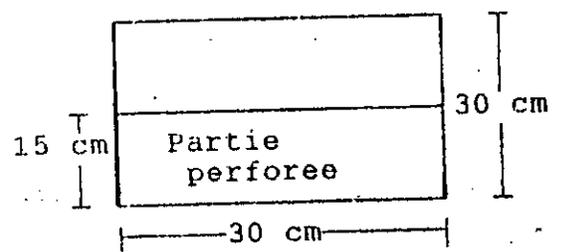
a. Vue en plan



b. Elevation



c. Coupe A-A



d. Coupe C-C

Figure 24 : Schéma de l'installation (petit modèle)

Un trop plein monté sur un support coulissant le long d'une tige métallique et relié à la chambre par un tube flexible, est utilisé pour faire varier la hauteur d'eau dans la chambre.

3- PROCEDURE EXPERIMENTALE

Ayant fixé la position des conduites par rapport au radier et aux parois latérales et arrière, nous choisissons un débit Q en agissant sur la vanne d'alimentation précédent le débitmètre à segment préalablement étalonné.

On attend jusqu'à ce que l'on ait une hauteur d'eau suffisante dans la chambre d'expérimentation.

La deuxième étape consiste à amorcer les conduites d'aspiration. Cette opération est réalisée soit par aspiration de l'air par un tube flexible connecté à la partie supérieure du siphon, soit par remplissage par le même tube flexible.

L'établissement du régime permanent est obtenu en ajustant les lectures des manomètres connectés aux diaphragmes de façon à réaliser la condition :

$$Q = Q_I + Q_{II}$$

où Q_I et Q_{II} sont les débits transitant par les conduites I et II respectivement.

Une série d'expériences préliminaires a été nécessaire pour déterminer les niveaux d'apparition de la première dépression et du vortex aéré, ainsi que ceux des étapes intermédiaires pouvant être observés.

Pour déceler l'apparition de la première dépression, on débute par un niveau d'eau assez élevé, en maintenant le trop plein dans une position haute.

Après s'être assuré que la surface libre est exempte de tout mouvement tourbillonnaire (par la disposition de confettis en papier), nous procédons à l'abaissement du trop-plein lentement et graduellement tout en surveillant la surface libre à travers les parois latérales de la chambre jusqu'à l'apparition de cette dépression.

L'étape suivante consiste à abaisser le niveau jusqu'à l'apparition d'un vortex aéré.

Le régime permanent est rétabli après chaque abaissement graduel du trop-plein en réajustant les débits des conduites d'aspiration.

4- TYPES ET CARACTERISTIQUES DES VORTEX OBSERVES

Les étapes suivantes ont été les plus nettement observables :

Etape 1 : légers abattements peu profonds de la surface libre très instables et intermittents. La fréquence d'apparition est très petite (entre 5 et 10 secondes).

Des confettis en papier placés sur la surface libre ont permis de constater que ces vortex ne sont pas animés de vitesse de rotation.

Ils se forment généralement à proximité des conduites, en amont de celles-ci. Il n'a pas été constaté la formation simultanée de deux ou plusieurs dépressions.

De temps à autre ces dépressions s'étirent mais reprennent leur aspect initial presque instantanément pour disparaître (figure 25 b).

Etape 2 : une réduction de la hauteur d'eau donne lieu à un étirement du cône de dépression développant à son extrémité inférieure des bulles d'air se détachant puis revenant se coller à l'entonnoir du vortex.

Etape 3 : une réduction très faible de la hauteur d'eau fait apparaître un filament tourbillonnaire qui s'étire jusqu'à l'entrée de la conduite sans occasionner toutefois un entrainement d'air.

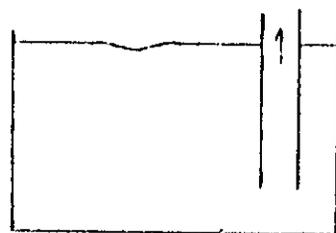
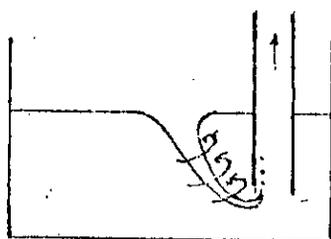
Un confetti placé à la surface libre s'engouffre dans le vortex en décrivant une trajectoire hélicoïdale.

Le traceur quitte le vortex par la partie inférieure du vortex pour être aspiré dans la conduite (figure 25a).

Etape 4 : une réduction de la hauteur d'eau conduit à une aération continue avec apparition de vortex submergés dans certains cas.

Des vortex concentriques ont été aussi observés. Pour tous les essais réalisés, le sens de rotation n'était pas unique.

La destruction artificielle du filet d'air se dissipe sous forme de bulles dans sa partie supérieure tandis que la partie inférieure est aspirée.



a : Etape critique

b : Depression initiale

Figure 25 : Visualisation des vortex de surface

5- CHOIX D'UN CRITÈRE DE COMPARAISON

Conformément à l'objectif de notre étude, nous avons choisi comme étape critique celle correspondant à un vortex de type 3.

Ce critère fournit le seuil de formation de vortex conditionnant, en pratique, le bon fonctionnement d'une installation.

L'étape relative à l'apparition de la première dépression a été retenue pour mettre en évidence les effets d'échelle sur la formation des vortex.

6- ANALYSE DIMENSIONNELLE DU PHÉNOMÈNE

En considérant que les grandeurs conditionnant la formation des vortex, dans le présent cas, sont :

- les paramètres géométriques : D, Y, X_1, X_2, W
- les paramètres hydrauliques : S, Q
- les paramètres physiques : ρ, g, ν, σ

Nous pouvons écrire la relation fonctionnelle suivante :

$$F_1 [D, Y, X_1, X_2, W, S, Q, \rho, g, \nu, \sigma] = 0 \quad (34)$$

En choisissant Q, D et ρ comme variables à usage répété et en appliquant le théorème des π de Vaschy-Buckingham, il vient la relation fonctionnelle adimensionnelle suivante :

$$F_2 \left[Y/D, X_1/D, X_2/D, W/D, S/D, Q/D\nu, \rho Q^2/\sigma D^3, Q/g^{1/2} D^{5/2} \right] = 0 \quad (35)$$

La variable réduite d'étude étant S/D , la relation (35) s'écrira alors :

$$S/D = F \left[Y/D, X_1/D, X_2/D, W/D, R, F, D \right] = 0 \quad (36)$$

Le choix du diamètre D comme paramètre de base est pleinement justifié puisque c'est une grandeur caractéristique de l'aspiration. En effet, D représente la dimension-clé du dispositif expérimental.

Mais la présence du diamètre D dans les entités dynamiques ne décrit pas les conditions d'écoulement dans la chambre. C'est plutôt la submergence S qui représente l'intensité des vortex. Il est donc normal d'introduire S dans les expressions des nombres de Froude, Reynolds et Weber de façon à mettre en évidence les caractéristiques de l'écoulement dans la chambre.

Les trois paramètres dynamiques exprimés en fonction de la submergence S ont été mis en évidence théoriquement dans la première partie du présent travail.

7- ESSAIS REALISES - RESULTATS ET DISCUSSION

Le programme expérimental a été exécuté en deux étapes; la première concerne les essais (réalisés sur le petit modèle) dans le but de la détermination des paramètres géométriques optimaux assurant une stabilisation de l'écoulement dans la chambre et dans les conduites d'aspiration.

La deuxième étape concerne les essais relatifs à la détermination d'un critère de similitude modèle-prototype.

En raison du caractère aléatoire du phénomène, les essais ont nécessité une très longue durée. De plus certains points de mesure ont été vérifiés à l'issue d'un défouillement préliminaire lorsqu'il est constaté une incohérence anormale des allures des courbes.

7.1- Optimisation des dimensions de la chambre :

La conception d'une installation de pompage économique est conditionnée par un volume minimal de la chambre. Les dimensions

optimales sont celles qui occasionnent une hauteur minimale assurant un écoulement exempt de toute instabilité pouvant apparaître soit dans la chambre, soit à l'entrée des conduites d'aspiration.

7.1.1 - Optimisation des paramètres Y/D et X_1/D :

La première phase a été consacrée à l'étude de la position des conduites d'aspiration par rapport au radier et à la paroi arrière de la chambre.

Les distances entre les prises et les parois latérales ont été maintenues constantes.

Les résultats des mesures sont consignés dans le tableau 1.

Les figures 26, 27 et 28 représentent les variations de S_c/D et H_c/D en fonction de Y/D .

Elles montrent que la submergence critique S_c/D devient pratiquement indépendante de la distance Y/D pour une valeur supérieure à 1,5 environ.

Il existe donc une distance minimale Y/D permettant d'opérer sans risque d'apparition de vortex aérés.

En deçà de cette limite, les courbes amorcent une brusque remontée donnant lieu à des valeurs de submergences plus grandes.

Les courbes représentant H_c/D en fonction de Y/D mettent cependant en évidence que les hauteurs critiques augmentent lorsque Y/D croît.

Par contre dans les parties gauches, les graphes des hauteurs critiques passent chacun par une valeur minimale définissant ainsi une valeur optimale de Y/D .

Celle-ci varie pour l'ensemble des essais réalisés entre 0,4 et 0,6.

Tableau 1 : Résultats des mesures Sc/D , Hc/D en fonction de Y/D
 $X_2/D = \text{constante}$

Débits Q (l/s)	X_1/D	$Y/D = 1,5$		$Y/D = 0,8$		$Y/D = 0,6$		$Y/D = 0,4$		$Y/D = 0,2$	
		Sc	Hc	Sc	Hc	Sc	Hc	Sc	Hc	Sc	Hc
0,4	1,0	1,7	6,2	2,1	4,5	2,2	4,0	2,7	3,9	3,7	4,3
	0,75	1,5	6,0	1,8	4,2	1,9	3,7	2,4	3,6	3,0	3,6
	0,50	1,2	5,7	1,2	3,6	1,3	3,1	1,6	2,8	2,4	3,0
	0,25	0,4	4,9	0,6	3,0	0,9	2,7	1,4	2,6	2,2	2,8
1,4	1,0	3,8	8,3	4,3	6,7	4,8	6,6	5,3	6,5	6,1	6,7
	0,75	3,5	8,0	3,7	6,1	4,2	6,0	4,9	6,1	5,6	6,2
	0,50	3,0	7,5	3,2	5,6	3,7	5,5	4,3	5,5	5,0	5,6
	0,25	2,7	6,6	2,5	4,9	3,0	4,8	3,7	4,9	4,4	5,0
0,4	1,0	5,7	10,2	5,7	8,1	6,0	7,8	6,6	7,8	7,4	8,0
	0,75	5,1	9,6	5,0	7,4	5,4	7,2	6,0	7,2	7,0	7,6
	0,50	3,9	8,4	3,8	6,2	4,3	6,1	5,0	6,2	6,0	6,6
	0,25	3,0	7,5	3,2	5,6	3,6	5,4	4,2	5,4	5,2	5,8

Tableau 1 : Traitement des résultats

$Hc = a_0 + a_1 (Y/D) + a_2 (Y/D)^2$			r	\hat{s}^2	(Y/D) mm	H/D mm	$Sc/D = (Y/D)^b$		r	$\hat{s}_{Sc/D}$
a_0	$-a_1$	a_2					a	b		
4,48	1,73	1,93	0,9805	0,845	0,45	1,4	0,64	0,39	0,9908	1,28
3,60	1,53	1,42	0,9943	1,05	0,54	1,1	0,56	0,35	0,9905	1,42
3,31	2,20	2,53	0,9995	1,51	0,43	1,0	0,36	0,40	0,9198	1,34
3,00	1,61	1,92	0,9972	0,92	0,42	0,9	0,18	0,88	0,9913	1,96
6,95	1,67	1,72	0,9979	0,57	0,49	2,2	1,39	0,24	0,9953	1,20
5,85	1,55	1,77	0,9987	0,73	0,44	1,8	1,08	0,27	0,9782	1,22
6,76	9,66	2,32	0,9994	1,71	0,57	2,0	1,24	0,25	0,9752	1,22
5,38	2,14	1,97	0,9977	0,58	0,54	1,6	0,81	0,39	0,9873	1,34
8,32	2,15	2,27	0,9987	1,05	0,47	2,6	1,92	0,14	0,9434	1,46
8,06	3,06	2,73	0,9978	1,04	0,56	2,4	1,71	0,17	0,9281	1,58
7,19	3,59	2,93	0,9998	0,94	0,61	2,0	1,32	0,24	0,9346	1,39
6,20	2,77	2,43	0,9956	0,79	0,57	1,8	1,06	0,29	0,9788	1,72

D'autre part, les mêmes graphes montrent qu'une diminution de la distance X_1/D entraîne celle de la hauteur critique H_c/D .

Il a été constaté que la valeur $X_1/D = 0,25$, occasionnait dans la majorité des essais réalisés des fluctuations importantes dans les manomètres reliés aux débitmètres à diaphragme mettant en évidence la présence d'écoulements tourbillonnaires très intenses entre l'aspiration et la paroi arrière de la chambre.

Pour cette raison, nous avons retenu $X_1/D = 0,5$ comme valeur optimale.

7.1.2- Optimisation de la distance X_2/D :

La deuxième série de mesures concerne la distance horizontale X_2/D entre les conduites et les parois latérales de la chambre.

Le tableau 2 montre les résultats des essais.

Les graphes des figures 29, 30 et 31 mettent en évidence que :

- la hauteur critique prend les valeurs les plus petites pour la même valeur $Y/D = 0,6$. Ceci permet de retenir cette valeur comme optimale.

- la valeur $X_2/D = 0,5$ donne les valeurs les plus faibles de la hauteur critique.

De plus pour $X_2/D = 0,5$ les courbes tendent asymptotiquement vers l'horizontale suggérant une stabilisation de l'écoulement.

7.1.3- Optimisation de la largeur B de la chambre :

Un système de cloisons mobiles (en plexiglass), placées parallèlement aux parois latérales de la chambre a permis la variation de la largeur B de celle-ci.

Le tableau 3 montre les résultats des mesures. Conformement à la relation fonctionnelle (36), nous avons représenté, sur la figure 32, Les courbes Sc/D en fonction de la distance entre-axes des conduites W/D.

La largeur relative B/D de la chambre s'écrit, en tenant compte de la figure 24 a, comme suit :

$$B/D = W/D + 1 + 2 X_2/D$$

Soit en ayant en vue que $X_2/D = 0,5$:

$$B/D = 2 + W/D$$

Les courbes de la figure 32 présentent une allure hyperbolique à forte pente pour les petites valeurs de W/D (inférieures à 6).

La submergence Sc/D devient pratiquement indépendante de W/D pour des valeurs supérieures à 6 environ.

L'écart relatif maximal de Sc/D calculé entre les valeurs de W/D comprise entre 6 et 10 est d'environ 10 % contre 30 % entre 2 et 6.

Il vient alors la valeur optimale de B/D égale à 8.

Tableau 2 : Résultats des mesures $H_c = f(Q)$

X_z/D	Q (l/s) Y/D	0,5	1	1,5	2,0	$H = aQ^b$			
						a	b	r	\hat{s} (r)
0,5	0,4	4,6	7,0	9,0	10,7	7,01	0,61	0,9999	1,44
	0,5	4,1	5,9	7,7	9,1	6,03	0,57	0,9989	1,41
	0,6	3,1	4,8	5,9	7,0	4,61	0,59	0,9998	1,42
0,75	0,4	6,1	8,9	11,5	13,5	9,04	0,58	0,9995	1,41
	0,5	5,3	8,2	11,2	12,5	8,28	0,64	0,9967	1,47
	0,6	4,5	7,2	9,1	11,0	7,07	0,64	0,9995	1,47
1,0	0,4	7,4	13,5	15,3	17,4	12,0	0,61	0,9762	0,99
	0,5	6,9	11,3	14,2	16,3	10,9	0,63	0,9966	0,67
	0,6	6,3	10,0	11,5	13,9	9,47	0,56	0,9935	0,34

Tableau 3 : Résultats des mesures $Sc/D = f(W/D)$

Q (l/s)	W/D	0,5	1	1,5	2,0	$H = aQ^b$			
						a	b	r	\hat{s} (r)
1,0		1,7	1,4	1,1	1,0	2,17	-0,35	0,9832	1,27
1,5		2,1	1,8	1,6	1,5	2,20	-0,17	0,9896	1,16
2,0		2,3	2,0	1,8	1,7	2,61	-0,19	0,9909	1,14

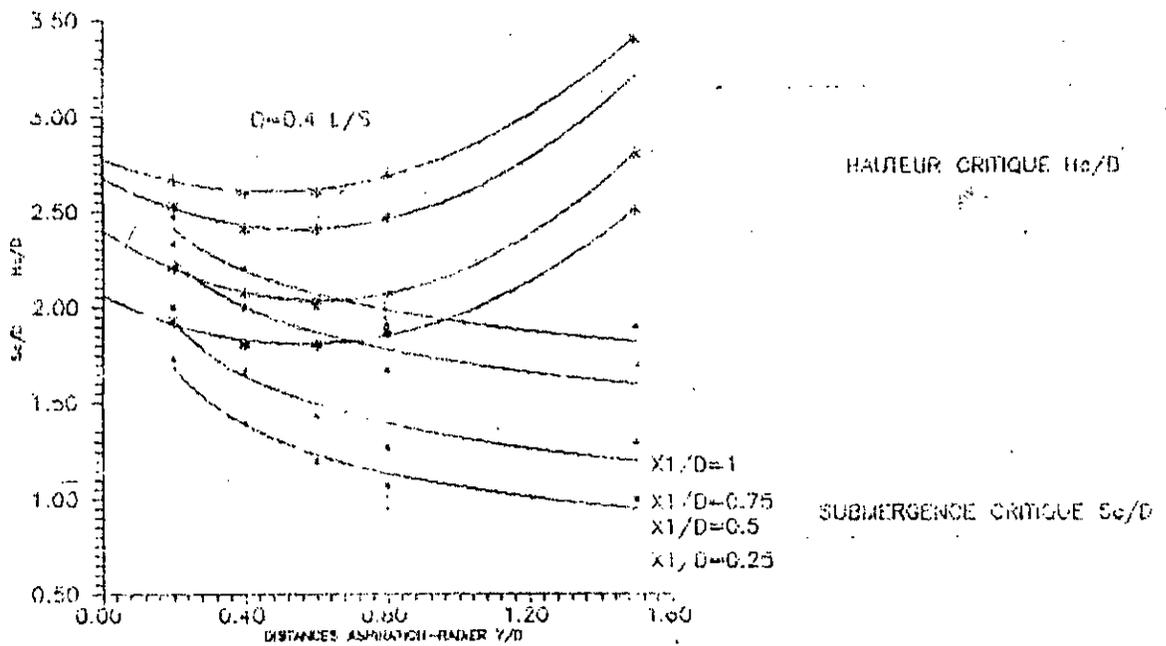


Figure 26 : Optimisation des paramètres géométriques Y/D et X_1/D

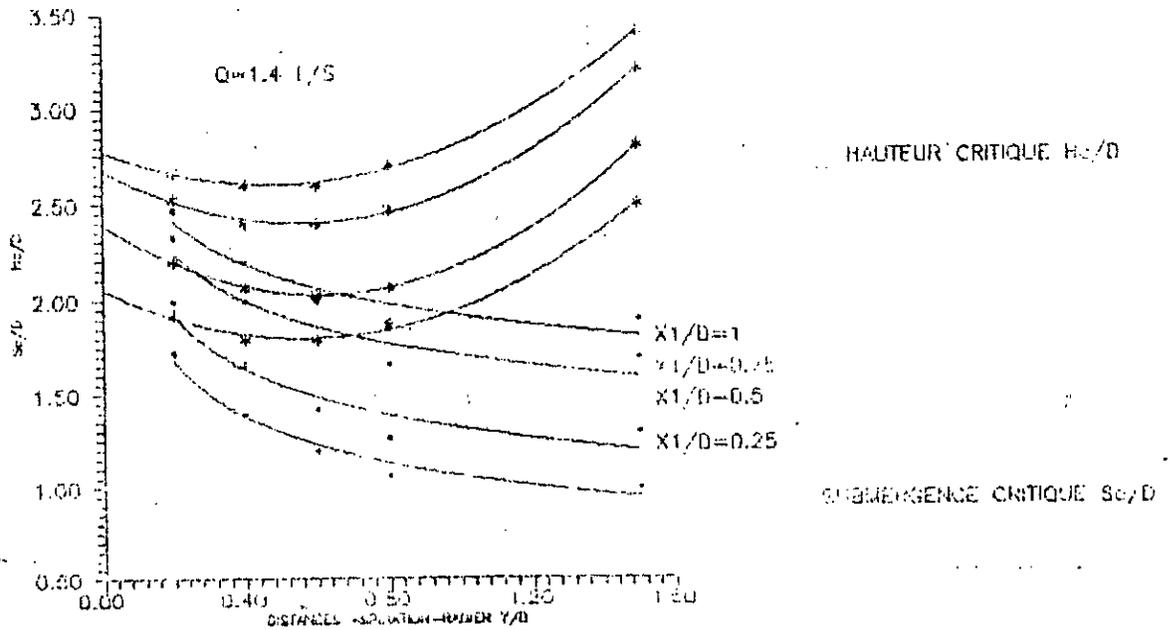


Figure 27 : Optimisation des paramètres géométriques Y/D et X_1/D .

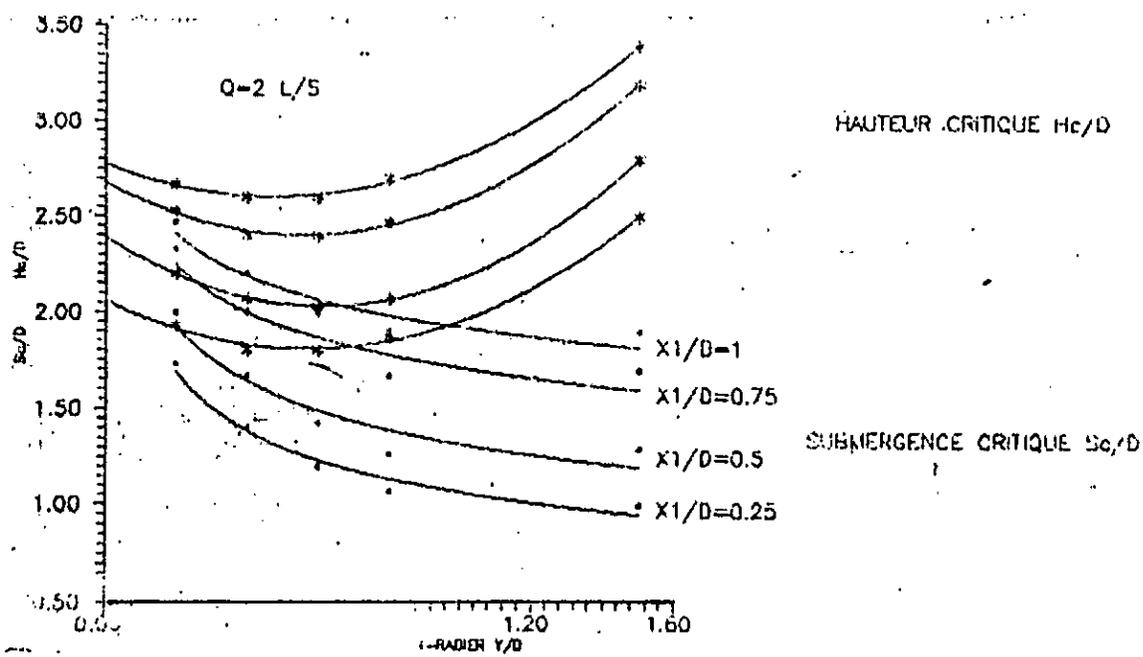


Figure 28 : Optimisation des paramètres géométriques Y/D et X_1/D

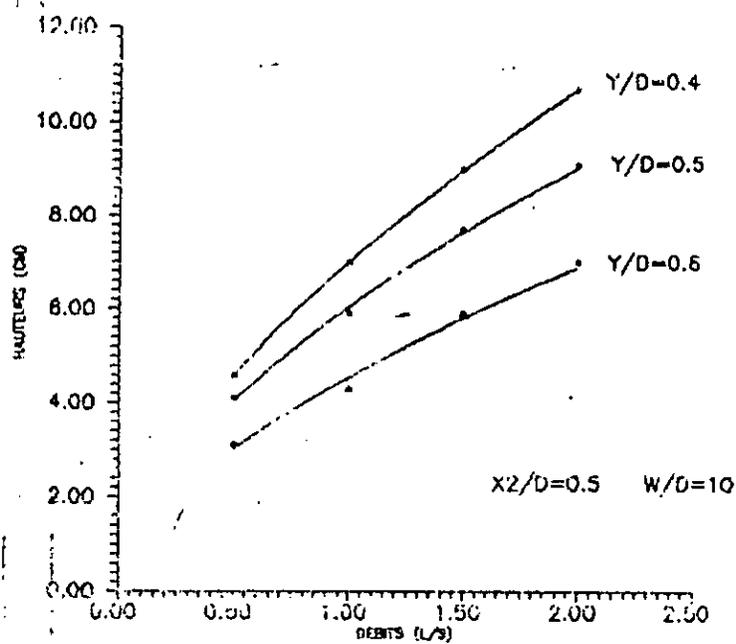


Figure 29 : Optimisation de la distance $X_2/2$

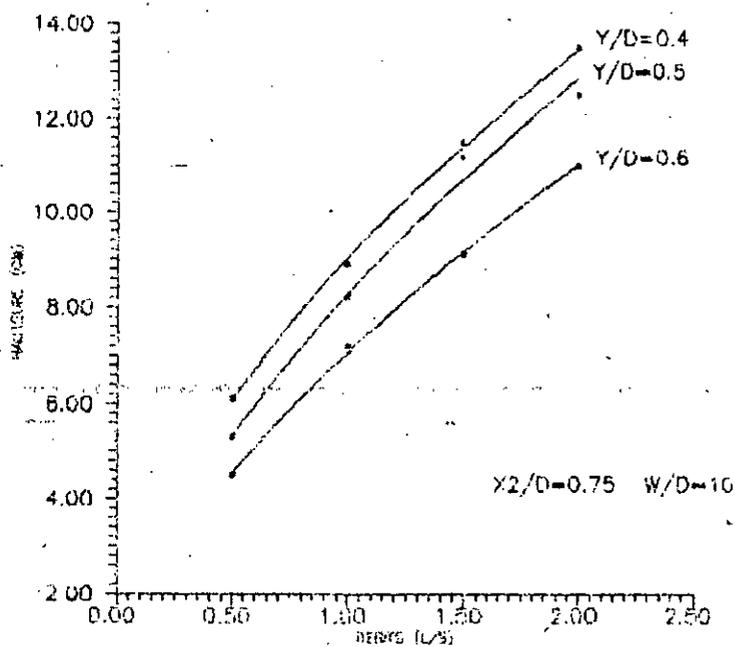


Figure 30 : Optimisation de la distance $X_2/2$

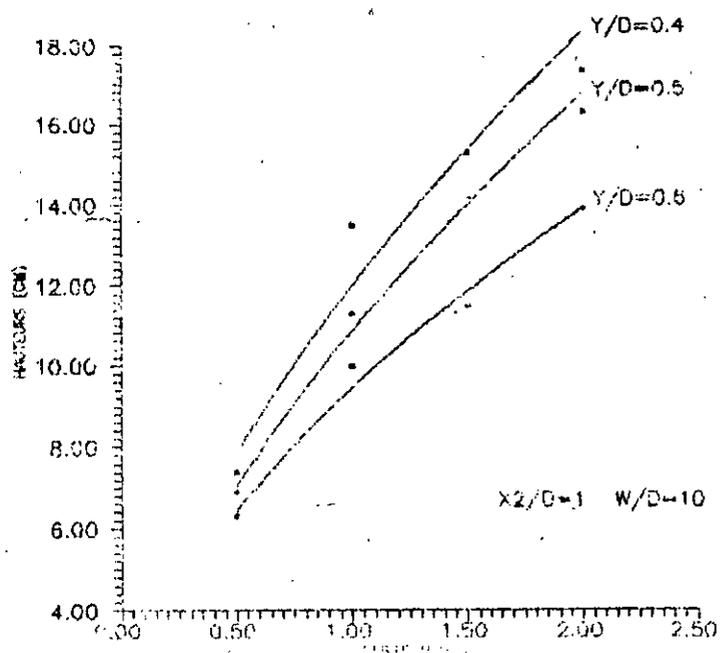


Figure 31 : Optimisation de la distance X_2/D

Tableau 4 : Résultats des mesures $H = f(Q)$
Depression initiale (petit modèle)

Q(l/s)	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	H = aQ ^b			\hat{s}_Q	\hat{s}_H
							a	b	r			
H (cm)	4,6	5,2	5,8	6,4	7,0	7,5	8,0	4,585	0,705	0,99983	1,22	1,32

Tableau 5 : Résultats des mesures $H = f(Q)$
Etape critique (petit modèle)

Q l/s	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	H = aQ ^b			\hat{s}_Q	\hat{s}_H
											a	b	r		
H cm	2,6	3,5	4,0	4,5	5,1	5,6	6,0	6,5	6,9	7,3	4,553	0,600	0,99972	1,74	1,39

Tableau 6 : Résultats des mesures $H = f(Q)$
Depression initiale (Grand modèle)

Q(l/s)	2,6	3,0	3,4	3,8	4,2	4,8	H = aQ ^b			\hat{s}_Q	\hat{s}_H
							a	b	r		
H (cm)	6,6	7,5	8,0	8,7	9,3	10,2	3,434	0,695	0,99812	1,25	1,17

Tableau 7 : Résultats des mesures $H = f(Q)$
Etape critique (Grand modèle)

Q l/s	1,0	1,6	2,0	2,4	3,0	3,4	3,8	4,2	4,8	H = aQ ^b			\hat{s}_Q	\hat{s}_H
										a	b	r		
H cm	3,8	5,0	5,7	6,4	7,3	7,8	8,4	8,9	9,6	3,793	0,593	0,99993	1,66	1,35

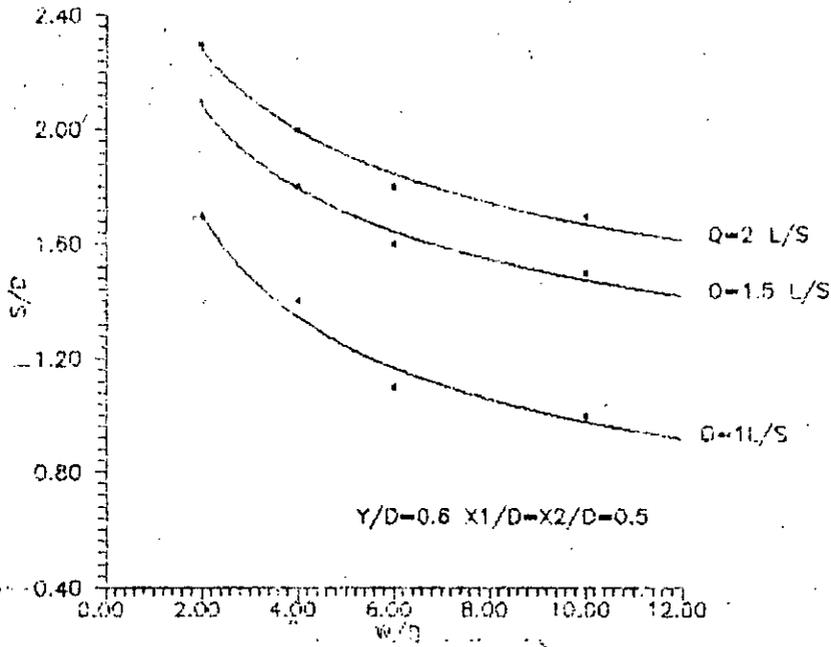


Figure 32 : Optimisation de la largeur B de la chambre d'aspiration.

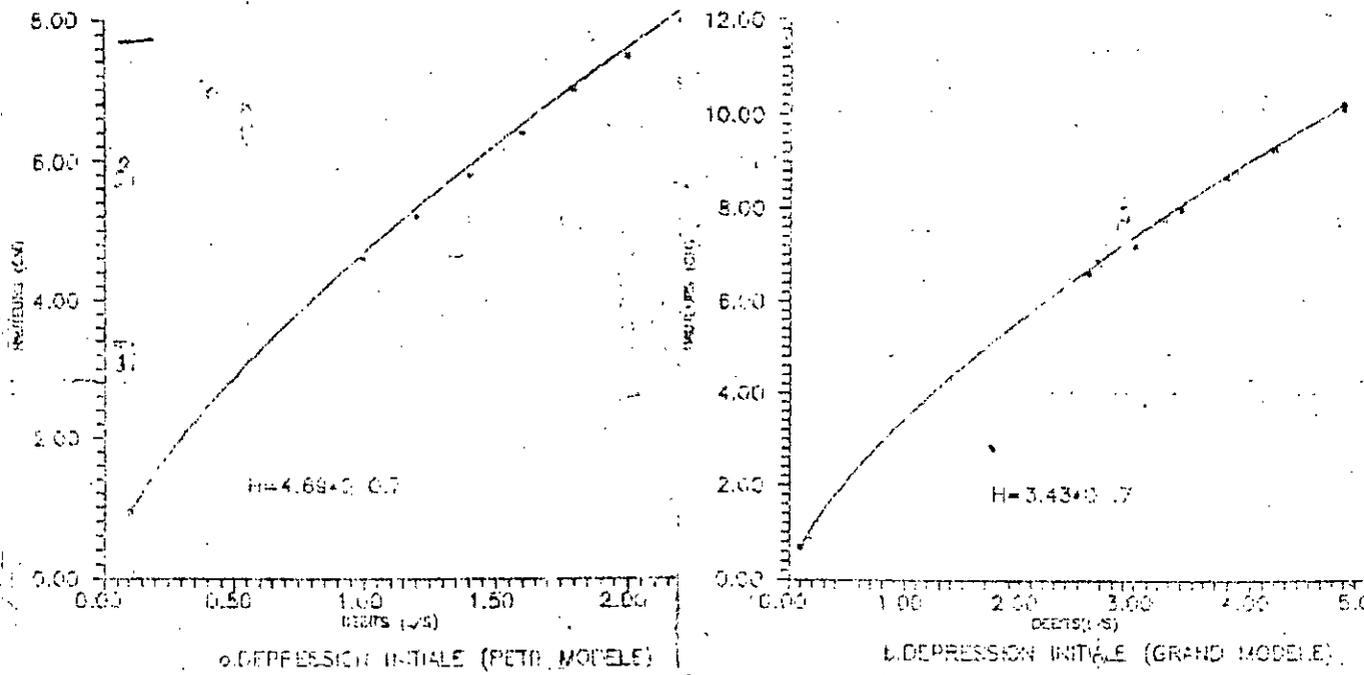
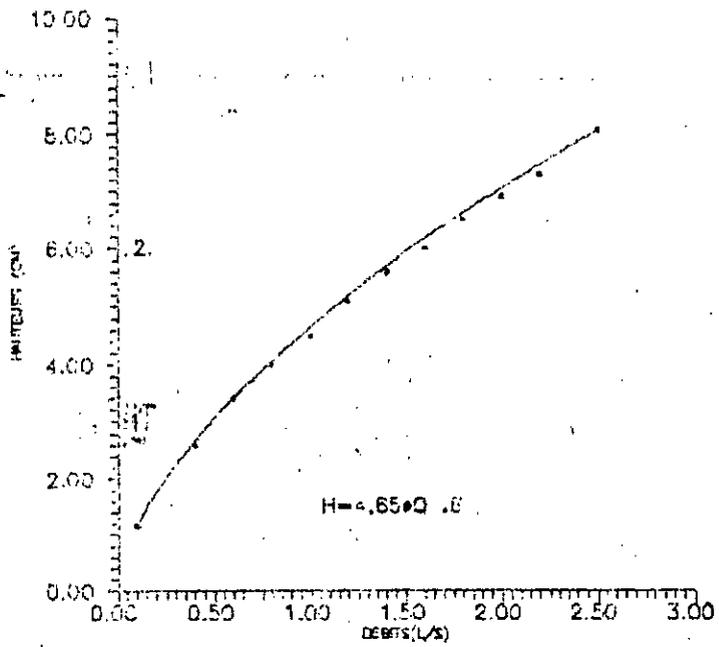
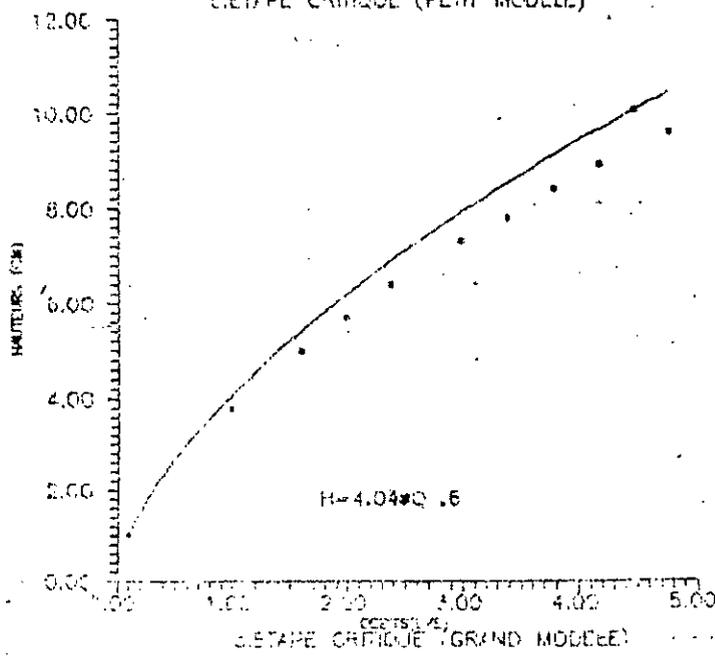


Figure 33 : Courbes enveloppes $H = f(Q)$



ETAT CRITIQUE (PETIT MODELE)



ETAT CRITIQUE (GRAND MODELE)

Figure 34 : Courbes enveloppes $H_c = f(Q)$

7.2- Méthode de modélisation :

Une représentation en similitude complète en tenant compte de toutes les catégories de forces influençant le phénomène est impossible à réaliser.

Nous avons cherché à exprimer le critère de similitude, pour le type de vortex adopté, sous la forme d'un compromis entre les nombres de Froude, Reynolds et Weber.

Le problème de la similitude géométrique étant résolu par la détermination des paramètres optimaux, nous avons effectué une série de mesures (H , Q) sur chacun des deux modèles.

Les résultats des mesures sont consignés dans les tableaux 4, 5, 6 et 7.

Un ajustement au sens des moindres carrés a permis de tracer les courbes lissées.

Les points situés au dessus des courbes sont dans la zone des vortex aérés. L'objet de l'étude est de se prémunir contre ces types de vortex, il a été donc impératif de tracer l'enveloppe supérieure de ces courbes.

Les figures 33 et 34 montrent les courbes enveloppes obtenues.

Les équations décrivant les courbes enveloppes peuvent s'écrire sous la forme générale suivante :

$$H = k Q^N \quad (37)$$

La relation (37) peut être transformée de la manière suivante :

$$H = K Q^N / D^X \quad (38)$$

L'application des relations (37) et (38) pour le petit modèle et pour la depression initiale donne respectivement :

$$H_2 = k_2 Q_2^N \quad (37')$$

$$H_2 = K Q_2^N / D_2^X \quad (38')$$

En éliminant H_2 entre (37') et (38') il vient :

$$K = k_2 D_2^X \quad (39)$$

En reiterant le même procédé pour le grand modèle et pour la depression initiale nous aurons :

$$H_1 = k_1 Q_1^N \quad (37'')$$

$$H_1 = K Q_1^N / D_1^X \quad (38'')$$

La constante K a la même valeur que pour le petit modèle.

En éliminant H_1 entre (37'') et (38'') nous aurons :

$$K = k_1 D_1^X \quad (39')$$

D'où nous tirons que :

$$K = k_1 D_1^X = k_2 D_2^X \quad (40)$$

Les valeurs de k_1 , k_2 , D_1 et D_2 étant connues, nous pouvons déterminer la valeur de x soit :

$$x = \log [k_1/k_2] / \log D_2/D_1 \quad (41)$$

La valeur de K est déterminée par la relation (40). La même démarche est appliquée pour la détermination des constantes x et K relatives à l'étape critique.

Les résultats des calculs sont consignés dans le tableau 8 suivant :

Tableau 8 : Valeur de x et K

TYPE DE VORTEX	DEPRESSION INITIALE	ETAPE CRITIQUE
Valeur de x	0,727	0,329
Valeur de K	10,41	6,68

En divisant les deux membres de l'équation (38) par D, il vient :

$$H/D = KQ^N / D^M \quad (42)$$

Où $M = 1 + x$

K, N et M sont constants pour le même type de vortex.

La loi du modèle appliquée à la relation (42) permet d'écrire :

$$\lambda H/D = \lambda K \cdot \lambda^N Q / \lambda D^M \quad (43)$$

Pour deux points homologues du modèle et du prototype, nous observons la même hauteur relative H/D.

D'autre part, la constante K a été définie pour garder la même valeur sur le modèle et sur le prototype; ce qui permet d'écrire $\lambda K = 1$.

La relation (43) devient alors :

$$\lambda^M = \lambda^N Q = \left[\lambda v \cdot \lambda^2 \right]^N \quad (44)$$

Soit,

$$\lambda v = \lambda^{(M/N)-2} \quad (45)$$

En posant $M/N - 2 = n$, il vient finalement,

$$\lambda_v = \lambda^n \quad (46)$$

Les résultats sont synthétisés dans le tableau 9 suivant :

TYPE DE VORTEX	DEPRESSION INITIALE	ETAPE CRITIQUE
Exposant M $M = 1 + x$	1,727	1,329
Relation de $H/D = f(Q)$	$H/D = 10,41 Q^{0,7} / D^{1,79}$	$H/D = 6,47 Q^{0,9} / D^{1,80}$
Exposant n $n = (M/N) - 2$	0,467	0,215

H et D en cm; Q en l/s.

Les résultats s'énoncent comme suit :

Le critère de similitude de la formation de la depression initiale s'écrit sous la forme :

$$\lambda_v = \lambda^{0,47} \quad (47)$$

Les conditions de formation du vortex correspondant au critère de comparaison choisi (étape critique) obéit à la relation suivante :

$$\lambda_v = \lambda^{0,2} \quad (48)$$

Ainsi les conditions de formation de vortex de faible intensité obéissent au critère de Reech-Froude, indiquant que les forces de gravité sont prépondérantes. La relation (48) met en évidence l'importante contribution des forces de viscosité et de tension superficielle dans la formation des vortex de forte intensité.

7.3- Transposition des résultats du modèle au prototype :

Elle est basée sur l'utilisation du graphe de la figure 34 (petit modèle) et de la relation (48).

L'échelle linéaire λ est choisie en fonction des possibilités de réalisation du modèle réduit et des moyens de mesures.

Premier cas : Détermination du débit Q_1 permettant d'assurer une hauteur H_1 , le diamètre des conduites d'aspiration est D_1 .

En constituant le rapport H_1/D_1 , nous tirons du graphe de la figure 34 le débit Q_2 dans le modèle.

Par définition :

$$Q_2 = \lambda Q_1 = \lambda^2 \lambda v Q_1 \quad (49)$$

En éliminant λv entre cette dernière équation et l'équation (48) il vient :

$$Q_2 = \lambda^{2,2} Q_1 \quad (50)$$

d'où la valeur de Q_1 .

Deuxième cas : Détermination de la hauteur H_1 permettant d'assurer un débit d'aspiration Q_1 donné.

La valeur de Q_2 est déterminée par l'équation (50).

En repérant cette valeur sur l'axe des abscisses du graphe de la figure 34, nous pouvons lire la valeur H_2/D_2 , d'où la valeur de la hauteur H_1 tel que :

$$H_1 = D_1 \left[H_2/D_2 \right]$$

7.4- Comparaison des résultats suivant les principaux critères de similitude :

Une représentation en similitude selon les critères de Reech-Froude, d'égalité des vitesses, de Reynolds et celui déterminé dans la présente étude est présentée sur la figure 35.

Pour chaque couple de valeurs expérimentales (H_2 , Q_2) relatives à l'étape critique, nous calculons le couple homologue (H_1 , Q_1) correspondant au grand modèle en appliquant le critère de similitude choisi.

Le débit Q_1 est déterminé moyennant la relation (49) soit :

$$Q_1 = \lambda v \cdot \lambda^2 / Q_2$$

Le rapport des vitesses λv s'écrit dans le cas général :

$$\lambda v = \lambda^m$$

m prend les valeurs 0,5; 0,2; 1; -1 pour les critères de Reech-Froude, du présent travail, d'égalité des vitesses et de Reynolds respectivement.

La hauteur H_1 est donnée par la relation suivante :

$$H_1 = H_2 D_1/D_2$$

Les résultats des calculs sont consignés dans le tableau 10 suivant :

H_2 (cm)	2,6	3,4	4,0	4,5	5,1	5,6	6,0	6,5	6,9	7,3
H_1 (cm)	4,0	5,2	6,1	6,9	7,8	8,6	9,2	9,9	10,6	11,2
Q_2 (l/s)	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,1
Q_1 (l/s) ^(F)	1,11	1,7	2,3	2,9	3,5	4,0	4,6	5,2	5,8	6,4
Q_1 ($\lambda v = \lambda^{0,2}$)	1,0	1,5	2,0	2,5	3,1	3,6	4,1	4,6	5,1	5,6
Q_1 ($\lambda v = \lambda^{-1}$)	0,6	0,9	1,2	1,5	1,8	2,1	2,4	2,8	3,1	3,4

Sur le graphique de la figure 35, nous remarquons que, pour le même débit Q_2 ; la similitude suivant le critère de Reynolds exige la plus grande valeur de la hauteur critique H_c (la similitude selon le critère de Reech-Froude donne la plus petite valeur de la hauteur critique).

La modelisation suivant le concept d'égal-vitesse entre modèle et prototype nécessite des valeurs de hauteurs critiques légèrement supérieures que celles données par l'application du critère déterminé dans la présente étude.

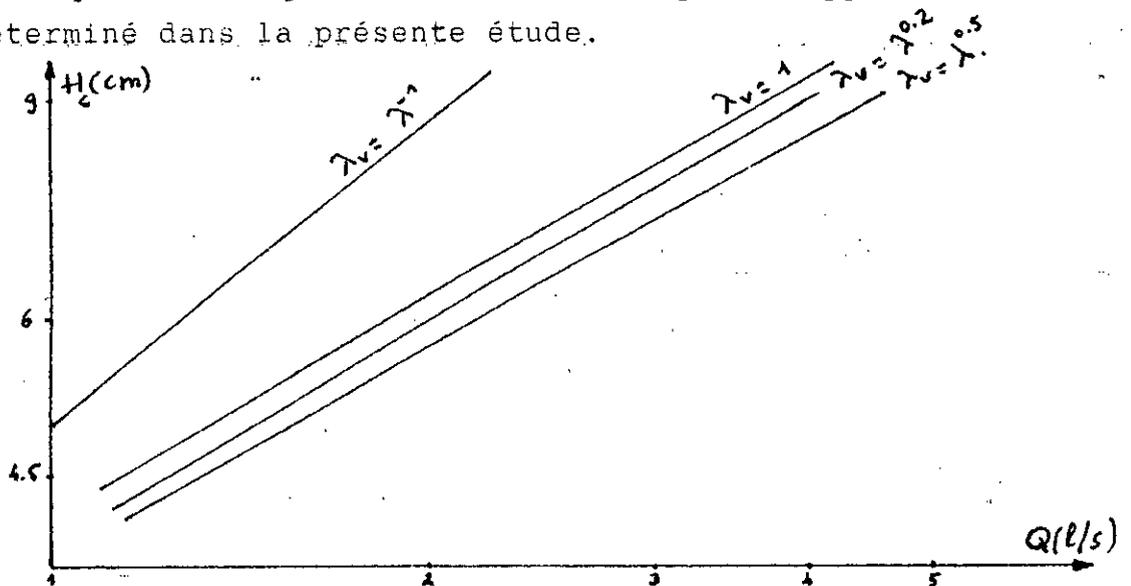


Figure 35 : Représentation en similitude suivant les principaux critères.

CONCLUSION

Le critère de similitude déterminé dans le présent travail permet, en réalisant une série de mesures sur un modèle réduit, de prévoir les conditions adéquates de fonctionnement d'une installation à projeter.

La fiabilité de critère trouvé n'a pu être testé en l'absence du troisième modèle prévu initialement.

CONCLUSION GENERALE

Les phénomènes de vortex suscitent toujours l'intérêt des chercheurs.

Les approches théoriques entreprises pour les vortex de vidange sont de plus en plus élaborées afin d'élucider les mécanismes de leur formation dont bien des aspects restent insaisissables.

Pour notre part, nous avons synthétisé et présenté les résultats pratiques permettant le dimensionnement d'installations similaires.

Les installations de pompage favorisent, par leur mode de fonctionnement, la production de vortex d'aspiration.

Les écoulements à considérer sont cependant complexes et l'étude expérimentale reste le seul moyen d'investigation. Devant les conséquences néfastes que la présence de vortex d'aspiration induit sur les caractéristiques de fonctionnement des stations de pompage, nous avons mis en évidence les exigences requises sous forme de principes de base pour la projection de ce type d'ouvrage.

D'autre part, nous avons essayé de réunir les solutions constructives les plus éprouvées qui sont utilisées pour supprimer ou atténuer les vortex et autres anomalies apparaissant dans des installations en fonctionnement.

Ceci permettra d'éviter de nombreux et onéreux tâtonnements dans la recherche d'une solution qui peut ne pas donner satisfaction.

L'étude expérimentale réalisée sur deux modèles de chambre d'aspiration de configuration géométrique simple nous a permis :

■ l'établissement des paramètres géométriques optimaux suivants :

$$Y/D = 0,6; X_1/D = X_2/D = 0,5 \text{ et } B/D = 8$$

■ la détermination d'un critère de similitude formulé entre l'échelle des vitesses et l'échelle linéaire soit :

$$\lambda_v = \lambda^{0,2}$$

Ceci correspond à un vortex apparaissant sous la forme d'un filament tourbillonnaire s'étirant jusqu'à l'entrée de la conduite d'aspiration (sans occasionner toutefois un entrainement d'air).

Cette étape du développement d'un vortex de surface conditionne, en pratique, le bon fonctionnement d'une installation de pompage.

■ la transposition des résultats des essais du modèle au prototype moyennant le critère ci-dessus, et suivant que nous cherchons à déterminer un débit d'aspiration dans le prototype pour une hauteur donnée (fixée à l'avance) ou inversement.

Le vortex peut évidemment être contrôlé à des niveaux supérieurs à ceux calculés par la projection des résultats modèle-prototype.

La méthode de modélisation préconisée peut être envisagée pour une chambre de configuration donnée, suivant un fonctionnement dissymétrique des débits et/ou du mode d'alimentation.

Le critère de comparaison à adopter dans chaque cas particulier dépendra du type de vortex que l'on vise à éliminer.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] H. O. ANWAR, "Flow in a free vortex", Water Power, Vol 17, 153-161, (1965).
- [2] H. O. ANWAR, "Formation of a weak vortex", Journal of Hydraulic Research, Vol.14, 1-16, (1966).
- [3] H. O. ANWAR, "Vortices at low-head Intakes", Water Power, Vol.19, 455-457, (1967).
- [4] H. O. ANWAR, "Turbulent flow in a vortex", Journal of Hydraulic Research, Vol.7, 1, 1-29, (1969).
- [5] H. O. ANWAR, et M.B. AMPHLETT, "Vortices at vertically intake", Journal of Hydraulic Research, Vol.18, 2, 123-134, (1980).
- [6] J.P. BERGE, "Enquête sur la formation de vortex et autres anomalies d'écoulement dans une enceinte avec ou sans surface libre", la Houille Blanche, 1, 13-40, (1966).
- [7] J.P. BIESEL, "Reflexions sur les vortex de vidange", La Houille Blanche, 4, 497-505, (1955).
- [8] E.N. BRUN et al, "Mecanique des fluides" Tome II, DUNOD, Paris, (1968).
- [9] E. CHANG, "Review of litterature on the formation and modelling of vortices in rectangular pump sump", BHRA, TN 1414, (1977).
- [10] L.L. DAGGET et G.H. KEULEGAN, "Similitude in free surface vortex formation", Journal of Hydraulics Division, A.S.C.E, Vol 100, 1565-1581, (1974).

- [11] D.F.DENNY, "An experimental study of an entraining vortices in pump sumps", Proc. of the Institution of Mechanical Engineers, Vol 170, 2, 106-120, (1956).
- [12] D.F.DENNY et G.A.J.YOUNG, "The prevention of vortices and swirl at intakes", B.H.R.A, Report SP583, (1957).
- [13] H.A.EINSTEIN et H. LI, "Le vortex permanent dans un fluide réel", La Houille Blanche, 4, 483-496, (1955).
- [14] G.E.HECKER, " Model-Prototype comparison of free surface vortices", Journal of Hydraulics Division, A.S.C.E, Vol.107, 10, 1243-1258, (1981).
- [15] G.E.HECKER "Scale effects in modelling vortices", Proc Symposium on scale effects in Modelling Hydraulic Structures, Esslingen, 1-8, (1984).
- [16] R.L.HUGUES, "Discussion of similitude in free surface vortex formation", Journal of the Hydraulics Division, A.S.C.E, Vol 101, 9 1287-1289, (1975).
- [17] H.W.IVERSEN, "Studies of submergences requirements of high-specific speed pump", Trans of the A.S.C.E, Vol.75, 635-641, (1953).
- [18] A.K.JAIN et coll, "Air entrainment in radial flow towards intakes", Journal of the Hydraulics Division, A.S.C.E, Vol. 104, 9, 1323-1329, (1978).
- [19] A.K.JAIN et coll, "Vortex formation at vertical pipe intakes" Journal of the Hydraulics Division, A.S.C.E, Vol.104, 10, 1429-1445, (1978).

- [20] T.KOUGMINA et R.KAHAWITA, "Etude de la formation de vortex au voisinage de l'aspiration verticale inversée dans un puits de pompage", Canadian Journal of Civil Engineering, Vol.10, 369, (1983).
- [21] J.LABETOUILLE et J.P.BERGE, "Suppression de vortex dans les chambres d'aspiration des pompes de circulation de la centrale thermique de Creil-Saint-Leu", la Houille Blanche, Numéro Spécial, 732-745, (1958).
- [22] B.T.LUBIN et G.S.SPRINGER, "The formation of a dip on the surface of the liquide draining from a tank", Journal of Fluid Mechanics, Vol.29, 2, 285-290, (1967).
- [23] A.J.ODGAARD, "Free surface air-core vortex", Journal of Hydraulic Engineering, Vol.112, 7, 611-620, (1966).
- [24] A.PACICA, "Flow conditions in suction tanks of pumping installations", Proceeding of the third conference on Fluid Mechanic and Fluid Machinery, BUDAPEST, 446-453, (1969).
- [25] M.J.PROSSER, "The hydraulic design of pump sumps and intakes" BHRA, (1977).
- [26] M.C.QUICK, "Efficiency of air-entraining vortex formation at water intake", Journal of the Hydraulics Division, A.S.C.E, Vol.97, 7, 1403-1416, (1970).
- [27] S.RAGHUNATHAN et S.KAR, "Performance characteristics of pump inlets", A.S.M.E, 75-FE-23, (1975).
- [28] R.ROTT, "On the viscous core of a line vortex", Journal of Applied Mathematics and Physics, Vol.IXB, 543-553, (1958).
- [29] H.O.SINNIGER et W.H.HAGER, "Traité de génie civil, constructions hydrauliques, Vol.15", Presses Polytechniques Normandes, (1989).

- [30] J.C. STEVENS, "Vortex Flows through horizontal orifices, Journal of the Sanitary Engineering, A.S.C.E, Vol.83, 6, 1-22, (1957).
- [31] N. TANER, "Recherche sur les vortex d'aspiration", le Génie Civil, Vol.135, 512-519, (1958).
- [32] J.P. TULLIS, "Modeling in design of pumping pits", Journal of the Hydraulics Division, A.S.C.E, Vol.105, 9, 1053-1063, (1979).
- [33] G. WONSAK, "Investigations of the inlet flow conditions for vertical immersed centrifugal pump", E9-E20, (1966).