

DISSIPATION D'ÉNERGIE DANS UN PUITS A VORTEX

PAR D. JEANPIERRE * ET A. LACHAL *

Préliminaire

Quand plusieurs centrales hydroélectriques sont en série sur un même canal, il est souvent opportun de prévoir à chacune d'elles un organe qui court-circuite un ou plusieurs groupes indisponibles pour permettre le fonctionnement des usines amont et l'alimentation des biefs aval.

Dès que l'on sort du domaine des basses chutes, les « puits à vortex » sont souvent susceptibles d'apporter une solution satisfaisante au problème posé, surtout quand les usines concernées sont souterraines. Le fonctionnement d'un puits à vortex dont les applications ne se limitent pas aux déchargeurs et les éléments de son projet sont décrits ci-après.

Description

1. Généralités.

Un puits à vortex est schématiquement représenté par la figure 1. Il se compose de trois organes distincts :

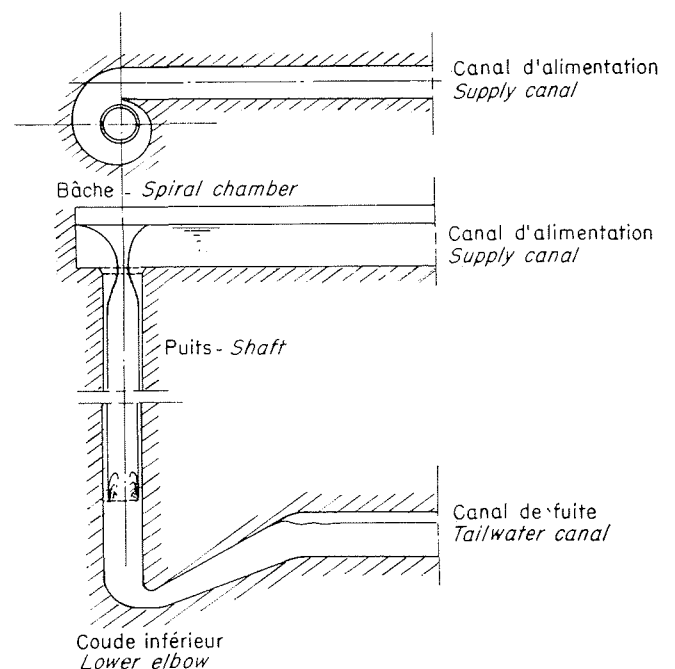
- la bêche et son canal d'alimentation;
- le puits;
- le coude inférieur.

Au niveau supérieur, la bêche donne à l'écoulement un mouvement de rotation qui le plaque aux parois du puits, contre lesquelles il dissipe une par-

tie de son énergie. Le coude inférieur amortit l'énergie résiduelle par turbulence et assure la restitution au niveau inférieur.

2. Bêche et canal d'alimentation.

Le canal doit fonctionner en régime fluvial. Son niveau est lié au niveau dans la bêche, sa pente est sensiblement nulle.



1/

* Electricité de France.

La bache alimente le puits en pseudo-vortex. Un petit congé de raccordement évite les décollements aux faibles débits. Elle ne fait que transformer en rotation le moment initial dû à l'excentrement des vitesses d'approche. Son fonctionnement est très stable et ne s'accompagne pas de pertes de charge sensibles.

3. Le puits.

Dans le puits, l'écoulement reste plaqué à la paroi par sa rotation et le pas des hélices auxquelles les vitesses sont tangentes augmente au fur et à mesure que l'eau descend, si bien que l'axe du puits est entouré d'une mèche d'air présentant un étranglement au niveau du fond de la bache et s'épanouissant en surface.

L'écoulement à grande vitesse et sous faible épaisseur dissipe une énergie appréciable, fonction de la rugosité des parois, du débit, du diamètre et de la hauteur de chute.

La vitesse de rotation de l'eau au cours de sa descente, varie assez peu. Sa vitesse verticale croît et tend vers une limite. Quand elle est atteinte, l'énergie cinétique de l'écoulement reste constante à tous les niveaux, la variation d'énergie potentielle étant entièrement utilisée pour compenser le travail des forces de frottement à la paroi.

4. Le coude inférieur.

L'énergie résiduelle se dissipe par turbulence dans un matelas d'eau maintenu à la base du puits.

Dans certains cas, surtout pour les grandes hauteurs de chute, l'écoulement est fortement émulsionné au passage du coude qui doit être suivi d'un écoulement à surface libre, ou au moins d'une chambre de dégazage, pour éviter que l'émulsion se séparant en ses phases ne crée des poches d'air gênantes dans un écoulement en charge.

Ainsi, la part d'énergie dissipée le long des parois du puits et la part dissipée dans le matelas d'eau constitué à sa partie inférieure sont en proportion variable. Pour les hautes chutes, la part du puits est prépondérante; en général c'est l'inverse pour les basses chutes.

Fonctionnement

1. La bache.

CALCUL DE LA BACHE.

Le fonctionnement de la bache a été décrit par M. M. Viparelli dans une étude publiée par *L'Energia Elettrica* en octobre 1950. Sans entrer dans le détail des considérations relatives au caractère rotationnel ou irrotationnel de l'écoulement, nous rappellerons seulement les résultats pratiques de ce travail, qui se sont trouvés en bon accord avec l'expérience.

L'alimentation de la bache doit être fluviale.

Le débit est exprimé par la formule :

$$Q = \mu \pi R^2 \sqrt{2g(h + \delta)} \tag{A}$$

et le rayon r_0 de l'âme du vortex par :

$$\frac{1}{r_0^2} - \frac{1}{\Delta^2} = \frac{2g(h + \delta)}{0,5(Q^2/l^2h^2)\Delta^2} \tag{B}$$

μ est un coefficient de débit dont l'expression est :

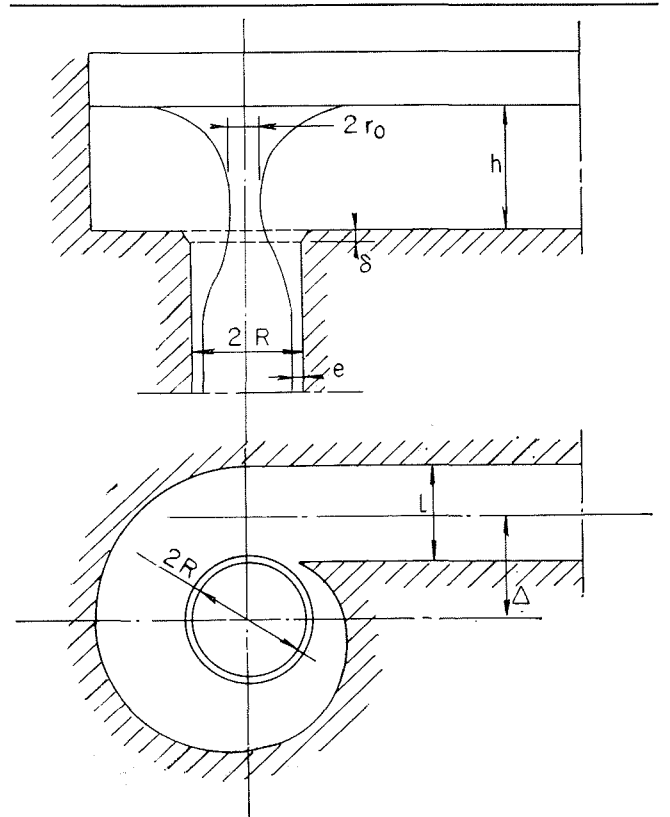
$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\alpha + (\pi R^2/lh)^2 [\beta (\Delta/R)^2 - 1]}} \tag{C}$$

Dans ces équations :

- Q est le débit (m³/s);
- R est le rayon du puits (m);
- h est la hauteur d'eau dans la bache (m);
- δ est la hauteur du congé de raccordement (m) (0,1 R à 0,2 R);
- l est la largeur du canal d'alimentation (m);
- Δ est la distance entre l'axe du canal et celui du puits;
- α et β sont des coefficients donnés par le tableau ci-dessous :

r_0/R	0,80	0,75	0,70	0,60	0,50	0,40
α	7,72	5,22	3,84	2,44	1,78	1,42
β	1,22	1,29	1,36	1,50	1,65	1,81

On constate que pratiquement le débit est une fonction linéaire de h pour une bache et un puits donnés.



Il est conseillé de prendre :

$$1,1 R < \Delta - \frac{l}{2} \quad \text{et} \quad r_0/R \geq 0,5$$

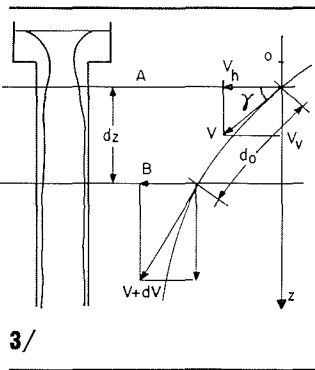
En fait, il semble que l'on dispose d'une très grande latitude dans ces déterminations, notamment en ce qui concerne le rapport r_0/R . L'existence d'une mèche d'air importante au centre du puits subsiste pour des valeurs très élevées de h .

Il est assez difficile de dessiner une bêche dont le fonctionnement soit inacceptable tant que l'alimentation reste bien fluviale. Toutefois, l'élimination des rides de surface et l'horizontalité de la courbe de contact entre l'eau et les parois de la bêche, doit être recherchée pour obtenir un écoulement d'épaisseur aussi constante que possible le long des parois du puits.

2. Le puits.

A - EQUATIONS GÉNÉRALES.

Equation de continuité. — En désignant par γ l'angle du vecteur vitesse avec l'horizontale, V sa valeur, Q le débit total, e l'épaisseur de la veine (égale au rayon hydraulique), D le diamètre du tuyau et ds un élément de la trajectoire, les équations générales de l'écoulement s'écrivent :



$$Q = \pi D e \cdot V \cdot \sin \gamma \quad (1)$$

Théorème de Bernoulli. — La pression à l'intérieur de l'écoulement est sensiblement égale à la pression atmosphérique. En appliquant le théorème de Bernoulli entre deux points distants verticalement de dz , J étant le coefficient de perte de charge, on obtient en utilisant la formule universelle des pertes de charge :

$$\frac{V^2}{2g} + dz - \frac{(V + dV)^2}{2g} = \frac{\lambda}{4e} \frac{V^2}{2g} ds$$

En définitive, ds étant égal à $dz/\sin \gamma$, l'application du théorème de Bernoulli conduit à l'équation :

$$d \left(\frac{V^2}{2g} \right) = \left(1 - \frac{1}{\sin \gamma} \cdot \frac{\lambda V^2}{8eg} \right) dz \quad (2)$$

Variations des quantités de mouvement.

a) *En projection sur l'axe vertical :*

Entre deux sections horizontales distantes de dz , on a :

quantité de mouvement entrante :

$$\rho Q V \sin \gamma$$

quantité de mouvement sortante :

$$\rho Q (V + dV) \sin (\gamma + d\gamma)$$

forces extérieures :

— le poids : $\pi D e \bar{\omega} dz$;

— le frottement : $-\tau \pi D \cdot dz \cdot \sin \gamma$.

La force unitaire de frottement τ a pour valeur :

$$\tau = \frac{\lambda}{4} \bar{\omega} \frac{V^2}{2g}$$

Ainsi :

$$\rho Q d (V \sin \gamma) = \pi D e \bar{\omega} dz - \frac{\lambda}{4} \bar{\omega} \frac{V^2}{2g} \pi D dz \sin \gamma \quad \text{et}$$

en utilisant l'équation de continuité (1) V_v étant la composante verticale de la vitesse :

$$d \left(\frac{V_v^2}{2g} \right) = \left(1 - \sin \gamma \frac{\lambda V^2}{8eg} \right) dz \quad (3)$$

b) *En moment par rapport à l'axe vertical :*

V_h étant la composante horizontale de la vitesse, on arrive d'une façon analogue à :

$$d \left(\frac{V_h^2}{2g} \right) = - \left[\left(\frac{1}{\sin \gamma} - \sin \gamma \right) \frac{\lambda V^2}{8eg} \right] dz \quad (4)$$

On peut vérifier, en négligeant dans le calcul « e » par rapport à $D/2$ que $d \frac{V^2}{2g}$ donné par le théorème de Bernoulli est bien égal à :

$$d \left(\frac{V_v^2}{2g} \right) + d \left(\frac{V_h^2}{2g} \right)$$

donnés par le théorème des quantités de mouvement.

B - ENERGIE CINÉTIQUE LE LONG DU PUIITS.

Remarquons tout d'abord l'existence d'une vitesse limite. Elle est atteinte lorsque la variation d'énergie cinétique est nulle.

$$d \left(\frac{V_v^2}{2g} \right) = 0 \quad \text{pour} \quad \left(\sin \gamma - \frac{1}{\sin \gamma} \right) = 0$$

soit $\gamma = \frac{\pi}{2}$

$$d \left(\frac{V_v^2}{2g} \right) = 0 \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{\pi}{2} \quad \text{donne} \quad \left(\frac{\lambda}{4e} \frac{V^2}{2g} \right) = 1$$

La vitesse limite est donc donnée par :

$$\frac{\lambda}{4e} \frac{V_\infty^2}{2g} = 1 \quad (5)$$

L'équation (2) est la différentielle de l'énergie cinétique :

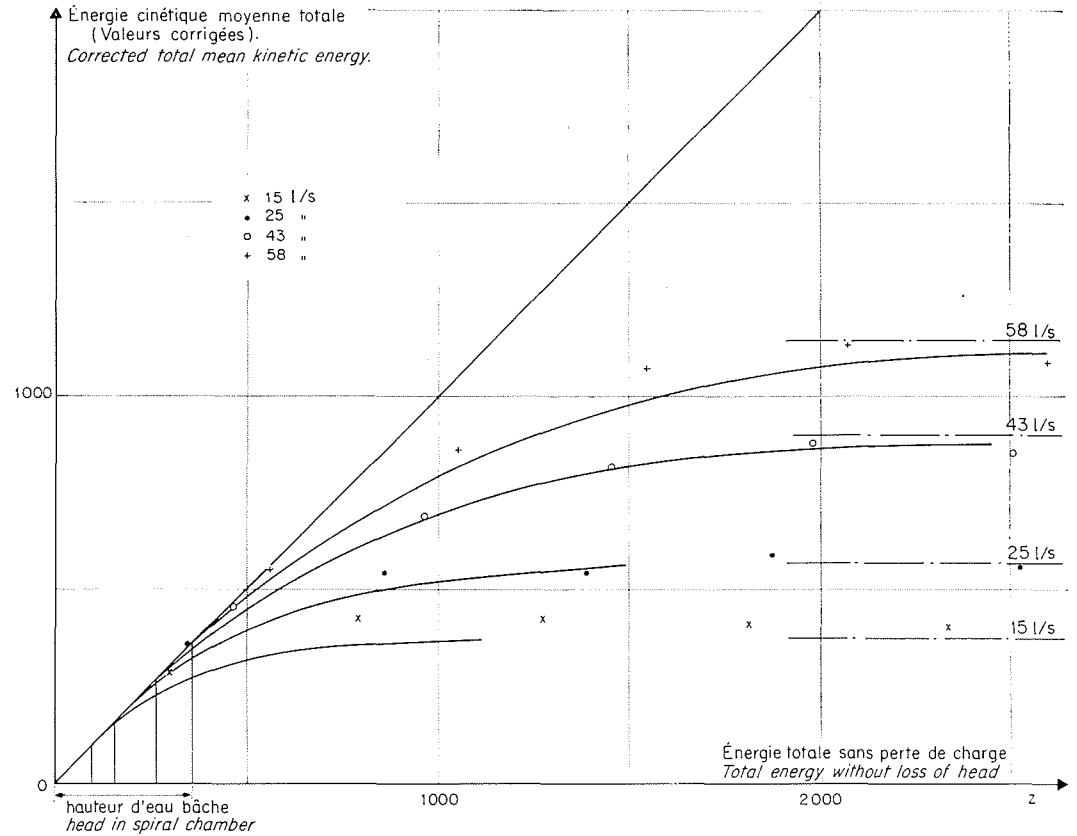
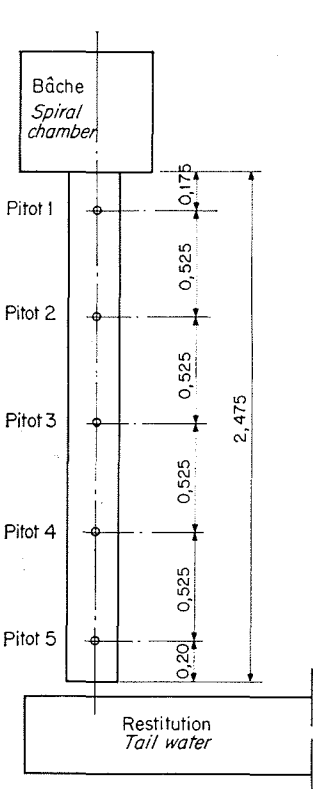
$$d \left(\frac{V^2}{2g} \right) = dz \left(1 - \frac{\lambda}{4e} \frac{V^2}{2g} \frac{1}{\sin \gamma} \right)$$

En tirant la valeur « e » de l'équation (1) on obtient :

$$d \frac{V^2}{2g} = dz \left[1 - \frac{\pi D \sqrt{2g}}{4Q} \lambda \left(\frac{V^2}{2g} \right)^{3/2} \right] \quad (6)$$

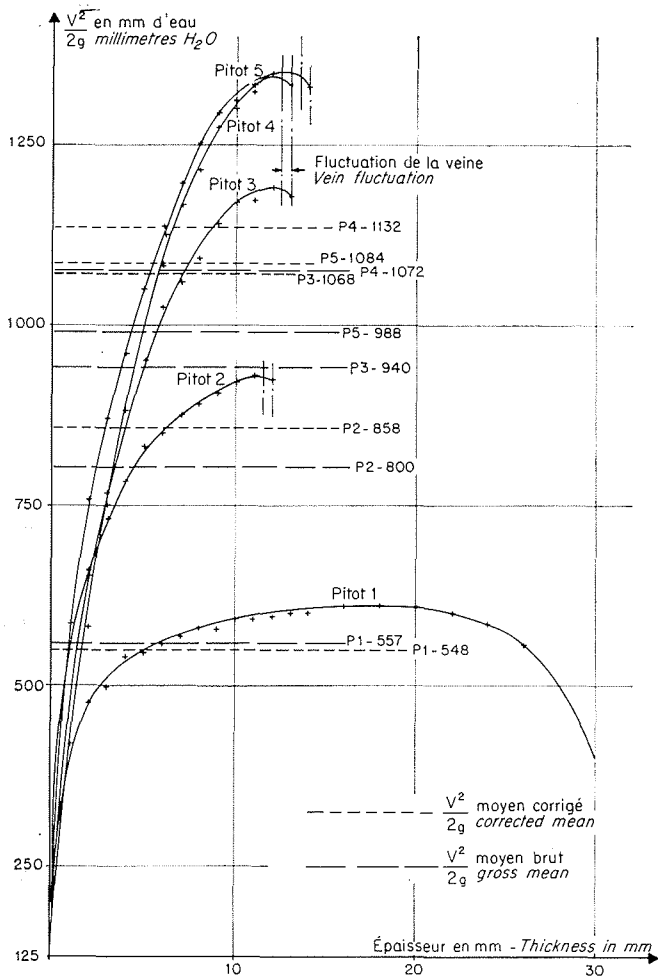
et en prenant l'origine des « z » au plan de charge :

$$z = \int_0^{V^2/2g} \frac{d(V^2/2g)}{1 - (\pi D \sqrt{2g}/4Q) \lambda (V^2/2g)^{3/2}}$$



4/

6/



5/

4/ Schéma du dispositif d'essais / Test layout.

5/ Tuyau rugueux. Répartition de l'énergie cinétique. Kinetic energy distribution in a rough pipe.

6/ Tuyau rugueux. Énergie cinétique totale le long du puits. Courbes théoriques pour $\epsilon = 1,6$ mm et résultats expérimentaux.

Rough pipe. Total kinetic energy along the shaft. Theoretical curves for $\epsilon = 1.6$ mm and experimental results.

λ est constant pour une valeur donnée du débit. En effet, si l'écoulement est hydrauliquement lisse, c'est-à-dire si l'épaisseur de la couche limite est supérieure aux aspérités et c'est le cas général, λ ne dépend que du nombre de Reynolds.

Or :

$$\mathcal{R} = \frac{4 Q}{\pi D v} = \text{Cte}$$

Ainsi :

$$\frac{\lambda \pi D \sqrt{2g}}{4 Q}$$

est une constante et en posant :

$$\Phi = \left(\frac{\lambda \pi D \sqrt{2g}}{4 Q} \right)^{2/3} \frac{V^2}{2g}$$

On peut écrire :

$$z = \left(\frac{\lambda \pi D \sqrt{2g}}{4 Q} \right)^{-2/3} \int_0^\Phi \frac{d\Phi}{1 - \Phi^{3/2}} \quad (7')$$

Cette équation donne la valeur de l'énergie cinétique totale $V^2/2g$ à chaque niveau du puits. En pratique, la valeur de :

$$I = \int_0^\Phi \frac{d\Phi}{1 - \Phi^{3/2}}$$

est obtenue par intégration graphique de la fonction :

$$\frac{dI}{d\Phi} = f(\Phi)$$

C - INCLINAISON DES FILETS LIQUIDES.

Bien que d'intérêt secondaire, il peut être intéressant de connaître l'inclinaison des filets liquides le long du puits. En partant de l'équation (3) et en prenant la valeur de dz donnée par l'équation (6) on arrive à :

$$\frac{\cos \gamma}{\cos \gamma_0} = \left[\frac{\left(\frac{V^2}{2g}\right)^{-3/2} - \frac{\lambda \pi D \sqrt{2g}}{4Q}}{\left(\frac{V_0^2}{2g}\right)^{-3/2} - \frac{\lambda \pi D \sqrt{2g}}{4Q}} \right]^{1/3} \quad (8)$$

D - EQUATIONS SIMPLIFIÉES DE L'ÉCOULEMENT.

Le mouvement d'une particule liquide dans le puits est la somme d'une rotation autour de son axe et d'une translation parallèlement à celui-ci.

L'énergie de rotation est donnée par le moment des vitesses d'approche dans la bêche, l'énergie de translation par la hauteur de chute à la vitesse d'approche près. La première est négligeable devant la seconde.

On peut donc prétendre que le mouvement de rotation joue seulement un rôle de stabilisation de l'écoulement le long des parois du puits et que son influence sur les pertes d'énergie est nulle.

Dans ces conditions :

$$V_h = 0 \quad \gamma = \frac{\pi}{2}$$

Ce qui conduit à :

$$d \frac{V^2}{2g} = dz \left(1 - \frac{\lambda}{4e} \frac{V^2}{2g} \right)$$

or :

$$e = \frac{Q}{\pi D \sqrt{2g} \sqrt{(V^2/2g)}}$$

$$d \left(\frac{V^2}{2g} \right) = dz \left[1 - \frac{\lambda}{4} \frac{\pi D \sqrt{2g}}{Q} \left(\frac{V^2}{2g} \right)^{3/2} \right]$$

L'équation différentielle est identique à celle obtenue en tenant compte de l'énergie de rotation où $V^2/2g$ représentait l'énergie cinétique totale. Son intégration conduit de la même façon que précédemment à l'équation (7').

Cette équation différentielle peut encore être obtenue directement en considérant que l'écoulement est celui d'un anneau liquide tombant sans tourner et en frottant la paroi. Il suffit d'écrire que l'énergie cinétique est égale à l'altitude de la section diminuée de la perte de charge.

E - VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE.

La vérification expérimentale a été faite à partir d'un puits de 25 cm de diamètre en fibrociment et de 2,5 m de longueur environ, conforme au schéma de la figure 4.

Les essais ont été menés en faisant varier la rugosité intérieure par collage de grains de sables cali-

brés. On donne ci-après, à titre d'exemple, les résultats obtenus pour une seule rugosité.

La direction des vitesses a été mesurée par de petites girouettes placées dans la veine aux points de mesure. Elles ont permis d'apprécier le degré.

L'énergie cinétique a été mesurée au moyen de prises de pression totale de très petit diamètre extérieur (aiguilles hypodermiques) placées suivant l'orientation donnée par les girouettes, au même endroit de façon à obtenir l'énergie cinétique totale.

La petitesse des prises de pression a permis de faire des mesures tous les millimètres dans l'épaisseur de la veine.

Le coefficient de perte de charge a été calculé à partir d'un essai consistant à faire fonctionner en charge un élément de tuyau de 3 m de long, analogue au puits, équipé de trois prises de pressions espacées d'un mètre. On en a déduit la valeur de la rugosité ϵ . Ce dispositif était trop court pour éliminer l'influence des extrémités et les résultats trouvés ont dû être recoupés à l'aide de la loi de variation de l'inclinaison des filets liquides (2).

V_0 et V d'une part, γ_0 et γ d'autre part étaient mesurés expérimentalement.

On a obtenu les résultats suivants et on a pris pour valeur moyenne $\epsilon = 1,6$ mm.

a) Essais en charge :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log 3,7 \frac{D}{\epsilon}$$

$$\begin{aligned} Q = 75 \text{ l/s} & \quad \epsilon = 1,47 \text{ mm} \\ Q = 90 \text{ l/s} & \quad \epsilon = 2,03 \text{ mm} \end{aligned}$$

b) Variation de l'inclinaison des filets liquides :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log 3,7 \frac{4e}{\epsilon}$$

$$\begin{aligned} Q = 25 \text{ l/s} & \quad \epsilon = 1,52 \text{ mm} \\ Q = 43 \text{ l/s} & \quad \epsilon = 1,74 \text{ mm} \\ Q = 58 \text{ l/s} & \quad \epsilon = 1,58 \text{ mm} \end{aligned}$$

On a vérifié que les pertes de charge dans la bêche et à l'entonnement étaient négligeables.

La figure 5 donne un exemple de mesures de l'énergie cinétique dans l'épaisseur de la veine pour un débit de 58 l/s.

L'épaisseur mesurée de la veine n'est pas en accord avec celle déduite de la vitesse moyenne du fait de la présence d'ondes de surfaces. Les courbes ont été corrigées pour faire coïncider ces deux valeurs et déterminer l'énergie cinétique moyenne.

L'énergie cinétique moyenne et la moyenne de l'énergie cinétique ne diffèrent pas de plus de 5 %, ce qui justifie que l'on n'ait pas fait cette distinction dans les calculs.

La figure 6 comporte, d'une part les courbes de variations de l'énergie cinétique totale calculée le long du puits et les points expérimentaux correspondants. On constate une bonne concordance des deux.

3. Le coude inférieur.

A - PRINCIPE.

Le rôle du coude inférieur est double :

— créer un matelas où l'énergie résiduelle de l'écoulement puisse se dissiper par turbulence;

— restituer le débit transité au canal de fuite aussi calmement que possible.

Le résultat est obtenu par la création d'un coude convergent puis divergent. La partie convergente crée à son amont un écoulement en charge de longueur suffisante pour amortir les turbulences les plus importantes et apporte l'élément stabilisateur qui lui est propre. La partie aval, progressivement divergente, restitue l'écoulement à la vitesse requise.

B - DISPOSITIONS PRATIQUES.

Les essais sur modèle réalisés ont conduit à des formes qui s'apparentent beaucoup à celles des aspirateurs de turbines verticales (fig. 7). Les arêtes vives qui sont en général le siège de cavitation en sont exclues. L'écoulement aux abords du col ne doit pas être trop perturbé. L'expérience que nous avons de ces tracés est toutefois trop faible pour que l'on puisse songer à donner des règles de dessin valables dans tous les cas.

L'émulsionnement n'a en fait jamais été observé en raison du caractère souterrain des ouvrages et ne peut être étudié sur modèles. Il semble, par analogie avec les observations faites sur les déversoirs en saut de ski, que le débit d'air émulsionné peut être important. Tant que les bulles restent petites, l'émulsion se comporte comme un fluide homogène possédant une certaine compressibilité. L'émulsionnement n'apparaît pas comme un inconvénient dès que l'on prend les précautions nécessaires pour éviter la formation de poches d'air au moment du dégazage qui se produit dès que les vitesses et les turbulences diminuent.

Application
Le déchargeur d'Oraison

1. Caractéristiques de l'ouvrage.

- la distance séparant le fond de la bache du niveau aval minimal est de 64,5 m;
- le débit maximal à évacuer est de 88 m³/s;
- le diamètre du puits est de 7 m;
- les parois sont en béton brut et on a admis $\epsilon = 2$ mm.

2. Calcul de la hauteur d'eau dans la bache.

A - DIMENSIONNEMENT DE LA BACHE.

Le diamètre du puits est une conséquence de la part d'énergie résiduelle que l'on accepte à sa base. Il a été fixé dans le cas présent à 7 m. Pour des raisons de simplicité, on a conservé cette dimension jusqu'à son débouché supérieur ($2R = 7$ m).

On a ensuite dessiné une bache (fig. 8) telle que :

$$l = 2R = 7 \text{ m}$$

$$\Delta = 7,21 \text{ m}$$

$$\delta = 0,7 \text{ m} \quad \text{ainsi} \quad \Delta - \frac{l}{2} = 3,71 \text{ m}$$

Le contour de la bache a été défini très simplement par quatre arcs de cercle.

Il convient de remarquer qu'on peut envisager une bache dont l'orifice inférieur ait un diamètre plus petit que le puits qu'elle alimente, à condition

de faire le raccordement suffisamment doucement pour éviter les décollements.

B - HAUTEUR DE L'EAU DANS LA BACHE.

Le déchargeur est prévu pour un débit nominal de 88 m³/s, mais on a tenu à ce qu'il puisse fonctionner sans inconvénient à 100 m³/s.

La hauteur d'eau correspondant à ce débit est solution de deux équations :

$$\frac{1}{r_0^2} - \frac{1}{\Delta^2} = \frac{2g(h + \delta)}{0,5(Q^2/l^2h^2)\Delta^2} \quad (2)$$

$$Q = \mu R^2 \pi \sqrt{2g(h + \delta)} \quad (1)$$

L'équation (2) dans laquelle $Q = 100$ m³/s permet de tracer une variation de h en fonction de r_0 . On peut alors calculer μ pour différentes valeurs de h ; et la variation de h en fonction de Q à l'aide de l'équation (1).

Pour $Q = 100$ m³/s, cette dernière fonction donne la valeur de h correspondante.

On trouve :

— pour $Q = 100$ m³/s $h + \delta = 4,13$ m;

— pour $Q = 88$ m³/s $h + \delta = 3,65$ m.

Un essai sur modèle au 1/28^e a donné :

— pour $Q = 100$ m³/s $h + \delta = 4,20$ m;

— pour $Q = 88$ m³/s $h + \delta = 3,56$ m.

3. Calcul de l'énergie résiduelle à la base du puits.

A - SITUATION DE LA LIGNE DE CHARGE.

Par définition, la cote de la ligne de charge est zéro. La vitesse d'approche est :

$$V_a = \frac{88}{7 \times 3,65} = 3,45 \text{ m/s}$$

$$V_a^2/2g = 0,60 \text{ m}$$

La cote du fond de la bache est donc :

$$3,65 + 0,60 = 4,25 \text{ m}$$

Autrement dit, le plan de charge est situé 4,25 m au-dessus du fond de la bache.

B - VARIATION DE L'ÉNERGIE CINÉTIQUE LE LONG DU PUIITS.

Rappelons que :

$$z = \left(\frac{\lambda \pi D \sqrt{2g}}{4Q} \right)^{-2/3} \int_0^\Phi \frac{d\Phi}{1 - \Phi^{3/2}}$$

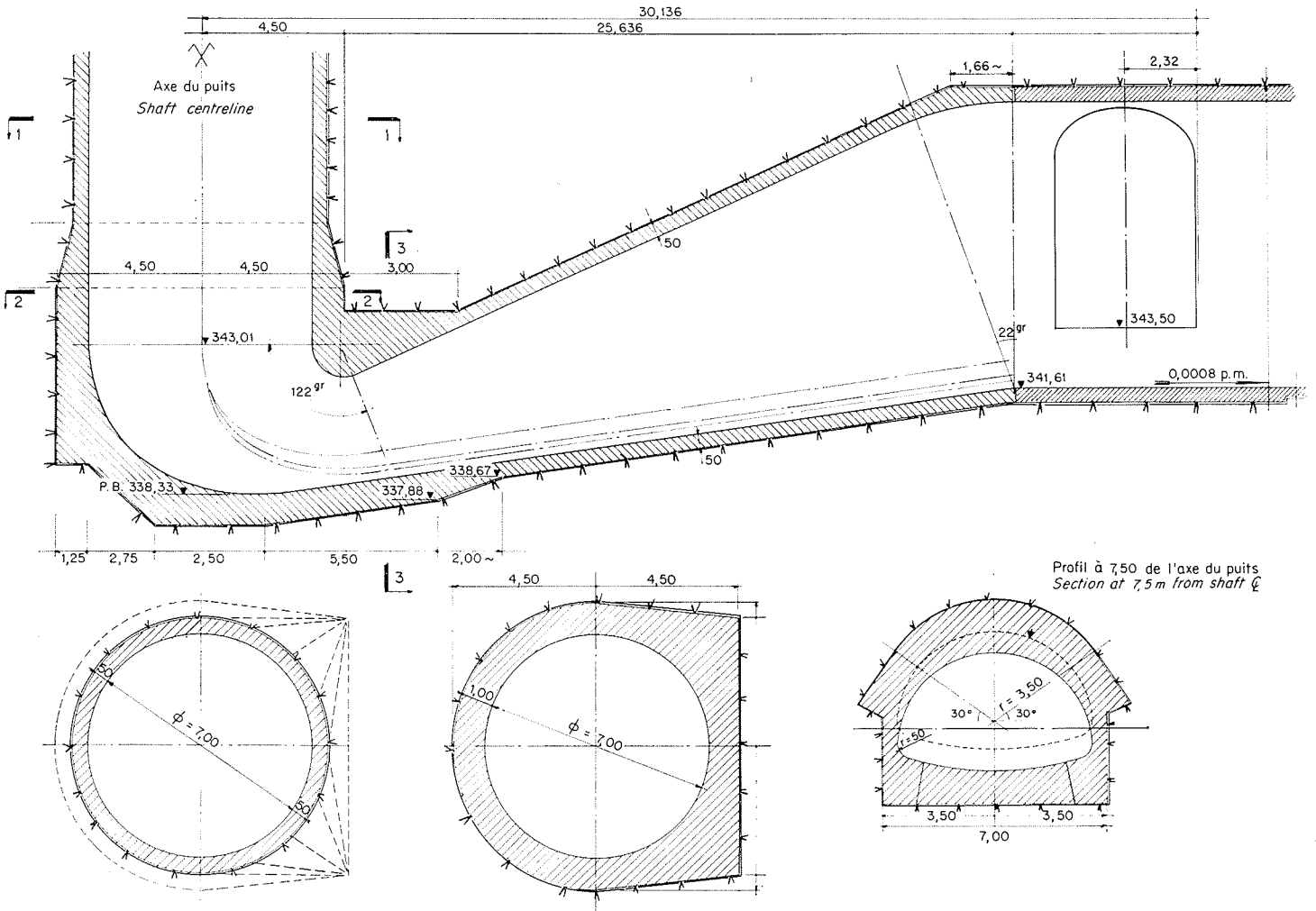
$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log 3,7 \frac{4R_b}{\epsilon}$$

Un calcul de la variation du coefficient de perte de charge montre que λ ne varie pas trop avec les variations du rayon hydraulique dans la zone des vitesses importantes et que l'on peut admettre :

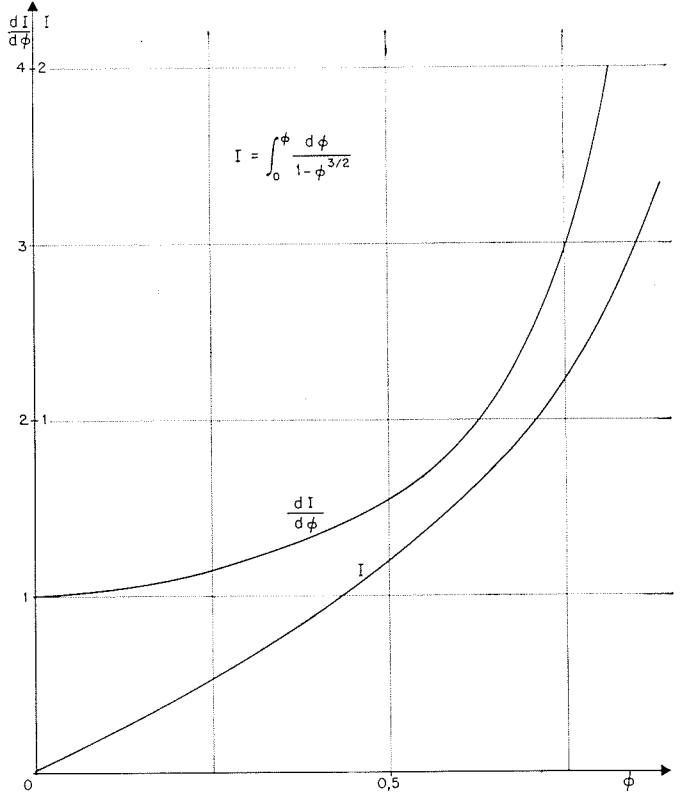
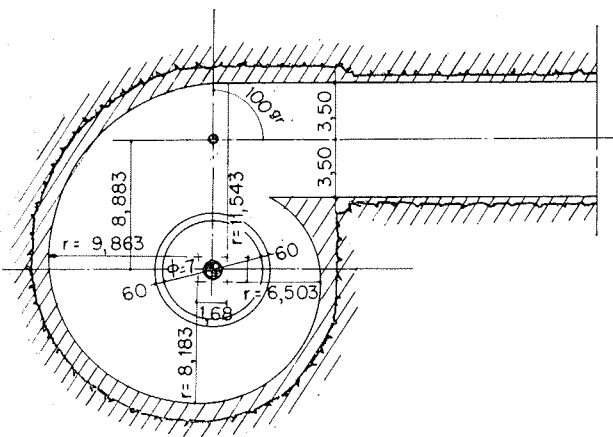
$$\lambda = 25,8 \cdot 10^{-3}$$

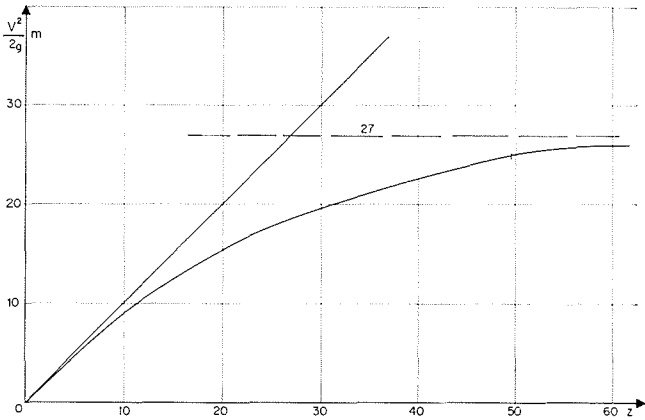
$$\pi D \sqrt{2g} = 97,1$$

$$\Phi = \left(\frac{\lambda \pi D \sqrt{2g}}{4Q} \right)^{2/3} \frac{V^2}{2g} = 3,71 \frac{V^2}{2g} 10^{-2}$$

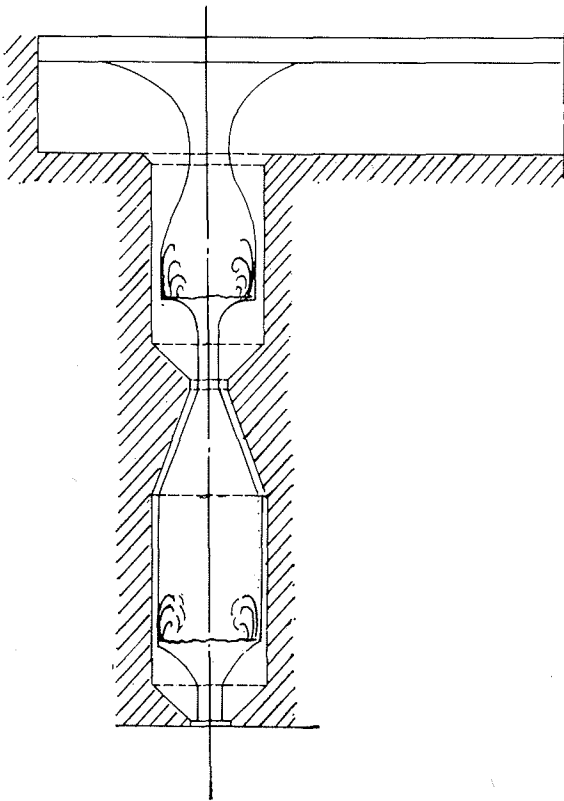


7/ Coude inférieur du déchargeur d'Oraison.
Lower elbow of Oraison relief system.





10/Courbe de variation de l'énergie cinétique dans le puits d'Oraison.
Kinetic energy variation curve for the Oraison shaft.



11/

Φ est donnée en fonction de :

$$I = \int_0^{\Phi} \frac{d\Phi}{1 - \Phi^{3/2}}$$

par la figure 9.

L'énergie limite est donnée par la formule :

$$\frac{\lambda}{4e} \frac{V_{\infty}^2}{2g} = 1$$

On en déduit immédiatement :

$$\frac{V_{\infty}^2}{2g} = 26,8 \text{ m}$$

Ces éléments permettent de calculer $V^2/2g$ en fonction de z , ce qui se traduit par la courbe de la figure 10.

C - ENERGIE RÉSIDUELLE A LA BASE DU PUIITS.

A la base du puits $z = 64,5 + 4,25 = 68,75$, la figure 10 indique une énergie résiduelle d'environ 26 m très proche de l'énergie limite.

D - RENDEMENT.

Le puits dissipe ainsi 62 % de l'énergie par frottement; les 38 % restants sont détruits par turbulence dans le bassin du coude inférieur.

Conclusion

L'expérience acquise avec le déchargeur d'Oraison, pour lequel on compte maintenant plus de 1 600 heures de fonctionnement, montre l'intérêt de ces ouvrages. Leur détermination reste liée à l'appréciation de la puissance qu'il est raisonnable de dissiper dans le coude inférieur; c'est elle qui en définitive dimensionne le dispositif. Toutefois, une augmentation du diamètre du puits diminue l'énergie résiduelle et augmente à la fois la capacité d'amortissement du coude inférieur, ce qui réduit sensiblement l'indétermination du projet.

Le schéma simple décrit précédemment peut se compliquer quand les fonctions du déchargeur se multiplient. Par exemple, la chute de Curbans (*) est équipée d'un puits à vortex alimenté à sa partie supérieure par les déversements d'une cheminée d'équilibre, et à mi-hauteur, par une bêche souterraine capable d'y introduire le débit d'un groupe.

Enfin, signalons que la permanence du moment de l'écoulement permet d'envisager des déchargeurs d'un type un peu distinct représenté par la figure 11, où l'énergie est dissipée presque uniquement par turbulence en autant d'étapes qu'il y a de diaphragmes, le coude inférieur étant compté pour un diaphragme également. Un tel dispositif a été essayé en modèle réduit et a fonctionné correctement. Pourtant les décollements à faible débit, l'inconnue représentée par l'émulsionnement qui, dans ce cas, peut gêner l'aération des chambres inférieures et la plus grande complication de construction, conduisent à préférer le puits lisse de diamètre suffisant chaque fois que c'est possible.

(*) Annales I.T.B.T.P., n° 215, novembre 1965, R. RIQUOIS.

Abstract**Energy dissipation in a vortex shaft**by **D. Jeanpierre *** and **A. Lachal ***

Certain types of power plant operation require a bypass system across one or more power units, with suitable energy-dissipation arrangements. Except in the low turbine head range, 'vortex shafts' frequently provide the answer to the problem, especially in the case of underground power stations. There three main parts of a "vortex shaft" are as follows:

1. A spiral chamber and its supply canal;
2. A vertical shaft;
3. An elbow at the bottom of the shaft.

The spiral chamber imparts swirling motion to the flow, so that it 'hugs' the shaft walls on its way down. Though this swirling motion is very stable, care is nevertheless required in designing the spiral chamber to ensure an even water distribution around the shaft. Inflow conditions to a flat-bottomed spiral chamber should be of the streaming flow type. Chamber water level variation is linear with rate of flow.

Assuming negligible loss of head in the spiral chamber and constant atmospheric pressure within the fluid vein, the kinetic energy along the shaft is found by application of the incompressible fluid flow and universal head loss formulae:

$$J ds = \frac{\lambda}{4 Rh} \frac{V^2}{2g} ds$$

The kinetic energy $V^2/2g$ at level z is given by the following relationship:

$$z = \int_0^{V^2/2g} \frac{d(V^2/2g)}{1 - (\lambda \pi D \sqrt{2g}/4 Q) (V^2/2g)^{3/2}}$$

The Reynolds number is constant, and hence also λ for hydraulically smooth flow. These relationships show that the theoretical velocity limit for a shaft of infinite depth is as follows:

$$\frac{V_\infty^2}{2g} = \frac{4e}{\lambda}$$

As the energy of rotation is much smaller than the potential energy, it can be considered that the only effect of the swirling motion is to stabilise the flow along the shaft walls, and that its effect on the loss of energy is negligible.

These various relationships have been checked on a model shaft 25 centimetres in diameter, with varying wall roughness.

Residual energy in the flow is absorbed at the foot of the shaft by a cushion of water, the depth of which is determined by the elbow connecting the shaft to the tailrace. The latter should preferably be of the free-flow type, in order to separate the air out from the emulsified water.

The results of this study were applied in designing a relief bypass system for the Oraison power plant, in which the water falls through a shaft 7 metres in diameter from a height of 65 metres; the peak discharge is 88 cubic metres/sec. 62 per cent of the energy is dissipated by wall friction in the shaft, and the remainder in the bottom elbow, and the flow very nearly reaches the velocity limit.

This system has been operating satisfactorily for 1,600 hours.

* Electricité de France.

**CAMP IV-EGIG, 1 000 m D'ALTITUDE, 40 km DU BORD OUEST
DE L'INDLANDSIS DU GROENLAND**

En mai 1959, malgré le drift et la température encore basse (-15°C), la fonte commence déjà sous la couche de neige hivernale par un phénomène de rayonnement et un grand lac de fonte apparaît. Au fond, les montagnes de la presqu'île de Nûgssuaq, à 100 km.

(Photo A. Bauer.)

