Méthodes nouvelles pour le calcul des cheminées d'équilibre

New methods for surge-tank calculations

PAR B. ZICMAN

INGÉNIEUR DIPLOMÉ DE L'UNIVERSITÉ DE BUENOS-AYRES
ATTACHÉ AU LABORATOIRE DAUPHINOIS D'HYDRAULIQUE (NEYRPIC)

Equation différentielle. — Avant-projet rapide. — Méthodes graphiques. — Stabilité. — Amplitude limite. — Similitude. — Cheminées d'équilibre avec diaphragme. — Etudes sur modèles réduits. — Autres considérations.

Differential equation. — Preliminary project outline. — Graphical methods. — Stability. — Limit amplitude. — Similitude. — Throttled surge-tanks. — Scale model investigations. — Other considerations.

AVANT-PROPOS

Le calcul des oscillations en masse dans les systèmes d'amenée en charge comportant des chambres d'équilibre se ramène à la résolution d'un système d'équations différentielles relativement simple.

A l'expérience, cette méthode s'est avérée bien satisfaisante, mais malheureusement peu nombreux sont les cas où l'intégration directe des équations est possible, ce qui oblige à faire un calcul numérique ou graphique pas à pas. Différents abaques et méthodes de calcul simplifiées permettent cependant d'établir assez rapidement les avant-projets.

Le Laboratoire Dauphinois d'Hydraulique s'est occupé depuis longtemps du calcul de chambres d'équilibre. Les problèmes qui lui ont été posés au cours des vingt dernières années ont permis de mettre au point quelques procédés de calcul qui réduisent d'une façon parfois considérable le travail matériel de calcul. Il a acquis aussi une grande expérience des modèles réduits, qui, indispensables pour la solution de quelques problèmes (pertes de charge concentrées au pied de la cheminée d'équilibre, etc.), sont un auxiliaire précieux dans la similitude de DURAND.

L'auteur tient à signaler que le présent article est le résultat non seulement de ses recherches et

travaux personnels, mais aussi de l'expérience accumulée au cours des années au Laboratoire Dauphinois d'Hydraulique. Il fait aussi remarquer que s'il a repris dans son exposé deux sujets classiques comme les équations fondamentales des cheminées d'équilibre et la similitude, c'est pour insister d'une façon toute particulière sur quelques éléments qui risquent d'induire en erreur le calculateur non averti, notamment la définition correcte de la résistance d'étranglement des cheminées d'équilibre munies de ce dispositif.

A sa connaissance, les méthodes proposées aux chapitres 2 et 5, références bibliographiques aux traités classiques de MM. CALAME et GADEN, et FRANK et SCHULLER exceptées, voient le jour pour la première fois.

Finalement, l'auteur souhaite que sa contribution à l'étude des cheminées d'équilibre puisse être utile à tous ceux qui ont à s'occuper du calcul, toujours délicat, de ces ouvrages. Il serait très heureux de recevoir dans les pages de cette revue toute suggestion ou communication concernant des travaux théoriques ou expérimentaux permettant d'apporter de nouvelles lumières sur cette question.

I. — LES ÉQUATIONS DE L'OSCILLATION EN MASSE

Par application du théorème de BERNOULLI généralisé, à la masse d'eau contenue dans la galerie d'amenée, entre la retenue et le pied de la chambre d'équilibre, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{L_g}{g f_g} \frac{dQ_g}{dt} + Z + P + R = 0 \quad (1)$$

Si la galerie d'amenée comporte plusieurs tronçons de sections f_g^i et longueurs L_g^i , on aura :

$$\frac{L_g}{f_g} = \sum \frac{L_g^i}{f_g^i} \quad (2)$$

FIG. 1

Z est le niveau libre dans la cheminée d'équilibre, mesuré positivement vers le haut à partir du niveau de retenue.

P est la perte de charge totale dans la galerie d'amenée depuis la retenue jusqu'au pied de la cheminée d'équilibre plus l'énergie cinétique $Q_g^2 / (2 g f_g^2)$.

R , que nous appellerons résistance d'étranglement, est la différence entre le niveau piézométrique dans la galerie d'amenée au pied de la cheminée d'équilibre et le niveau libre dans celle-ci; il est positif lorsque le niveau monte.

Pour déduire l'équation (1), les hypothèses admises sont les suivantes :

- Les parois de la galerie d'amenée sont rigides et l'eau est incompressible.
- L'inertie de la masse d'eau contenue dans la chambre d'équilibre est petite par rapport à celle de la galerie. L'inertie correspon-

dant, pour une variation de débit donnée, au terme $\Sigma (L/f)$, cette hypothèse est exacte dans la presque totalité des cas.

- La répartition des vitesses dans la section f_o est uniforme.

- En régime varié, l'énergie cinétique des particules d'eau du niveau libre dans la cheminée est négligeable. Compte tenu des données habituelles, ceci est presque toujours vérifié.

Il est d'usage de dire que P et R sont respectivement proportionnels aux carrés des débits Q_g et Q_{ch} .

En ce qui concerne P , ceci revient à admettre que l'écoulement dans la galerie est pleinement turbulent — ce qui est admissible compte tenu des nombres de REYNOLDS très élevés qu'on trouve — et que les pertes de charge en régime varié sont exprimées par les mêmes lois qu'en mouvement permanent. Cette dernière hypothèse est vérifiée d'une façon indirecte par l'accord entre les oscillations en masse calculées de la sorte et celles que l'on a mesurées sur modèle réduit, ou sur des installations réelles [1] [2].

Examinons maintenant la résistance d'étranglement. Pour les formes hydrauliques habituellement rencontrées, en régime permanent, la récupération de l'énergie cinétique de la galerie dans la chambre est presque nulle, c'est-à-dire que R tel que nous l'avons défini est nul aussi. Si on prenait pour P et R les pertes de charge entre la retenue et le pied de la cheminée, et entre ce point et le niveau libre, l'équation (1) serait toujours valable, mais R ne pourrait pas être proportionnel à Q_{ch}^2 , car en régime permanent ($Q_{ch} = 0$) il serait du même ordre de grandeur que $Q_g^2 / (2 g f_g^2)$. L'erreur commise serait d'autant plus importante que cette énergie cinétique est grande par rapport aux pertes de charge.

Deux autres hypothèses concernant la résistance d'étranglement sont :

- Les pertes de charge en régime varié sont les mêmes qu'en régime permanent.
- R ne dépend pas de la répartition des débits au pied de la cheminée. Ceci n'est pas exact, mais c'est une approximation assez bonne. Seule une étude sur modèle réduit permet de chiffrer la variation.

A l'équation (1), on ajoutera deux autres :

- L'équation de continuité :

$$Q_g = Q_t + Q_{ch} = Q_t + F_{ch} \frac{dZ}{dt} \quad (3)$$

— La loi du débit turbiné qui, dans le cas le plus général, est de la forme :

$$Q_t = f\left(Z, t, \frac{dZ}{dt}, \frac{\partial Q_t}{\partial t}\right) \quad (4)$$

On a en tout trois équations pour trois inconnues :

$$Z, Q_g \text{ et } Q_t$$

Si la galerie d'amenée comporte n cheminées d'équilibre, on aura :

— n équations du type (1), une par tronçon de galerie;

— n équations de continuité, une à chaque jonction;

— 1 équation du débit turbiné;

soit $2n + 1$ équations pour un même nombre d'inconnues.

— n niveaux Z_i dans les cheminées;

— n débits Q_{gi} dans les tronçons de galeries;

— le débit turbiné.

Nous allons voir comment on peut se servir de ces équations pour calculer les oscillations du plan d'eau dans les cheminées d'équilibre.

II. — LES CALCULS D'AVANT-PROJET

Soit un système avec une seule cheminée d'équilibre.

Dans un avant-projet, il s'agit d'habitude de déterminer les dimensions de la cheminée pour satisfaire aux conditions ci-après :

— Coupure totale instantanée du débit maximum;

— Ouverture instantanée de n à 100 % du débit maximum.

Selon les cas, n peut varier entre 0 et 80 %. Nous allons voir quelles sont les façons de mener ces calculs assez rapidement sans toutefois perdre trop d'exactitude.

Les cheminées qu'on rencontre en général sont à section constante, avec ou sans expansions à section constante en haut et en bas. Elles peuvent être munies d'un diaphragme à leur base ou d'un déversoir.

Lorsqu'on tient compte des pertes de charge, il n'y a que deux cas qui peuvent être intégrés directement :

— La fermeture totale instantanée;

— Les manœuvres qui maintiennent constants le débit turbiné et le niveau piézométrique dans la galerie au pied de la cheminée.

Dans le premier cas, on trouve :

$$Q_t = 0 \quad Q_g = Q_{ch} = F_{ch} \frac{dZ}{dt}$$

d'où (1) devient :

$$\frac{L_g F_{ch}}{g f_g} \frac{d^2 Z}{dt^2} + Z + (k_1 + k_2) F_{ch}^2 \left(\frac{dZ}{dt}\right)^2 = 0 \quad (5)$$

où :

$$P = k_1 Q_g^2 \quad R = k_2 Q_{ch}^2$$

équation dont la solution est de la forme :

$$\left(\frac{Q_g}{Q_0}\right)^2 = \frac{Z}{P_0 + R_0} + \frac{L_g Q_0^2}{2 g f_g F_{ch} (P_0 + R_0)^2} \left[1 - e^{\frac{2 g F_{ch} (k_1 + k_2) f_g}{L_g} (Z - P_0 - R_0)} \right] \quad (6)$$

L'indice 0 indique les grandeurs en régime permanent.

Dans le deuxième cas, on trouve :

$$Z + R = H = C^{te} \quad Q_g - F_{ch} \frac{dZ}{dt} = Q_t = C^{te}$$

$$\frac{L_g}{g f_g} \frac{dQ_g}{dt} + k_1 Q_0^2 + H = 0 \quad (7)$$

qui est également intégrable.

Voyons maintenant les éléments dont on dispose pour calculer dans chaque cas la cheminée d'équilibre.

a) MANŒUVRES DE FERMETURE.

D'habitude, on envisage les manœuvres totales.

Si la chambre est à section constante ou si elle comporte plusieurs tronçons à sections différentes mais constantes, on peut appliquer l'équation (6), qui a d'ailleurs été mise en abaques en variables réduites pour faciliter les calculs [1].

Si on cherche le maximum de Z , on doit annuler Q_g dans l'équation (6); l'équation qui en résulte a été représentée sous forme d'abaque en variables réduites [3] [4] [5].

Si la cheminée a une forme quelconque, on peut calculer l'ordre de grandeur de son volume en supposant que le niveau piézométrique à son pied reste constant [3]. Le volume trouvé sera en général inférieur au volume effectif nécessaire, l'erreur étant plus petite dans les chambres à étranglement inférieur, déversantes, différentielles ou munies d'une chambre d'expansion surmontant un puits de section réduite.

FIG. 2

FIG. 3

Tous calculs faits, on trouve :

$$\text{vol} = K \frac{L_g Q_0^2}{g f_g P_0} \quad \text{où } K = \log_e \cos \text{arc tg } \sqrt{\frac{P_0}{Z_{\max}}}$$

La courbe de la figure 2 donne K en fonction de : $\frac{P_0}{Z_{\max}}$

b) MANŒUVRES D'OUVERTURE.

Pour une ouverture instantanée de n à 100 % de Q_0 , l'équation (7) intégrée devient :

$$z_{\max} = \frac{1}{2 \sqrt{-z_{\max} p_0}} \left[a \log_e \left(\frac{n-1}{a} + 1 \right) - b \log_e \left(\frac{n-1}{b} + 1 \right) \right] - p_0 n^2 \quad (8)$$

La notation est celle de MM. CALAME et GADEN, c'est-à-dire :

$$z = \frac{Z}{Z^*} \quad p_0 = \frac{P_0}{Z^*} \quad Z^* = Q_0 \sqrt{\frac{L_g}{g f_g F_{ch}}} \quad \text{et :}$$

$$a = 1 + \sqrt{\frac{-z_{\max}}{p}} \quad b = 1 - \sqrt{\frac{-z_{\max}}{p}}$$

Connaissant deux des trois paramètres $z_{\max}$, p_0 et n , on peut calculer le troisième avec la formule (8), ou plus rapidement avec les abaques des figures 3 et 4, tracés d'après cette équation.

Il y a deux cas où la pression au pied de la cheminée se maintient presque constante au cours de la première descente et où par suite la formule peut être employée :

- Lorsque la chambre comporte un étranglement produisant, pour la manœuvre envisagée, une dépression initiale égale à la descente finale;
- Lorsqu'elle a une expansion inférieure de section grande par rapport à celle du puits.

Dans le premier cas, nous aurons l'équation supplémentaire :

$$-z_{\max} = p_0 n^2 + r_0 (1-n)^2$$

où :

$$r_0 = \frac{R_0}{Z^*}$$

En connaissant trois des quatre paramètres p_0 , r_0 , n , $z_{\max}$, on calculera le quatrième. Les abaques des figures 5 et 6 facilitent le calcul.

FIG. 4

FIG. 5

Exemples :

Pour une installation ayant les caractéristiques suivantes :

$$L_g = 1.000 \text{ m} \quad f_g = 10 \text{ m}^2 \quad Q_0 = 25 \text{ m}^3/\text{s}$$

$$P_0 = 1 \text{ m}$$

Calculer :

1° La section de la cheminée et R si l'on veut pouvoir faire une prise de charge de 50 à 100 % avec une descente maximum :

$$Z_{\max} = -3 \text{ m.}$$

Dans l'abaque (fig. 3), nous traçons une droite de pente :

$$\frac{z_{\max}}{p_0} = \frac{Z_{\max}}{P_0} = \left| \frac{3}{1} \right| = 3$$

Elle coupe la courbe $n = 0,50$ en un point de coordonnées :

$$p_0 = 0,133 \quad z_{\max} = -0,4$$

d'où :

$$F_{ch} = \frac{p_0 Q_0^2 L_g}{g f_g P_0} = 818 \text{ m}^2$$

$$R_0 = \frac{-Z_{\max} - P_0 n^2}{(1 - n)^2} = 11 \text{ m}$$

2° Si la section de la cheminée est de 400 m² et la descente maximum de 2 m, quelle est la prise de charge maximum qu'on peut faire et quelle doit être la valeur de R.

$$Z^* = 25 \sqrt{\frac{1.000}{9,81 \times 10 \times 400}} = 4,00 \text{ m}$$

$$p_0 = 0,25 \quad z_{\max} = -0,50$$

FIG. 6

Dans la figure 4, on trouve $n = 38,5 \%$ et avec cette valeur la figure 5 donne $r_0 = 1,23$, c'est-à-dire :

$$R_0 = 1,23 \times 4 = 4,92 \text{ m}$$

Les calculs se font sans aucun tâtonnement. Tel qu'on peut le prévoir, l'expérience montre que les descentes calculées de cette façon sont légèrement inférieures à celles qu'on trouverait par un calcul plus précis. Cependant, l'erreur est faible, comme nous l'avons vérifié pour une installation ayant les caractéristiques suivantes :

$$L_g = 10.000 \text{ m} \quad Q_0 = 35 \text{ m}^3/\text{s} \quad Z_{\max} = -20 \text{ m} \\ f_g = 15 \text{ m}^2 \quad P_0 = 13,95 \text{ m}$$

égale à la descente finale. Le tableau ci-après donne les résultats obtenus avec les abaques et par intégration graphique :

$n \%$	0	20	40	60	80
Intégration	125	96	62	41	19,8
Abaques...	120	86,2	58,2	37	15,6
Erreur (%)	4	10,2	6,2	9,8	21

On voit que, pour un premier calcul, le résultat est assez bon, les grandes valeurs de n exceptées

III. — LA MÉTHODE DE LINÉARISATION

Si on considère les cheminées d'équilibre à étranglement inférieur, lorsque, au début de la manœuvre, la pression dans la galerie au pied de la chambre est différente du niveau atteint à la fin de la première descente (ou montée), l'équation du mouvement n'est pas intégrable, à l'exception du cas de la coupure totale instantanée.

Si on tient compte de (3), l'équation (1) devient :

$$\frac{L_g F_{ch}}{g f_g} \frac{d^2 Z}{dt^2} + Z + k_1 Q_0^2 + k_1 F_{ch}^2 \left(\frac{dZ}{dt} \right)^2 + 2 k_1 Q_0 F_{ch} \frac{dZ}{dt} + k_2 F_{ch}^2 \left(\frac{dZ}{dt} \right)^2 = 0 \quad (9)$$

Avec le changement de variable :

$$Y = Z + P_0$$

et si on considère que le débit turbiné est égal à Q_0 tout le long de l'oscillation, on a :

$$\frac{L_g F_{ch}}{g f_g} \frac{d^2 Y}{dt^2} + (k_1 + k_2) F_{ch}^2 \left(\frac{dY}{dt} \right)^2 + 2 k_1 Q_0 F_{ch} \frac{dY}{dt} + Y = 0 \quad (10)$$

Cette équation n'est pas intégrable, mais elle le serait si le deuxième terme était proportionnel à dY/dt au lieu de l'être à $(dY/dt)^2$. Si nous remplaçons $(k_1 + k_2) F_{ch}^2 (dY/dt)^2$ par $K dY/dt$, K étant choisi de façon à rendre minime l'erreur commise le long de la première descente (ou montée) par la théorie des moindres carrés, nous trouvons :

$$\frac{d}{dK} \int_1^2 \left[(k_1 + k_2) F_{ch}^2 \left(\frac{dY}{dt} \right)^2 - K \frac{dY}{dt} \right] d \frac{dY}{dt} = 0 \quad (11)$$

d'où, tous calculs faits :

$$K = \frac{3}{4} (k_1 + k_2) F_{ch}^2 \frac{\left(\frac{dY}{dt} \right)_2^4 - \left(\frac{dY}{dt} \right)_1^4}{\left(\frac{dY}{dt} \right)_2^3 - \left(\frac{dY}{dt} \right)_1^3} \quad (12)$$

Pour le cas d'une ouverture de n à 100 % :

$$\left| \frac{dY}{dt} \right|_1 = - \frac{(1-n) Q_0}{F_{ch}} \quad \left| \frac{dY}{dt} \right|_2 = 0$$

$$K = \frac{3}{4} (k_1 + k_2) (n-1) Q_0 F_{ch} \quad (13)$$

En remplaçant dans (10) :

$$\frac{L_g F_{ch}}{g f_g} \frac{d^2 Y}{dt^2} + \left[\frac{3}{4} (k_1 + k_2) (n-1) Q_0 F_{ch} + 2 k_1 Q_0 F_{ch} \right] \frac{dY}{dt} + Y = 0 \quad (14)$$

ou, d'une façon symbolique :

$$A \ddot{Y} + B \dot{Y} + Y = 0 \quad (15)$$

L'équation caractéristique est :

$$Ar^2 + Br + 1 = 0 \quad (16)$$

DISCUSSION.

a) $B^2 > 4A$.

Le mouvement sera apériodique et l'on passera sans oscillation de l'ancien au nouveau niveau piézométrique.

En remplaçant A et B par leurs valeurs, on trouve :

$$R_0 \geq \frac{8}{3} \frac{1}{1-n} (P_0 - Z^*) - P_0 \quad (17)$$

On n'a aucun intérêt à augmenter R_0 au-delà de cette valeur limite car la descente maximum sera toujours la même.

Cette formule a été appliquée à la cheminée d'équilibre de Rio Tercero II (Argentine), installation qui avait les données suivantes :

$$\begin{aligned} L_g &= 873 \text{ m.} & Q_0 &= 52,5 \text{ m}^3/\text{s} \\ f_g &= 19,03 \text{ m}^2. & F_{ch} &= 191 \text{ m}^2. \\ P_0 &= 2,38 \text{ m.} & n &= 0,7. \end{aligned}$$

La formule (17) a donné $R_0 = 54,20 \text{ m}$, ce qui a permis de dégrossir très rapidement le problème, car on cherchait une descente oscillatoire mais pas très éloignée de l'apériodicité. Par intégration graphique, on a trouvé :

$$Z_{\max} = -2,90 \text{ m, pour : } R_0 = 46 \text{ m}$$

b) $B^2 < 4A$.

Le mouvement oscillatoire répond à l'équation :

$$Y = e^{-(B/2A)t}$$

$$\left[M \sin \sqrt{4\pi^2 - \frac{B^2}{4A^2}} t + N \cos \sqrt{4\pi^2 - \frac{B^2}{4A^2}} t \right] \quad (18)$$

$$Y = e^{-(B/2A)t} \left[-\frac{BM}{2A} \sin \sqrt{4\pi^2 - \frac{B^2}{4A^2}} t - \frac{BN}{2A} \cos \sqrt{4\pi^2 - \frac{B^2}{4A^2}} t + M \sqrt{4\pi^2 - \frac{B^2}{4A^2}} \cos \sqrt{4\pi^2 - \frac{B^2}{4A^2}} t - N \sqrt{4\pi^2 - \frac{B^2}{4A^2}} \sin \sqrt{4\pi^2 - \frac{B^2}{4A^2}} t \right] \quad (19)$$

M et N étant les constantes d'intégration.

Pour : $t = 0$,

$$Y = k_1 Q_0^2 (1 - n^2) \quad \frac{dY}{dt} = \frac{Q_0 (n - 1)}{F_{ch}}$$

d'où :

$$N = k_1 Q_0^2 (1 - n^2)$$

Si on appelle :

$$C = \frac{B}{2A} = \frac{\left[\frac{3}{4} (k_1 + k_2) (n - 1) + 2k_1 \right] g Q_0 f_g}{2L_g} \quad (20)$$

On trouve :

$$M = \frac{Q_0 (n - 1) + C k_1 Q_0^2 (1 - n^2)}{\sqrt{4\pi^2 - C^2}} \quad (21)$$

Avec M et N, en partant de l'équation (19), on calcule le temps t_1 au bout duquel on a $Y = Y_{\min}$ et $dY/dt = 0$.

$$t_1 = \frac{1}{\sqrt{4\pi^2 - C^2}} \arctg \frac{CN + M\sqrt{4\pi^2 - C^2}}{CM + N\sqrt{4\pi^2 - C^2}} \quad (22)$$

Introduite dans l'équation (18), cette valeur de t_1 permet de calculer la descente maximum :

$$Z_{\max} = Y_{\max} - P_0$$

Les calculs d'ouverture fractionnaire faits avec cette période et vérifiés par intégration graphique ont donné une erreur de quelques centièmes, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que la précision de l'épure.

IV. — CALCUL DÉFINITIF DES DIMENSIONS DE LA CHAMBRE D'ÉQUILIBRE

Une fois fixées, par un calcul simplifié, il faut vérifier que les dimensions de la chambre d'équilibre sont suffisantes pour assurer la bonne marche de l'installation, compte tenu des conditions effectives d'exploitation les plus sévères.

Pour cela, il faut faire, dans chaque cas, une intégration pas à pas des équations (1), (3) et (4). Parmi les diverses méthodes graphiques, nous avons retenu celle qui a été proposée par M. SCHOKLITSCH [6] en 1923, pour être reprise et complétée plus tard par M. SCHIFFMANN [7], Del FELICE [8], et dernièrement par MM. BOUVARD et MOLBERT [9], qui, dans un exposé remarquable, ont mis en relief les vastes possibilités de cette méthode, même dans des cas extrêmement complexes.

Pour les chambres d'équilibre à étranglement, il est très important de vérifier les manœuvres les plus défavorables en se rappelant que, pour un débit donné, celles-ci ne sont pas forcément les manœuvres brusques du plus grand débit. Ainsi, déjà dans les abaques de MM. CALAME et GADEN [4], on voit que si, pour une installation donnée, R_0 est suffisamment grand par rapport à P_0 , la coupure d'un débit inférieur au maximum peut donner une montée plus grande; ceci s'explique par le fait que le débit coupé étant

plus petit, l'action de freinage de l'étranglement proportionnelle à son carré sera plus réduite; quelquefois ce facteur étant prédominant, la montée est plus grande. Un procédé graphique, basé sur la méthode SCHOKLITSCH, a été mis au point au Laboratoire Dauphinois d'Hydraulique, pour permettre de trouver en même temps la manœuvre la plus défavorable et la montée qui en résulte. Son principe est le suivant : si, à partir d'un état quelconque au temps t_0 et pendant un intervalle de durée Δt , nous faisons varier de $(dQ_t/dt)_0 \Delta t$ le débit turbiné, il y aura pendant ce même intervalle des variations $(dZ/dt)_0 \Delta t$ et $(dQ_g/dt)_0 \Delta t$ du niveau dans la cheminée et du débit dans la galerie d'amenée. Il est évident que pour une valeur particulière de $(dQ_t/dt)_0$, le rapport :

$$\frac{\left(\frac{dZ}{dt} \right)_0 \Delta t}{\left(\frac{dQ_g}{dt} \right)_0 \Delta t} = \left(\frac{dZ}{dQ_g} \right)_0$$

sera maximum. Cette manœuvre élémentaire sera la plus défavorable que l'on puisse faire au temps t_0 ; de plus, l'opération la plus défavora-

ble possible, à partir d'un état initial quelconque, sera constituée par une série de manœuvres élémentaires telles qu'à chaque instant on vérifie que :

$$\frac{\partial}{\partial Q_t} \frac{dZ}{dQ_g} = 0 \quad (23)$$

Nous allons mettre cette équation sous forme explicite. De (1) et (3), on déduit que :

$$\frac{dQ_g}{dt} = -\frac{gf_g}{L_g} \left[Z + k_1 Q_g^2 + k_2 F_{ch}^2 \left(\frac{dZ}{dt} \right)^2 \right] \quad \text{et} \quad \frac{dZ}{dt} = \frac{1}{F_{ch}} (Q_g - Q_t)$$

d'où :

$$\frac{dZ}{dQ_g} = -\frac{Q_g - Q_t}{F_{ch}} \frac{L_g}{gf_g} \frac{1}{Z + k_1 Q_g^2 + k_2 F_{ch}^2 \left(\frac{dZ}{dt} \right)^2} \quad (24)$$

$$\frac{\partial}{\partial Q_t} \frac{dZ}{dQ_g} = \frac{L_g}{g F_{ch} f_g} \frac{Z + k_1 Q_g^2 + k_2 F_{ch}^2 \left(\frac{dZ}{dt} \right)^2 - (Q_g - Q_t)^2 2 k_2}{\left[Z + k_1 Q_g^2 + k_2 F_{ch}^2 \left(\frac{dZ}{dt} \right)^2 \right]^2} = 0 \quad (25)$$

d'où :

$$Z + k_1 Q_g^2 + k_2 F_{ch}^2 \left(\frac{dZ}{dt} \right)^2 - 2 k_2 F_{ch}^2 \left(\frac{dZ}{dt} \right)^2 = 0$$

ce qui revient à :

$$Z + P = R$$

Cette condition est extrêmement simple, surtout lorsqu'il s'agit de faire une épure SCHOKLITSCH, dans laquelle on porte Z et Q_g , respectivement en ordonnées et en abscisses. La parabole $P = k_1 Q_g^2$ étant tracée, la distance verticale du point représentatif de l'instant t_0 , à la

parabole P donne la valeur instantanée de R , qui permet de connaître Q_{ch} et de tracer la variation élémentaire de niveau pendant l'intervalle Δt .

La manœuvre la plus défavorable est celle qui met en jeu le plus grand débit. En effet, dans les figures 7 et 8, les courbes (1) et (3) représentent des manœuvres du type que nous venons d'expliquer, l'une de fermeture, l'autre d'ouverture, pour deux débits différents. Toute courbe de la forme (2) ne serait pas possible, car elle couperait la courbe (1) avec une tangente plus grande, ce qui est contraire à la définition même de la courbe (1) qui a, en tous ses points, la dérivée maximum.

FIG. 7

FIG. 8

V. — LA STABILITÉ DES OSCILLATIONS EN MASSE

La formule classique de THOMA :

$$F_{Th} = \frac{Q_0^2}{2g} \frac{L_g}{f_g (H - \Delta H_g) \Delta H_g} \quad (27)$$

où ΔH_g est la perte de charge pour le débit Q_0 dans la galerie d'amenée, donne la section mi-

nimum de la cheminée d'équilibre assurant la stabilité des oscillations infiniment petites autour d'un état d'équilibre lorsque les turbines fournissent une puissance constante.

Dans cette formule, on néglige l'action des conduites forcées (inertie et pertes de charge),

l'énergie cinétique dans la galerie au pied de la cheminée, le statisme, l'action des autres centrales débitant en parallèle, les variations de rendement des turbines et les recouvrements et jeux du régulateur.

Divers auteurs ont complété la formule de THOMA en évaluant l'action de ces différents termes [10] [11].

Par exemple, si l'on tient compte de l'inertie et de la perte de charge dans la conduite forcée, ainsi que de l'énergie cinétique $Q_0^2/(2gf_0^2)$, on trouve :

$$F_{\min} = \frac{Q_0^2}{2g} \frac{\frac{L_g}{gf_a} + \frac{L_c}{f_c}}{\left(H - \Delta H_g + \frac{Q_0^2}{gf_0^2} - 3\Delta H_c\right) \left(\Delta H_g + \frac{Q_0^2}{2gf_0^2}\right)} \quad (28)$$

où l'indice c se rapporte aux éléments de la conduite forcée.

Ces formules donnent une bonne sécurité malgré la simplicité de leur schéma de calcul, car depuis 1910, date à laquelle THOMA émit sa théorie à la suite des instabilités enregistrées à la Centrale de Heimbach, on a rarement entendu parler de ce phénomène. Des essais faits en Italie au cours de ces dernières années [12], [13], montrent qu'on aurait tout intérêt à serrer d'aussi près que possible les calculs à la réalité pour être sûr que ces formules n'impliquent pas une sécurité excessive.

Il est d'autre part logique que les formules de la forme (27) ou (28) ne donnent pas une idée très nette de la stabilité, car si le schéma de calcul qui permet de les déduire repose presque toujours sur l'hypothèse d'oscillations infiniment petites, en pratique le problème se pose d'une autre façon : si l'installation a une certaine tendance à l'instabilité, les oscillations augmenteront jusqu'à atteindre au bout d'un certain temps une amplitude limite sur laquelle les formules ci-dessus ne donnent aucune indication.

Pour essayer de chiffrer, au moins dans une première approximation, la valeur de l'amplitude limite, nous admettrons qu'à la fin les oscillations ont une allure sinusoidale. En faisant cela, nous nous inspirons d'une méthode proposée par M. JOHNSON [14] pour les cheminées différentielles. M. JAEGER [15] a admis aussi cette hypothèse dans une recherche portant cependant sur un but différent.

Si on admet qu'au régime final les oscillations entretenues sont de la forme :

$$Y = Z + P_0 = Y_l \sin \frac{2\pi t}{T} \quad (29)$$

où :

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{L_g F_{ch}}{gf_0}}$$

on ne cherchera pas à vérifier les équations différentielles à tout instant, mais leur intégrale sur une demi-période, comptée à partir d'un niveau extrême dans la cheminée d'équilibre. Cette hypothèse n'est qu'une première approximation, mais elle a le mérite de la simplicité des calculs.

Si on néglige l'influence des conduites forcées, la récupération de l'énergie cinétique au pied de la cheminée et les variations de rendement en fonction du débit et de la charge, on a :

$$Q_t (H + Z + R) = Q_0 (H - P_0) = Q_0 H_0$$

d'où :

$$\frac{Q_t}{Q_0} = \frac{H_0}{H_0 + Y + R} = \frac{H_0}{H_0 + M} \quad (30)$$

Si nous adoptons les paramètres adimensionnels de MM. GALAME et GADEN :

$$\begin{aligned} v &= \frac{Q_{ch}}{Q_0} & u &= \frac{Q_t}{Q_0} & w &= \frac{Q_g}{Q_0} \\ p &= \frac{P}{Z^*} = p_0 w^2 & r &= \frac{R}{Z^*} = r_0 v^2 & h_0 &= \frac{H_0}{Z^*} \\ y &= \frac{Y}{Z^*} & m &= \frac{M}{Z^*} & t' &= \frac{t}{T} \end{aligned} \quad (31)$$

Les équations (1), (3), (29) et (30) deviennent :

$$\frac{1}{2\pi} \frac{dw}{dt'} + y + p_0 (w^2 - 1) + r_0 v^2 = 0 \quad (32)$$

$$w = u + v \quad (33) \quad y = y_l \sin 2\pi t' \quad (34)$$

$$u = \frac{h_0}{h_0 + m} = 1 - \frac{m}{h_0} + \frac{m^2}{h_0^2} - \dots \quad (35)$$

Si les oscillations sont finies, mais petites par rapport à H_0 , on négligera les termes d'ordre supérieur à $(m/h_0)^2$, d'où :

$$\begin{aligned} u &= 1 - \frac{m}{h_0} + \left(\frac{m}{h_0}\right)^2 \\ &= 1 - \frac{y}{h_0} - \frac{r}{h_0} + \frac{y^2}{h_0^2} + \frac{r^2}{h_0^2} + \frac{2ry}{h_0^2} \end{aligned}$$

Si on intègre (32) entre $t_0 = -1/2$ et $t_1 = 1/2$ et que l'on néglige les puissances de y_l de degré supérieur au carré, tous calculs faits on trouve :

$$\begin{aligned} &\frac{2}{3\pi} \frac{p_0}{h_0} \left(2r_0 \pm \frac{1}{h_0}\right) y_l^2 \pm \\ &\left(\frac{p_0 + r_0}{4} - \frac{p_0 r_0}{2h_0} \mp \frac{3p_0}{4h_0^2}\right) y_l + \frac{1 - 2p_0 h_0}{\pi h_0} = 0 \end{aligned} \quad (36)$$

Le signe + ou - varie selon que l'intégration part du niveau maximum ou du niveau minimum.

Nous simplifierons cette équation pour la transformer en :

$$\frac{4}{3\pi} \frac{p_0 r_0}{h_0} y_l^2 \pm \left(\frac{p_0 + r_0}{4} - \frac{p_0 r_0}{2 h_0} \right) y_l + \frac{1 - 2 p_0 h_0}{\pi h_0} = 0 \quad (36 \text{ bis})$$

Ceci est en général possible car :

$\frac{3 p_0}{4 h_0^2}$ est petit par rapport à $\frac{p_0 + r_0}{4} - \frac{p_0 r_0}{2 h_0}$, et $2 r_0$ est en général grand par rapport à $\frac{1}{h_0}$.

S'il n'en était pas ainsi, le coefficient deviendrait petit et (36 bis) donnerait :

$$y_l = \frac{1 - 2 p_0 h_0}{\pi h_0 \left(\frac{p_0 + r_0}{4} - \frac{p_0 r_0}{2 h_0} \right)} \quad (37)$$

Donc, de (36 bis) on déduit :

$$y_l = \frac{\pm \left(\frac{p_0 + r_0}{4} - \frac{p_0 r_0}{2 h_0} \right) \pm \sqrt{\left(\frac{p_0 + r_0}{4} - \frac{p_0 r_0}{2 h_0} \right)^2 - \frac{16}{3\pi^2} \frac{p_0 r_0}{h_0^2} (1 - 2 p_0 h_0)}}{\frac{4}{3\pi} \frac{p_0 r_0}{h_0}} \quad (38)$$

Dans cette équation, il faut toujours prendre la plus petite valeur de y_l .

Notons que $1 - 2 p_0 h_0$ est l'expression, en variables réduites, de la condition de THOMA (27). Si elle est vérifiée, (38) devient $y_l = 0$.

Dans le cas particulier, où l'on peut négliger p_0 ou r_0 , on a :

$$p_0 = 0 \quad y_l = \frac{1,27}{r_0 h_0} \quad (39)$$

$$r_0 = 0 \quad y_l = 1,27 \frac{1 - 2 p_0 h_0}{p_0 h_0} \quad (40)$$

Notons que M. ESCANDE [16] a proposé la formule :

$$y_l = 1,18 \frac{1 - 2 p_0 h_0}{r_0 (h_0 - 2 p_0)}$$

Si on considère les deux cas limites ci-dessus, on trouve :

$$p_0 = 0 \quad y_l = \frac{1,18}{r_0 h_0}$$

$$r_0 = 0 \quad y_l = \infty$$

Lorsque $r_0 \rightarrow 0$, la formule (37) donne encore des résultats finis, tandis que celle de M. ESCANDE fait croître l'amplitude y_l au-delà de toute limite.

Pour vérifier le degré d'approximation de la formule (40), nous l'avons appliquée aux minutieux essais de stabilité faits par M. GHETTI à la Centrale de Partidor [13] qui était munie, pour les essais, d'un régulateur moderne très sensible. La cheminée est à section constante et ne comporte pas d'étranglement inférieur.

Le tableau ci-contre donne les valeurs de l'amplitude limite, mesurées sur place et calculées à l'aide de la formule (40).

La concordance est relativement bonne, les écarts étant presque toujours dans le sens de la

Essai	$n = F_{cl}/F_{Th}$	Y_1		Observations
		calculé	mesuré	
7 b	0,758	0,68	0,95	Au moment de la mesure les oscillations étaient encore décroissantes.
5 b	0,753	0,98	0,70	Oscillations stabilisées.
6 e	0,753	1,00	1,25	Id. que 7 b.
5 c	0,750	1,40	0,75	Oscillations stabilisées.
1 a	0,749	1,48	0,45	Id. que 7 b.
5 d	0,742	2,00	1,05	Oscillations stabilisées.
6 d	0,742	2,02	2,20	Au moment de la mesure les oscillations étaient croissantes. Au cours des oscillations, le distributeur atteint sa fin de course ouverte et la puissance sur l'arbre n'est pas constante.
7 a	0,741	2,06	0,60	Id. que 6 d, mais sans atteindre la fin de course du distributeur.
5 a	0,740	2,18	1,70	Id. que 6 d.

sécurité. Parmi les raisons d'être de ces écarts, nous pouvons relever :

Variations de rendement avec l'ouverture du vannage. — Dans la branche montante de la courbe de rendement, la stabilité se trouve accrue, et d'autant plus que la pente est forte. Les

cinq premiers essais se placent sur cette partie de la courbe. Pour les quatre restants, c'est exactement le contraire.

Surouverture. — Fin de course du vannage.

— Le « pompage » étant fort, la fin de course est atteinte et la puissance n'est plus constante. Le phénomène s'écarte de son schéma théorique.

Pertes de charge dans les ouvrages d'amenée.

— Mesurées vingt-cinq ans avant les essais, elles sont de l'ordre de 0,12 m pour le débit maximum turbiné. Une variation, même réduite, de ces pertes de charge, se traduit par une variation amplifiée de l'amplitude donnée par la formule (40). Ainsi, pour 5 % en plus ou en moins, l'amplitude varierait en sens contraire de 20 % environ.

Il convient de citer enfin l'action du régulateur, ses recouvrements et jeux, dont notre formule ne tient pas compte.

Les formules (36 bis) et (37) donnent donc une première approximation de l'ordre de grandeur de l'amplitude limite atteinte par les oscillations entretenues, mais elles n'éclairent nullement sur le temps requis pour arriver à ce stade.

Pour cela, il faudrait intégrer les équations pas à pas, ce qui est en général assez long à faire.

L'expérience nous a montré que, dans ce cas, il est préférable de faire appel au modèle réduit, qui, une fois mis au point, permet de faire de multiples vérifications et toutes sortes de manœuvres.

VI. — LA SIMILITUDE DES CHEMINÉES D'ÉQUILIBRE

Cette similitude, dite de DURAND [17] consiste à choisir les différentes échelles du modèle de façon que les rapports nature-modèle des paramètres :

$$\frac{L_g Q}{f_g t} \quad Z \quad P \quad R \quad \frac{Q^2}{f_0^2} \quad (41)$$

aient une même valeur. De même pour :

$$\frac{F_{ch} Z}{t} \quad Q \quad (42)$$

Si les échelles sont désignées par :

λ (longueurs galerie d'amenée),

φ (diamètres galerie d'amenée),

Φ (diamètres cheminée d'équilibre),

δ (diamètre galerie au pied de la cheminée),

τ (temps),

z (oscillations dans la cheminée),

q (débit),

K' (coefficient de perte de charge de la galerie),

c (coefficient de rugosité de la galerie),

K'' (coefficient de perte de charge du diaphragme),

Δ (diamètre du diaphragme),

de (40) et (41), on déduit :

$$\lambda \varphi^{-2} q \tau^{-1} = K' q^2 = K'' q^2 \Delta^{-2} = z = q^2 \delta^{-2} \quad (43)$$

$$\Phi^2 z \tau^{-1} = q \quad (44)$$

D'autre part :

$$K' = \lambda c \varphi^{-4} \quad (45)$$

En ce qui concerne K'' , il convient de re-

marquer qu'on ne sait faire que des modèles ayant $K'' = 1$, c'est-à-dire qu'il faut adopter une même et seule échelle pour toutes les parties du raccordement galerie-cheminée pouvant influencer la valeur de la résistance de l'étranglement. En définitive, on a donc :

$$\Delta = \delta = \Phi$$

$$\lambda \varphi^{-2} q \tau^{-1} = \lambda c q^2 \varphi^{-4} = z = q^2 \delta^{-2} \quad (46)$$

$$\Phi^2 z \tau^{-1} = q \quad (44)$$

soit quatre équations pour sept inconnues. On peut donc choisir arbitrairement trois échelles.

Si on veut conserver sur le modèle le rapport des inerties de la cheminée et de la galerie, on a l'équation :

$$z \Phi^{-2} = \lambda \varphi^{-2} \quad (47)$$

ce qui réduit à deux le nombre d'échelles arbitrairement choisies.

Notons également que Φ peut ne pas être égal à $\delta = \Delta$, car en général le diamètre de la cheminée, pourvu qu'il soit suffisamment grand, n'a pas d'influence sur la résistance d'étranglement. Dans ce cas, le nombre d'échelles arbitrairement choisies est de quatre.

Ainsi, si nous considérons la figure 9, il suffit pour avoir $K'' = 1$, que toute la partie entourée par le trait soit représentée sans distorsion; si $\delta \neq \varphi$, on doit mettre un convergent ou un divergent à l'amont de la cheminée pour passer graduellement d'un diamètre à l'autre.

Ainsi, si l'inertie du tronçon à l'aval de la cheminée d'équilibre est important, il doit être également représenté sur le modèle. Les nouvelles

échelles φ_c , λ_c et c_c se déterminent à partir des équations :

$$\lambda_c q \varphi_c^{-2} \tau^{-1} = z = c_c \lambda_c q^2 \varphi_c^{-4} \quad (48)$$

FIG. 9

Finalement, pour reproduire les conditions aux limites, c'est-à-dire la loi de la forme (4) du débit turbiné, on se sert, au Laboratoire Dauphinois d'Hydraulique, d'un système breveté à panneau mobile sur lequel nous ne reviendrons pas car il a fait l'objet d'un article dans cette même revue [18]. La photographie figure 10 montre le panneau mobile du modèle de la cheminée d'équilibre de Delcommune (Congo Belge), étudiée dernièrement par les soins du Laboratoire dans le but de déterminer les dimensions minima compatibles avec un amortissement rapide des oscillations.

Lorsque le système d'amenée comporte plusieurs cheminées d'équilibre, les épures d'intégration graphique deviennent très laborieuses, et les problèmes de stabilité compliqués. Dans ce cas, le modèle devient un instrument presque indispensable pour le bon dimensionnement des ouvrages.

FIG. 10

VII. — L'ÉTUDE DES DIAPHRAGMES DES CHAMBRES D'ÉQUILIBRE A ÉTRANGLEMENT

Il est rare de voir de nos jours un projet de chambre d'équilibre ne comportant pas d'orifice diaphragmé à sa base, car on sait que l'économie sur le volume de la cheminée peut atteindre facilement 30 à 40 %.

Les ouvertures et les fermetures ayant des caractéristiques indépendantes, l'étranglement

idéal est en général dissymétrique, la contraction étant plus faible dans le sens de la montée. Ceci vient en grande partie du fait que, bien qu'on envisage presque toujours la coupure totale du débit maximum, on exige rarement la même chose à l'ouverture, du moins si la centrale comporte plus d'un groupe. D'habitude on

se contente de charger un groupe à la fois, l'ouverture la plus défavorable étant la mise en route du dernier.

D'après sa définition même, on voit qu'il est difficile, pour ne pas dire impossible, de calculer R . L'écoulement comporte en effet des changements de direction, contractions, expansions, etc., et seule une étude globale sur modèle réduit permet de trouver les formes hydrauliques satisfaisant aux besoins du calcul. Ceci n'est que plus vrai lorsqu'il s'agit de respecter des conditions différentes dans les deux sens de l'écoulement.

Nous allons évaluer d'une façon approchée la dissymétrie maximum qu'on peut demander à un diaphragme ne comportant pas des pièces mobiles, c'est-à-dire assurant une sécurité de marche optimum.

Admettons que nous décomposons R en deux parties (fig. 9) :

— La perte de charge par expansion à partir de la section contractée cS , assimilable, en première approximation, à l'énergie cinétique : $\frac{Q^2}{2g c^2 S^2}$.

— Le complément à R : $\alpha = R - \frac{Q^2}{2g c^2 S^2}$.

Si, de prime abord, nous négligeons α par rapport à R , la dissymétrie vaut :

$$n = \left(\frac{c_f}{c_0} \right)^2$$

Les valeurs théoriques extrêmes étant :

$$c_f = 1 \quad c_0 = 0,5$$

on tire $n_{\max} = 4$, valeur qui ne constitue qu'une limite supérieure impossible à atteindre avec les formes d'usage courant.

On sera plus près de la réalité en prenant :

$$c_f = 0,95 \quad c_0 = 0,55$$

d'où : $n \approx 3$.

Si α n'est pas négligeable, la dissymétrie vaut :

$$n = \frac{\frac{Q^2}{2g c_0^2 S^2} + \alpha_0}{\frac{Q^2}{2g c_f^2 S^2} + \alpha_f}$$

Si α ne varie pas beaucoup avec le sens de l'écoulement et qu'on adopte :

$$c_f = 0,95 \quad c_0 = 0,55 \quad \alpha = 0,2 \frac{Q^2}{2g c_f^2 S^2}$$

on trouve : $n = 2,67$.

FIG. 11

Le calcul n'a aucune prétention à l'exactitude, mais cependant il montre qu'il paraît difficile d'obtenir une dissymétrie supérieure à 3, sans avoir recours à des formes tout particulièrement bien étudiées.

Le Laboratoire Dauphinois d'Hydraulique a mis en service depuis longtemps un modèle (fig. 11) pour l'étude des étranglements des chambres d'équilibre. Ce modèle représente la cheminée et des tronçons de galerie à son amont et à son aval, qui assurent sa bonne alimentation. Les mesures se font en régime permanent, la répartition et le sens des débits pouvant être modifiés à volonté pour représenter tous les schémas possibles d'écoulement.

Parmi les cheminées d'équilibre étudiées dernièrement, nous pouvons citer celles de :

Mauricio (Brésil); Afourer (Maroc); Rio Tercero II (Argentine); Oued Agrioum (Algérie), etc.

Ces essais ont mis en relief les différences parfois notables qu'on trouve entre les valeurs données par le modèle et celles qu'on peut calculer par somme des diverses pertes de charge singulières, en prenant des coefficients plus ou moins précis. D'ailleurs, même si chaque perte de charge pouvait être évaluée avec exactitude, leur somme ne donnerait pas la perte de charge totale, car chaque singularité étant dans le sillage de la précédente, l'écoulement réel ne correspondrait pas au schéma de calcul.

Ainsi, à titre indicatif, nous pouvons remarquer que pour la cheminée d'équilibre d'Afourer on a trouvé qu'un diaphragme, dont le calcul avait donné $R = 14,30$ m, avait en réalité $R = 20,60$ m, soit une erreur de 44 %.

FIG. 12

Dans tout ce qui précède, on a admis que R était donné par une loi $R = k^2 Q_{ch}^2$, k_2 étant une constante. En réalité, k_2 est fonction aussi de la

répartition relative des débits, comme les essais l'ont mis en évidence; ainsi, si la cheminée est traversée par un débit donné, R varie lorsqu'on

FIG. 13

fait varier le débit dans la galerie d'amenée; il peut augmenter ou diminuer selon les caractéristiques de l'installation.

Si l'on veut bien faire les choses, avec la loi réelle de R , il faudrait faire une épure d'intégration graphique et vérifier l'amplitude de la première oscillation.

Ceci a été fait pour la chambre d'équilibre de Rio Tercero II. La figure 12 donne deux courbes, l'une correspond à la loi parabolique théorique de R en fonction de Q_{ch} , l'autre la loi réelle pour un débit turbiné égal au maximum. La figure 13 donne, pour les deux cas, la descente consécutive à une ouverture de 70 à 100 % du débit turbiné (*).

(*) Après avoir donné ce travail à l'impression nous avons pris connaissance d'un article de M. VUJICA JEVDEVIC, « O odredivanju gubitaka u prigrisvaku kod vodostana », paru dans le n° 2, 1952, de la revue yougoslave *Elektroprivreda*.

Les essais faits pour la cheminée d'équilibre de Jajce II confirment ce que nous avons dit au sujet de l'influence de la répartition des détails sur la résistance d'étranglement. La courbe qu'il donne a une allure semblable à celle de notre figure 12.

M. JEVDEVIC croit aussi, comme nous, que le calcul est impuissant à lui tout seul pour dimensionner correctement un diaphragme placé au pied d'une cheminée d'équilibre.

VIII. — DIFFÉRENTS PROBLÈMES QUI FONT APPEL AU MODÈLE RÉDUIT

Nous passerons en revue quelques problèmes concernant les cheminées d'équilibre, qui ont été résolus à la suite d'une étude sur modèle faite au Laboratoire Dauphinois d'Hydraulique.

CHEMINÉE D'ÉQUILIBRE DE MONISTROL-D'ALLIER.

Ouvrage déversant où l'on voulait éviter un déversement libre car on craignait que le vent ne déplace la lame d'eau pour la faire tomber au-delà du canal d'évacuation.

La figure 14 montre les détails d'un modèle partiel reproduisant seulement un secteur de 30° qui permet d'établir que la mise en place d'un chapeau déflecteur collait la lame déversante contre les parois de la cheminée et évitait l'action nuisible du vent.

Un modèle d'ensemble (fig. 15), ainsi que l'ouvrage lui-même (fig. 16) confirmèrent les résultats des essais par le modèle partiel.

FIG. 14

FIG. 15

CHEMINÉE D'ÉQUILIBRE DU PÉAGE DE VIZILLE.

Il s'agissait de réduire au minimum les dimensions du déversoir de cette cheminée. Les essais permirent de mettre au point un déversoir en « bec de canard » (fig. 17) qui donnait à l'essai pleine satisfaction.

CHEMINÉE D'ÉQUILIBRE D'AFOURER

(premier projet).

Il s'agit d'une chambre d'équilibre à étranglement comportant deux expansions, l'une en haut, l'autre en bas. Le diaphragme ayant été convenablement dimensionné, deux difficultés restaient à surmonter :

— Lors de l'ouverture, à la fin de la vidange de la chambre d'expansion inférieure, il risquait de se produire un vortex suscepti-

FIG. 16

ble d'entraîner de l'air jusqu'aux conduites forcées;

— Lors de la fermeture, le jet issu du diaphragme, insuffisamment amorti par le

matelas d'eau rencontré, risquait de créer une grosse intumescence-champignon au-dessus de la surface libre, susceptible, en s'élevant, d'emprisonner provisoirement de l'air dans l'épanouissement inférieur.

IX. — LES CONDITIONS D'EXPLOITATION ET LEUR INFLUENCE SUR LE CALCUL DES CHAMBRES D'ÉQUILIBRE

Il est d'usage de dimensionner les cheminées d'équilibre pour satisfaire à une coupure totale et une ouverture partielle de n à 100 %, toutes deux instantanées. On vérifie ensuite les oscillations consécutives aux manœuvres qui pourraient vraisemblablement se produire en cours d'exploitation.

Il est d'une grande importance que l'auteur du projet soit aussi bien renseigné que possible sur les caractéristiques du réseau, car si un man-

que de prévision peut produire des dégâts importants, une hypothèse de calcul par trop pessimiste conduirait à un surdimensionnement inutile et souvent coûteux.

Chaque cas étant différent des autres, on ne saurait donner des lois fixes, l'intuition et l'expérience de l'Ingénieur devant lui permettre de peser chaque fois les facteurs en jeu et de tenir compte de tous pour arriver à un dimensionnement optimum de la cheminée d'équilibre.

Bibliographie

- [1] L. ESCANDE. — Méthodes nouvelles pour le calcul des chambres d'équilibre. *Dunod*, Paris, 1950.
- [2] J.-F. BRUTTIN. — L'aménagement hydro-électrique de Rossens-Hauterive après deux ans d'expérience. *B.T.S.R.*, 24 mars 1951.
- [3] J. FRANK et J. SCHÜLLER. — Schwingungen in den Zuleitungs- und Ableitungskanälen von Wasserkraftanlagen. *Julius Springer*, Berlin, 1938.
- [4] J. CALAME et D. GADEN. — Théorie des chambres d'équilibre. *La Concorde*, Paris et Lausanne, 1926.
- [5] J. CALAME et D. GADEN. — Calcul d'une chambre d'équilibre à grands épanouissements supérieur et inférieur à l'aide des « valeurs relatives ». *Revue Générale de l'Electricité*, n° 26, 1926.
- [6] A. SCHOKLITSCH. — Graphische Hydraulik. Sammlung mathematisch-physikalischer Lehrbücher. Vol. 21. *B. G. Teubner*, Leipzig, 1923.
- [7] T. SCHIFMAN. — Zeichnerische Verfahren zur Darstellung der Schwingungen in Kammer- und Überfallwasserschlossern. *Wasserkraft und Wasserwirtschaft*, n° 3, 1942.
- [8] E. DEL FELICE. — Accorgimenti pratici per la determinazione grafica delle oscillazioni nelle camere di equilibrio di qualsiasi tipo. *L'Energia Elettrica*, n° 4-5, 1947.
- [9] M. BOUVARD et J. MOLBERT. — Méthode graphique pour le calcul des cheminées d'équilibre. *La Houille Blanche*, n° 5, 1950 et 3, 1951.
- [10] J. CALAME et D. GADEN. — De la stabilité des installations hydrauliques munies de chambres d'équilibre. *Schweizerische Bauzeitung*, 30 juillet et 6 août 1927.
- [11] G. EVANGELISTI. — Pozzi piezometrici e stabilità di regolazione. *L'Energia Elettrica*, n° 5 et 6, 1950.
- [12] E. SCIMEMI. — Sulla validità della regola di Thoma per le vasche di oscillazione degli impianti idroelettrici. *L'Energia Elettrica*, n° 11-12, 1947.
- [13] A. GHETTI. — Ricerche sperimentale sulla stabilità di regolazione dei gruppi idroelettrici con derivazione in pressione e pozzo piezometrico. *L'Energia Elettrica*, n° 11, 1951.
- [14] Discussion on "Hydraulic Stability", by A.W.F. McQUEEN. *Engineering Journal of Canada*, octobre 1933.
- [15] Ch. JAEGER. — De la stabilité des chambres d'équilibre et des systèmes de chambres d'équilibre. *Schweizerische Bauzeitung*, 20 novembre 1943.
- [16] L. ESCANDE. — Etude de la stabilité des chambres d'équilibre à étranglement. *Le Génie Civil*, n° 12 et 13, 1951.
- [17] W.F. DURAND. — Application of the law of kinematic similitude to the surge-chamber problem. *A.S.M.E. Paper*, n° 1827, 1921.
- [18] Mlle CLÉMENT. — Stabilité des cheminées d'équilibre. Rappel très sommaire des éléments de ce problème. *La Houille Blanche*, n° 6, 1948.

FIG. 17