ÉTUDE DES TURBO-POMPES ET DES TURBO-COMPRESSEURS EN RÉGIME VARIÉ

par **Ch. HANOCQ,**
Professeur à l'Université de Liége.

On connaît le phénomene du pompage observé dans le fonctionnement des turbo-soufflantes et des turbo-compresseurs quand le débit demandé tombe au-dessous de ce que l'on pourrait appeler le « débit critique ».

Ce phénomène, qui a donné lieu, à l'origine des applications des turbo-machines à la compression des fluides, à de graves mécomptes,

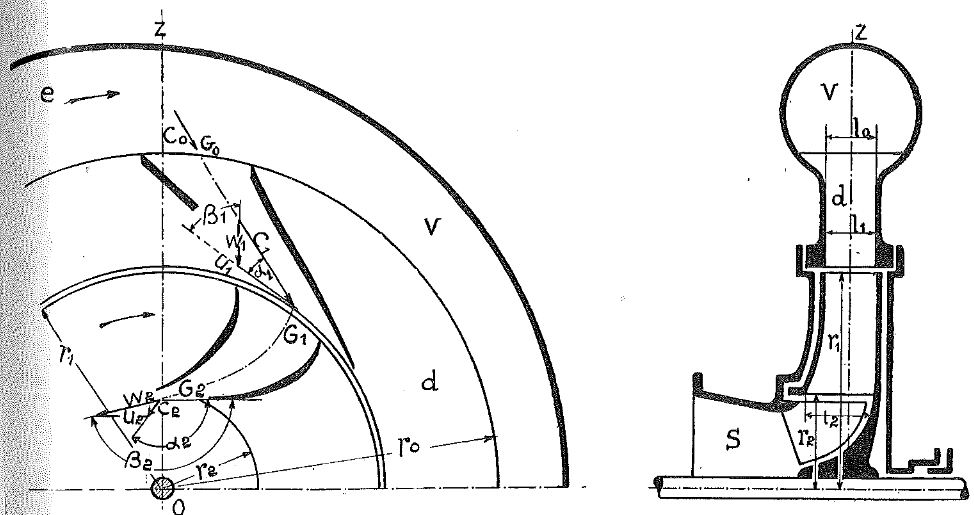

FIG. 1.

est aujourd'hui bien connu et toutes les tentatives faites pour apporter un remède, en dehors de celui d'éviter que le débit ne tombe au-dessous du débit critique, ont complètement échoué.

L'explication que l'on donne du phénomène en partant des courbes caractéristiques établies pour le régime permanent, donne lieu à de sérieuses critiques, comme l'a montré M. Daubresse, et je me suis efforcé d'exposer ici une étude mathématique de la question, capable d'établir les conditions à réaliser pour obtenir un régime *stable* ou *instable* de fonctionnement.

L'établissement de la théorie des turbo-machines en régime permanent repose sur trois équations fondamentales que nous nous bornerons à mentionner, après avoir défini par la fig. 1 les notations adoptées.

La première se rapporte au mouvement absolu du fluide à travers l'aubage de la roue; la seconde se rapporte au mouvement relatif; la troisième, déduite des deux autres par simple addition membre à membre, donne la valeur du travail T_i produit ou dépensé par kilogramme de fluide débité, suivant qu'il s'agit d'une turbo-motrice ou d'une turbo-réceptrice, en fonction des vitesses d'entrée et de sortie.

Lorsqu'on cherche à établir les mêmes relations en régime varié, on obtient trois relations analogues dans lesquelles s'introduisent des termes supplémentaires fonctions de $\frac{dQ}{dt}$ et de $\frac{d\omega}{dt}$ que nous allons transcrire.

Pour retrouver les premières, il suffira d'y faire

$$\frac{dQ}{dt} = 0 \qquad \text{et} \qquad \frac{d\omega}{dt} = 0.$$

$$\int_2^1 v\,dp + (z_1 - z'_2) - T_f - T'_i = \frac{1}{2g}(c_2^2 - c_1^2) + \frac{1}{g}\frac{dQ}{dt}\int_1^{2'} \frac{ds'}{\sigma'}. \qquad (1)$$

$$\left.\begin{aligned} &\int_2^1 v\,dp + (z_1 - z_2) - T_f = \frac{1}{2g}(w_2^2 - w_1^2) - \frac{1}{2g}(u_2^2 - u_1^2) \\ &\qquad + \frac{1}{g}\frac{dQ}{dt}\int_1^2 \frac{ds}{\sigma} + \frac{1}{g}\frac{d\omega}{dt}\int_1^2 \operatorname{cotg}\beta\, r\,dr \end{aligned}\right\}. \qquad (2)$$

$$\left.\begin{aligned} T'_i = &\frac{1}{2g}(c_1^2 - c_2^2) - \frac{1}{2g}(w_1^2 - w_2^2) + \frac{1}{2g}(u_1^2 - u_2^2) + (z_2 - z'_2) \\ &- \frac{1}{g}\frac{dQ}{dt}\left[\int_1^{2'} \frac{ds'}{\sigma'} - \int_1^2 \frac{ds}{\sigma}\right] + \frac{1}{g}\frac{d\omega}{dt}\int^2 \operatorname{cotg}\beta\, r\,dr \end{aligned}\right\}. \qquad (3)$$

En appliquant la première à un canal fixe, c'est-à-dire en y faisant $T'_i = 0$, on obtient la formule de Bernouilli étendue au régime varié :

$$\int_2^1 v\,dp + (z_1 - z_2) + \frac{1}{2g}(c_1^2 - c_2^2) - T_f = \frac{1}{g}\frac{dQ}{dt}\int_1^2 \frac{ds'}{\sigma'}. \qquad (4)$$

Si l'on désigne à présent par H' la hauteur manométrique instantanée, et par H'_r la valeur correspondant au régime permanent et uniforme, il suffira d'appliquer la formule (4) au distributeur et au diffuseur, puis la formule (2) à la roue, pour obtenir la relation suivante :

$$H' = H'_r + \frac{1}{g}\frac{dQ}{dt}\left[\int_e^1 \frac{ds'}{\sigma'} + \int_1^2 \frac{ds}{\sigma} + \int_2^s \frac{ds'}{\sigma'}\right] + \frac{1}{g}\frac{d\omega}{dt}\int_1^2 \operatorname{cotg}\beta\, r\,dr. \qquad (5)$$

Nous avons pu, en effet, remplacer $T_i + T_1 + T_2 + T_f$ par H'_r, car les pertes de charge, qui sont proportionnelles au carré des vitesses, sont les mêmes en régime varié qu'en régime permanent pour un débit instantané donné, égal à Q.

Ces formules sont écrites dans l'hypothèse où l'on a affaire aux turbines hydrauliques; pour les adapter aux pompes, il suffit de

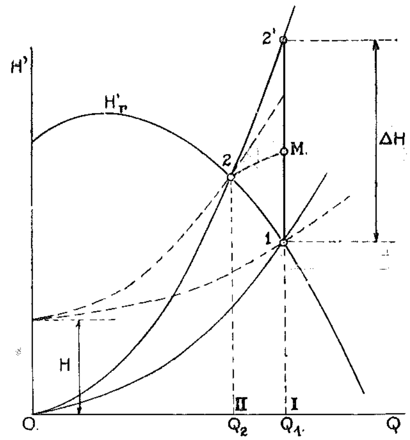

FIG. 2.

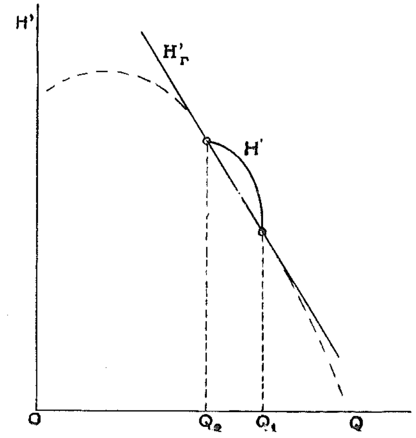

FIG. 3.

changer H' en $-H'$, H'_r en $-H'_r$, T'_i en $-T'_i$, l'indice 1 en 0 et l'indice 2 en 1.

Dans l'hypothèse d'une vitesse de rotation constante, le dernier terme du second membre disparaît, et la valeur K de la parenthèse dans la formule (5) ayant été calculée au besoin par intégration graphique, on voit que l'on pourra poser pour une turbo-réceptrice

$$\frac{dQ}{dt} = g\,\frac{H' - H'}{K}. \qquad (6)$$

§ 1. APPLICATION DE LA FORMULE (6) AU CAS D'UNE POMPE CENTRIFUGE DÉBITANT SUR UN ORIFICE

La pompe centrifuge étant supposée tourner à vitesse de rotation constante, demandons-nous ce qui se passe lorsqu'on fait varier brusquement la section de l'orifice de sortie.

Traçons la courbe H' en fonction de Q pour le nombre de tours N donné; nous obtiendrons le point de fonctionnement en traçant la courbe de résistance de l'orifice, résistance qui croît comme le carré du débit Q (fig. 2).

Si brusquement on ferme l'orifice d'une certaine quantité, la courbe de résistance passe brusquement de 01 à 02, et la résistance au débit Q_1 passe de I 1 à I 2' instantanément. L'ordonnée I 1 qui correspondait à la valeur H'_r de régime permanent passe à H' valeur instantanée de régime varié, et la courbe 2' 2 donne la valeur de H' pendant la variation du débit de Q_1 à Q_2, puisque à tout instant il faut que H' soit égal à la résistance du circuit.

Supposons que nous puissions, sans erreur appréciable, poser

$$\frac{Q-Q_2}{Q_1-Q_2}=\frac{H'-H'_r}{\Delta H}, \qquad (7)$$

ce qui revient à remplacer les parties de courbes 2,2' et 2,1 par deux droites; nous pourrons écrire

$$\int_{Q_1}^{Q}\frac{dQ}{Q-Q_2}=-\frac{\Delta H}{K}g\int_{0}^{t}\frac{dt}{Q_1-Q_2}.$$

D'où nous tirerons

$$[l(Q-Q_2)]_{Q_1}^{Q}=-\frac{\Delta H}{K}g\frac{t}{Q_1-Q_2}$$

ou encore

$$Q=Q_2+(Q_1-Q_2)e^{-At},$$

A étant mis pour

$$\frac{g\Delta H}{K(Q_1-Q_2)}.$$

On voit que Q se rapproche de Q_2 progressivement et théoriquement n'atteint Q_2 qu'après un temps infini; mais dans le cas que nous traitons ici, d'un fluide incompressible, il n'y a pas d'oscillations du débit en fonction du temps.

§ 2. APPLICATION DE LA FORMULE (6) AU CAS D'UN COMPRESSEUR-CENTRIFUGE DÉBITANT SUR UN RÉSERVOIR D'AIR MUNI D'UN ORIFICE

Désignons par V le volume du réservoir, par σ la section de l'orifice débitant dans l'atmosphère à la pression p_a.

Représentons par p la pression dans le réservoir à un instant quelconque, par δ le poids spécifique correspondant. En régime, le poids G débité par le compresseur est égal au poids G_1 débité par l'orifice.

Si, à un instant donné, le poids débité par l'orifice passe brusquement de G_1 à G_2 plus petit, le poids débité par le compresseur ne s'adaptera pas instantanément, et il en résultera une différence qui aura pour effet d'augmenter la quantité accumulée dans le réservoir.

On conçoit dès lors que la pression dans celui-ci ira croissant, et avec celle-ci le poids spécifique; l'équation qui traduira le phénomène pendant la perturbation sera donc la suivante :

$$G=G_2+V\frac{d\delta}{dt}.$$

Pour résoudre cette équation, nous nous contenterons d'admettre que la compression dans le réservoir suit la loi de l'isothermique, en posant

$$pv=\frac{p}{\delta}=C,$$

ou

$$\frac{d\delta}{dt}=\frac{1}{C}\frac{dp}{dt}=\frac{1}{C}\delta\frac{dH'}{dt},$$

puisque

$$H'=\int_{p_a}^{p}v\,dp \qquad \text{et} \qquad dH'=v\,dp=\frac{1}{\delta}dp.$$

En désignant par Q le débit du compresseur à l'aspiration, par Q_2 le débit de l'orifice à la sortie, il viendra donc

$$Q\delta_a=Q_2\delta_a+\frac{V}{C}\delta\frac{dH'}{dt}.$$

En admettant que la perturbation n'amène pas de très grandes variations de pression, nous pourrons adopter pour δ une valeur moyenne et poser

$$\frac{V}{C}\frac{\delta_m}{\delta_a}=A; \qquad (8)$$

l'équation fondamentale se ramènera dès lors à

$$Q=Q_2+A\frac{dH'}{dt}, \qquad (9)$$

dans laquelle Q_2 peut être considéré comme constant, étant donnée l'hypothèse que nous venons de faire d'une perturbation ne donnant pas lieu à de très grands écarts de pression.

Dans ces conditions, en utilisant la relation (6), nous obtiendrons l'équation différentielle

$$\frac{d^2H'}{dt^2}=\frac{g}{AK}(H'_r-H'). \qquad (10)$$

Pour pouvoir faire l'intégration, il faut se donner la relation qui existe entre H'_r et Q, pour un nombre de tours N constant, cette relation étant d'ailleurs connue pour chaque compresseur par le calcul ou par des essais.

On sait qu'on peut la représenter très exactement par une courbe du second degré.

Malheureusement, la solution du problème posé, en partant d'une relation du second degré, ne paraît pas abordable lorsqu'on a affaire au cas des turbo-compresseurs que nous envisageons ici. Au point de vue où nous nous plaçons, nous pourrons tourner la difficulté en examinant successivement la solution du problème dans les trois hypothèses :

$$H'_r = a - bQ, \qquad H'_r = a, \qquad H'_r = a + bQ,$$

qui correspondent respectivement à la partie de la caractéristique plongeante, à la partie de la caractéristique horizontale et, enfin, à la partie de la caractéristique montante qui se présente toujours à l'origine de la caractéristique réelle.

Première hypothèse.

L'équation combinée tirée des relations (9) et (10) devient

$$\frac{d^2H'}{dt^2} + \frac{gb}{K}\frac{dH'}{dt} + \frac{gH'}{AK} = \frac{g}{AK}(H'_r)_2, \tag{11}$$

Pour résoudre cette équation, nous aurons à distinguer trois cas, suivant que la quantité sous le radical de l'équation caractéristique sera positive, nulle ou négative.

Cette équation caractéristique peut s'écrire

$$r^2 + \frac{gb}{K}r + \frac{g}{AK} = 0$$

et donne par conséquent

$$r = \frac{g}{2K}\left[-b \pm \sqrt{b^2 - \frac{4K}{Ag}}\right].$$

Pour $b^2 > \frac{4K}{Ag}$, les deux racines sont réelles; posons

$$r_1 = -\alpha, \qquad r_2 = -\beta;$$

la solution de l'équation différentielle (11) sera donnée par l'équation

$$H' = C_1e^{-\alpha t} + C_2e^{-\beta t} + (H'_r)_2,$$

dans laquelle les constantes C_1 et C_2 pourront être déterminées par les conditions aux limites $H' = (H'_r)_1$ pour $t=0$, soit

$$C_1 + C_2 = b(Q_2 - Q_1). \tag{12}$$

$\frac{dH'}{dt} = \frac{1}{A}.(Q_1 - Q_2)$ pour $t=0$, soit

$$-[\alpha C_1 + \beta C_2] = \frac{Q_1 - Q_2}{A}. \tag{13}$$

Les deux équations (12) et (13) feront connaître C_1 et C_2.

La conclusion essentielle que nous pouvons tirer de ces équations, c'est que la valeur de H' tend progressivement vers $(H'_r)_2$, et si elle n'atteint cette valeur qu'après un temps théoriquement infini, elle ne donne lieu à aucune oscillation de débit.

Pour nous en rendre compte, il suffit de remarquer que

$$\frac{dH'}{dQ} = \frac{dH'/dt}{dQ/dt} = \frac{Q - Q_2}{\frac{Ag}{K}(H'_r - H')}, \tag{14}$$

ce qui conduit à une valeur $\frac{dH'}{dQ} = -\infty$ pour $Q=Q_1$ et à une valeur toujours négative pour les valeurs de Q comprises entre Q_1 et Q_2, deux conditions qui justifient l'allure de la courbe figure (3).

Pour $b^2 = \frac{4K}{Ag}$ l'équation différentielle devient

$$H' = e^{-\alpha t}(C_1 + C_2t) + (H'_r)_2.$$

La détermination des constantes pourra se faire par la même voie que ci-dessus. Lorsqu'on fait $t=\infty$ dans cette relation, on arrive à une indétermination; mais en appliquant la règle de l'Hôpital, on se rend compte que H' tend vers $(H'_r)_2$ d'une manière continue et progressive.

Lorsque $b^2 < \frac{4K}{Ag}$, les racines sont imaginaires et l'on doit poser

$$\alpha = -m + ni, \qquad \beta = -m - ni.$$

La valeur de H' est alors donnée par l'équation

$$H' = e^{-mt}(C_1 \cos nt + C_2 \sin nt) + (H'_r)_2. \tag{15}$$

Pour déterminer les constantes, on pourra écrire $H' = (H'_r)_1$ pour $t=0$; d'où

$$C_1 = (H'_r)_1 - (H'_r)_2 = b(Q_2 - Q_1),$$

$$\frac{dH'}{dt} = e^{-mt}[-(nC_1 + mC_2)\sin nt + (nC_2 - mC_1)\cos nt] = \frac{Q - Q_2}{A}, \tag{16}$$

ce qui pour $t=0$ donne $Q=Q_1$ et partant

$$nC_2 - mC_1 = \frac{Q_1 - Q_2}{A}.$$

On peut se demander à quel moment la hauteur H′ sera égale à $(H'_r)_2$; il suffit, pour obtenir la réponse, de poser, d'après la relation (15),

$$e^{-mt}(C_1 \cos nt + C_2 \sin nt) = 0,$$

ce qui donne

$$t = \infty \quad \text{ou} \quad t = \frac{1}{n} \text{arc sin} \frac{C_1}{\sqrt{C_1^2 + C_2^2}}.$$

De même, on obtiendra le temps pour lequel le débit Q deviendra égal au débit extérieur Q_2, en posant le premier membre de l'équation (16) égal à 0, ce qui conduit à

$$t = \infty \quad \text{ou} \quad t = \frac{1}{n} \text{arc sin} \frac{nC_2 - mC_1}{\sqrt{(nC_1 + mC_2)^2 + (nC_2 + mC_1)^2}}.$$

Sauf pour $t = \infty$, on n'aura donc jamais simultanément $H' = (H'_r)_2$ et $Q = Q_2$, ce qui implique l'oscillation de H′ autour de la valeur limite $(H'_r)_2$, qui n'est atteinte (théoriquement bien entendu) qu'après un temps infini.

Si nous cherchons à nous représenter comment varie H′ en fonction de Q, nous pourrons faire appel à la relation (14), qui montre que la tangente à la courbe H′ en fonction de Q est horizontale chaque fois que Q passe par Q_2; mais comme à cet instant H′ n'est pas égal à $(H'_r)_2$, la courbe ne peut avoir que l'allure indiquée sur la fig. 4.

Ce fait avait déjà été signalé par M. Daubresse, professeur à l'Université de Louvain, qui, sans employer les formules mathématiques du régime varié, était arrivé, par un raisonnement intuitif, à indiquer l'allure générale des courbes que nous indiquons ici [1].

La conclusion générale résultant de l'examen des trois cas possibles correspondant à la première hypothèse de la caractéristique plongeante, c'est que le *régime stable* tend à s'établir automatiquement et, dans la réalité, très rapidement.

Deuxième hypothèse.

L'équation différentielle prend alors la forme

$$H' = C_1 \cos nt + C_2 \sin nt + (H'_r)_2,$$

dans laquelle n représente le facteur

$$\sqrt{\frac{g}{AK}}$$

[1] HAUCHAMPS, LAURENT et GODIN, *Ventilateurs et Pompes centrifuges.* (REVUE DES ÉLÈVES DES ÉCOLES SPÉCIALES DE LOUVAIN, 1929.)

de l'équation caractéristique

$$r = \pm \sqrt{\frac{g}{AK}}\, i = \pm ni.$$

Les constantes étant déterminées, on arrive aux deux équations :

$$H' = \frac{Q_1 - Q_2}{An} \sin nt + (H'_r)_2$$

et

$$Q = Q_2 + (Q_1 - Q_2) \cos nt.$$

On voit ainsi que H′ et Q suivent des oscillations non amorties; qu'au moment où Q est égal à Q_2, H′ n'est pas égal à H'_r et réciproquement.

Pour tracer les courbes de H′ en fonction de Q, on peut encore utiliser l'équation (14), qui montre que la tangente à la courbe de

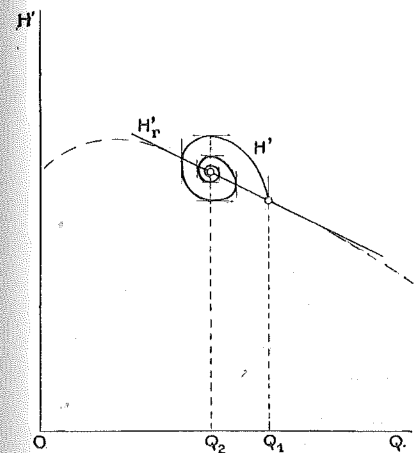

FIG. 4.

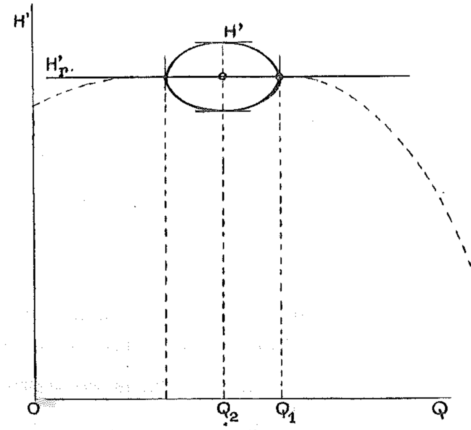

FIG. 5.

H′ en fonction de Q est horizontale pour $Q = Q_2$ et verticale pour $H' = H'_r$. On peut d'ailleurs résoudre cette équation différentielle du premier ordre et voir que la courbe donnant H′ en fonction de Q est une ellipse dont le grand axe se confond avec H'_r (fig. 5).

Ainsi, quand la caractéristique est horizontale, des oscillations de débit s'amorcent nécessairement et le régime ne peut s'établir.

Troisième hypothèse.

Qu'advient-il lorsque la caractéristique est montante et donnée par la relation

$$H'_r = a + bQ. \tag{17}$$

dans laquelle a et b sont essentiellement positifs? Il suffira, pour obtenir la solution, de changer b en $-b$ dans l'équation (11) et dans l'équation caractéristique.

Nous aurons encore à examiner trois cas, suivant que b^2 sera plus grand, égal ou plus petit que $\frac{4K}{Ag}$

Premier cas. — Les racines étant positives, on aura $r_1=\alpha$ et $r_2=\beta$, et la valeur de H′ sera donnée par la relation

$$H' = C_1 e^{\alpha t} + C_2 e^{\beta t} + (H'_r)_2,$$

dans laquelle les constantes seront déterminées dans les mêmes conditions que pour le même cas envisagé plus haut à l'occasion de la première hypothèse.

On peut voir qu'ici la valeur de H′ passe par un maximum pour $Q=Q_2$, puis diminue, pour tendre vers l'infini négatif, en restant toutefois toujours supérieur à H'_r.

Le point de régime ne pourra être atteint, mais, d'après l'équation, il ne se produirait pas d'oscillations de débit; le réservoir tendrait à se vider.

Cette conclusion n'est évidemment pas conforme à ce que l'on peut observer, parce que nous avons admis dans la mise en équation que le débit de l'orifice restait pendant la perturbation sensiblement constant, ce qui, de toute évidence, ne pourrait se produire si la pression dans le réservoir allait constamment diminuant. Il est donc, dans ce cas, impossible de conclure, en partant de l'équation, autre chose que ceci : le régime ne peut pas s'établir, mais il ne résulte pas de l'équation que l'on doive constater des oscillations de débit.

Deuxième cas. — Lorsque les racines de l'équation caractéristiques sont égales, la conclusion est analogue.

Troisième cas. — Dans ce cas, les racines étant imaginaires, la solution de l'équation différentielle est donnée par la relation

$$H' = e^{mt}(C_1 \cos nt + C_2 \sin nt) + (H'_r)_2 \tag{18}$$

avec

$$\alpha = m + ni \qquad \beta = m - ni,$$

m et n étant des nombres positifs.

Pour la détermination des constantes, on pourra procéder comme précédemment :

$$H' = (H'_r)_1 \quad \text{et} \quad Q = Q_1 \quad \text{pour} \quad t = 0,$$

le débit Q étant donné par la relation

$$\frac{Q - Q_2}{A} = \frac{dH'}{dt} = e^{mt}[(mC_2 - nC_1) \sin nt + (mC_1 + nC_2) \cos nt]. \tag{19}$$

Le débit, de même que la hauteur H′, est une fonction sinusoïdale

de t, l'amplitude de la sinusoïde allant en croissant à mesure que t augmente; pour $t=\infty$, H′ et Q deviennent théoriquement infinis.

La relation (14) montre que la tangente à la courbe de H′ en fonction de Q est horizontale chaque fois que Q passe par la valeur de Q_2 et que pour $H'=H'_r$ la tangente devient verticale.

Comme on peut se rendre compte que l'on ne peut jamais avoir

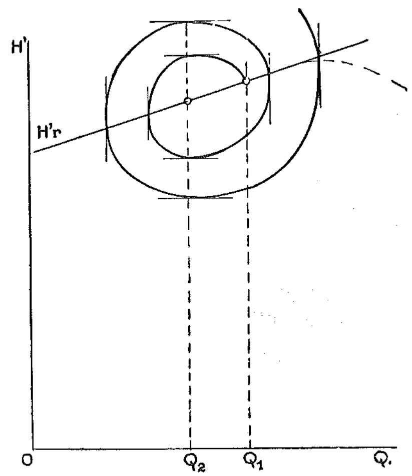

FIG. 6.

simultanément $Q=Q_2$ et $H'=(H'_r)_2$, l'allure de la courbe de H′ en fonction de Q est nécessairement celle d'une spirale qui se déroule, comme l'indique la figure 6, autour du point initial, en s'écartant de plus en plus du point pour lequel le régime devrait s'établir.

§ 3. CONCLUSIONS

A la lumière de cet exposé mathématique on peut comprendre d'une façon précise le phénomène connu sous le nom de pompage.

Dès qu'un turbo-compresseur, dont la caractéristique présente toujours un maximum plus ou moins éloigné de l'axe des ordonnées, est amené à fonctionner au-dessous du débit critique représenté par Q_c, abscisse du point correspondant au maximum du coefficient manométrique, le fonctionnement devient instable et les variations de débit qui s'amorcent tendent à aller croissant indéfiniment.

Dans la réalité, les oscillations de débit ne croissent pas indéfiniment, en raison de l'amortissement résultant des pertes de charge, par frottement et remous, mais elles prennent une valeur telle que les effets d'inertie deviennent rapidement inadmissibles pour la conservation de la machine.

La théorie que nous venons d'exposer, si elle pouvait être généralisée au cas d'une caractéristique quelconque donnée par une courbe du second degré, par exemple, permettrait d'examiner l'influence du volume V du réservoir et de la position du débit critique Q_c sur l'importance des oscillations pendant le pompage. A l'heure actuelle, dans la pratique, on se borne à réaliser une caractéristique dont le maximum se trouve aussi près que possible de l'axe des ordonnées, et l'on utilise un dispositif qui détermine l'échappement d'une certaine partie du débit, dès que la demande d'air comprimé tend à diminuer au point d'amener un début Q_2 inférieur à Q_c.

Pour obtenir une caractéristique satisfaisante, il faut exclure les angles dépassant 45° ou 50°, et chercher à réaliser des valeurs de x normales assez élevées, en employant des roues étroites.

La Société Brown Boveri a utilisé, à un certain moment, un dispositif permettant de reporter le maximum vers l'axe des ordonnées, en rendant l'angle α_1 des diffuseurs variable avec le débit. Les résultats que nous avons exposés dans le chapitre consacré aux recherches expérimentales sur les pompes centrifuges permettent de se rendre compte de l'efficacité du système; la complication nécessitée par la réalisation d'aubes orientables aux diffuseurs a fait, semble-t-il, renoncer à cette solution rationnelle du point de vue théorique.

Il semblerait également que, au point de vue du pompage, l'association des roues à angles de sortie β_1 différents, c'est-à-dire présentant des caractéristiques différentes, soit de nature à reporter le commencement du pompage vers la valeur correspondant au débit de pompage de la roue qui possède naturellement le plus petit angle et qui est évidemment placée près du réservoir, puisque c'est là que le volume à débiter par seconde est plus petit.

C'est au moins à cette conclusion que l'on arrive lorsqu'on examine le phénomène de près, pour autant, bien entendu, que le volume de fluide existant entre les différentes roues en série soit négligeable, ce qui ne peut être le cas qu'avec des compresseurs du type Rateau à refroidissement interne. Il semble, effectivement d'ailleurs, qu'avec cette disposition, Rateau ait pu employer pour les premières roues des angles de 90° sans amener le pompage pour un débit correspondant au maximum de la caractéristique de ces premières roues.

2ME CONGRÈS NATIONAL DES SCIENCES

Bruxelles — juin 1935

Comptes Rendus des travaux de la section des Sciences Appliquées [1].