

**Zeitschrift:** Schweizerische Bauzeitung  
**Herausgeber:** Verlags-AG der akademischen technischen Vereine  
**Band:** 111/112 (1938)  
**Heft:** 23

**Artikel:** Contribution à l'étude des vannes-papillons  
**Autor:** Gaden, D.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-49868>

#### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 23.02.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**



Abb. 3. Zugang vom Sphinxstollen zur Forschungsstation

Die Montage des Aufzuges ergab eine Reihe unvorhergesehener Schwierigkeiten. So war z. B. der Fels bis 20 m unterhalb des Gipfels hart gefroren und wies Temperaturen bis  $-4^{\circ}\text{C}$  auf. Die Kaminwirkung des Schachtes hatte eine starke Rauhreifbildung zur Folge, sodass der Eisbelag in den Befestigungslöchern mit der Lötlatpe abgeschmolzen werden musste, bevor der Beton eingebracht werden konnte. Während der Montage war noch Material für den Bau des Observatoriums durch den Schacht zu transportieren, sodass Führungsschienen und Notleiter mit Hilfe des Bauaufzuges und des vorhandenen Stollengerüstes montiert werden mussten. Die Montage in dieser Berghöhe stellte an das Personal ausserordentliche Anforderungen.

\*

Zur Bauausführung entnehmen wir dem Baubericht des Projektverfassers und bauleitenden Architekten Otto Fahrni S. I. A. in Thun noch folgendes. Wohl die schwierigste und gefährlichste Arbeit war das Aufrichten der Schutzhütte durch die Unternehmung J. Frutiger Söhne in Oberhofen. Fast während der ganzen Dauer dieser Arbeit herrschte auf Jungfraujoch schlechtes Wetter, selten gab es einen warmen windstillen Tag. Das Konstruktionsholz war meist gefroren und glitschig, wenn es nicht schneite, so blies ein starker Wind, der den Pulverschnee in grossen Fähen über dem Sphinxgrat trieb; er drang den Leuten durch die dichtesten Kleider, dazu herrschte eine Kälte bis zu  $-12^{\circ}$ . Unter Aufbietung aller Energie haben die Zimmerleute ausgeharrt; es ist vorgekommen, dass der Wind die schweren Gerüstbretter nur so herumwarf und den Arbeitern sogar das Werkzeug aus den steifen Fingern riss. Als dann am 12. Juli die Schutzhütte auf den drei Windseiten geschlossen und das Dach eingedeckt war, hat jedermann aufgeatmet; doch ist alles ohne nennenswerte Unfälle oder Erkältungsgerkrankungen abgelaufen. Die Schutzhütte von  $15 \times 10 \text{ m}$  überdeckter Grundfläche und  $11 \text{ m}$  grösster Höhe erforderte  $27 \text{ m}^3$  Konstruktionsholz,  $757 \text{ m}^2$  Wand- und Dachschalung und Dachpappe,  $100 \text{ m}^2$  Gerüstbretter und  $925 \text{ kg}$  Zugstangen und Ankereisen. Die Kosten stellten sich auf  $15\,700 \text{ Fr.}$ , das sind  $8200 \text{ Fr.}$  mehr als das ursprünglich vorgesehene Gerüst erfordert hätte. Dafür aber konnte im Innern ungestört von Witterung und Frost um so intensiver gearbeitet werden.

Von den gesamten Hochbauarbeiten machten die Maurer- und Eisenbetonarbeiten den grössten Teil aus; sie stehen zu den übrigen Bauarbeiten im Verhältnis von  $13:8$ . Als Unternehmung hierfür hatten sich J. Bürgi & Co. in Bern, J. Frutigers Söhne in Oberhofen und A. Marbach in Bern zur «Sphinx-Unternehmung» verbunden, die Ing. W. Grimm mit der Leitung betraute; die örtliche Bauführung besorgte Bauführer E. Monti. Die Belegschaft begann am 17. Mai mit 4 Mann, stieg bis Ende Juni auf 16 Mann, um mit Einführung des Schichtenbetriebs 46 Mann zu erreichen, die aber z. T. auch noch mit Tiefbauarbeiten, u. a. Injektionen im Schacht beschäftigt waren. Der Einrichtung der Baustelle und der Organisation der Arbeit zollt die Bauleitung volle Anerkennung, desgleichen der Ausdauer und Disziplin der Arbeiterschaft. Eine grosse Erschwerung und Verteuerung verursachte natürlich die Notwendigkeit, alles Material durch den 110 m hohen Schacht hinaufzufördern zu müssen, wofür ein Rapidaufzug von 1000 kg Tragkraft und  $30 \text{ cm/s}$  Hubgeschwindigkeit diente. Der Hochbau, mit Beginn der Fundamentierungsarbeiten (Abb. 11) am 1. August, war schon am 8. September im Rohbau vollendet, ein Tempo, das obige Anerkennung voll-

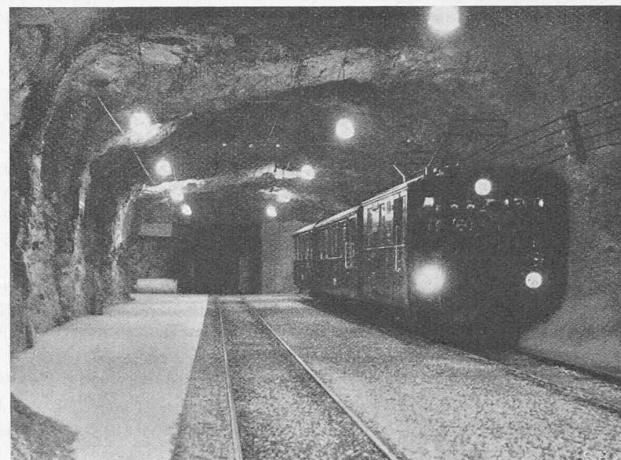


Abb. 2. Endstation der Jungfraubahn, 3457 m ü. M.

auf rechtfertigt; in diese Anerkennung sind natürlich auch die Organe der Jungfraubahn einzubeziehen, die ihrerseits die Arbeiten nach Kräften förderten.

Die Baukosten waren natürlich hohe: sie betragen für den Schacht und Zugangstollen rd.  $207\,000 \text{ Fr.}$ , für den Hochbau rd.  $213\,000 \text{ Fr.}$ , insgesamt Fr.  $419\,698.30$ . Dazu kommen die Naturalleistungen (Transporte) der Jungfraubahn und eine Spende von 100 t Zement seitens des Schweiz. Zementsyndikates. Zieht man die Kosten für Gipfelabsprengung und die beiden Terrassen ab so verbleiben für den Hochbau  $195\,151 \text{ Fr.}$  oder  $270 \text{ Fr./m}^3$ . In die Kosten teilen sich die Jungfraubahn, der Bund und die Kantone Bern und Wallis (die Sphinx ist ihr Grenzkamm), sowie S.A.C. und S.N.G., die Beiträge leisteten. Die Verwaltung führt die «Sphinx A.G. Jungfraujoch» mit Sitz in Bern (Schwanengasse 7).

Der Einfluss der Höhenlage auf die Arbeitsleistung entspricht, soweit es sich um Arbeiten in der geschlossenen Schutzhütte oder im Schacht handelt, ziemlich genau der Annahme für die Offertstellung. Die Minderleistung gegenüber dem Tiefland macht etwa 15 bis 20% aus, je nach Arbeit oder körperlicher Eignung, dagegen schwankt sie ausserordentlich stark bei Arbeiten im Freien. Eine Abschätzung ist hier unmöglich; es ist sehr verschieden, ob bei ruhigem Wetter oder bei Wind gearbeitet werden muss. Bei Wind steigt das Sauerstoffbedürfnis des Menschen sehr stark und kann schon bei einem schwachen Sturm direkt zu Atemnot führen. Im Oktober hatte man im Tiefland drei Wochen lang sehr schönes, warmes Föhnwetter; über das Jungfraujoch und besonders den Sphinxgipfel raste während der ganzen Zeit ein Föhnsturm mit starker Reifbildung (vergl. auch Abb. 19), der ein Arbeiten im Freien fast ausschloss. Die Schlosser, die die Terrassengeländer zu setzen hatten, hielten es höchstens eine halbe Stunde im Freien aus und mussten halb- bis dreiviertelstündige Pausen einschalten, um sich zu erholen.

Abschliessend soll noch über die bemerkenswerten Stollen- und Schachtbauten unter Leitung von Ing. Hans Beetschen in Meiringen berichtet werden.

(Schluss folgt.)

## Contribution à l'étude des vannes-papillons

De quelques résultats obtenus sur modèles réduits au cours d'essais effectués par les ateliers des Charmilles à Genève. Par D. GADEN, Ing.

Suite de la page 277 et fin

### VII. De l'application des résultats obtenus.

Exemples — Effet d'une cavitation partielle.

Pour les régimes de fonctionnement avec contre-pression nulle ou négative et égale au vide complet, les résultats obtenus, tels qu'ils sont exprimés par les graphiques des fig. 15, 16 et 17, sont immédiatement applicables à n'importe quel cas de la pratique. Le débit, la poussée et le couple ne dépendent alors, en effet, que de la pression d'amont  $H$ , à l'entrée de la vanne. Si la valeur de celle-ci peut être influencée par les pertes de charge dans une conduite d'aménée, il faut évidemment prendre soin de les calculer en fonction du débit et d'en déduire, à partir de la pression statique  $H_s$  donnée (différence entre la cote du niveau amont dans le réservoir et la cote de l'axe de la vanne), la loi de la pression:

$$H = H_s - \lambda Q^2$$

Dans un diagramme cartésien en  $H$ ,  $Q^2$ , cette loi s'exprime par une droite, de même que les lois linéaires du carré du débit de la vanne

$$H = H_q + \frac{Q^2}{k_q D^4}$$

pour différentes valeurs de l'inclinaison  $\alpha$  et par conséquent du coefficient  $k_q$ .

L'intersection de la première droite avec la famille des secondes, permet de déterminer la valeur de  $H$  en fonction de l'inclinaison  $\alpha$ ; puis au moyen d'un des graphiques précités on calcule sans difficulté, la poussée et le couple. Il nous a paru inutile de présenter un exemple.

Pour le régime de fonctionnement avec contre-pression positive, la recherche de la différence de pression  $\Delta H$ , pour telle inclinaison  $\alpha$  de la lentille, est un peu plus délicate, mais se résoud encore aisément par voie graphique.

Soit  $H_s$ <sup>14)</sup> la différence entre la cote du niveau amont dans un réservoir et celle d'une turbine (ou d'un orifice), située à l'extrémité d'une conduite et schématisée par une tuyère définie par son diamètre efficace  $d$  tel que :

$$Q = \frac{\pi}{4} D^2 \mu \sqrt{2g H'} = \frac{\pi}{4} d^2 \sqrt{2g H'}$$

équation dans laquelle  $D$  est le diamètre de la vanne,  $H'$  la pression totale devant la tuyère et  $\mu$  un coefficient;

$$\mu = \left( \frac{d}{D} \right)^2$$

La pression  $H'$  est égale à la hauteur  $H_s$  diminuée des pertes  $\Delta H$  dans la vanne et  $\lambda Q^2$  dans la conduite, soit :

$$H' = H_s - \Delta H - \lambda Q^2$$

ou

$$\frac{1}{2g} \left( \frac{Q}{\frac{\pi}{4} d^2} \right)^2 = H_s - \Delta H - \lambda Q^2$$

ou

$$Q^2 = \frac{H_s - \Delta H}{\frac{1}{8} g \mu^2 D^4} + \lambda$$

Dans le cas où il n'y aurait pas de pertes de charges ( $\lambda = 0$ ) :

$$Q^2 = \frac{\pi^2}{8} g \mu^2 (H_s - \Delta H) D^4$$

Si dans un diagramme cartésien on porte en fonction de  $\Delta H$  les valeurs de  $Q^2$  définies par l'une des équations ci-dessus, on obtient une droite dont l'intersection avec la famille de droites :

$$Q^2 = k_q \Delta H D^4$$

<sup>15)</sup>

du débit de la vanne, détermine les valeurs de la différence de pression  $\Delta H$  pour différentes inclinaisons  $\alpha$  de la lentille. A partir de ces valeurs de  $\Delta H$  et au moyen de l'un des graphiques des fig. 18, 19 ou 20, on peut ensuite calculer la poussée et le couple.

Les fig. 21 et 22 représentent les résultats du calcul du couple et de la poussée dans le cas d'une lentille de type B, de diamètre  $D = 1$  m débitant, par une conduite sans perte de charge ( $\lambda = 0$ ), à travers différentes tuyères définies par leur coefficient  $\mu = 0,1 - 0,2 - 0,3 - 0,4 - 0,5 - 0,6$  et 1,00 et implantées à une distance verticale  $H_s = 20$  m = cte du niveau amont dans le réservoir d'alimentation. Comme nous l'avions laissé prévoir au chapitre précédent, les lois de la poussée et du couple, en fonction de l'inclinaison  $\alpha$  de la lentille, sont totalement différentes de celles des coefficients  $k_p$  et  $k_c$ . L'importante variation de  $\Delta H$  fait apparaître des courbes de couples et de poussées témoignant d'un maximum, allure qui correspond bien aux relevés mêmes des essais.

En particulier, en ce qui concerne les courbes de couple (fig. 21), on remarque que leur maximum est d'autant plus faible que le coefficient  $\mu$ , soit le diamètre efficace  $d$  de la tuyère, est plus petit, ce qui résulte du fait que le débit correspondant est de plus en plus réduit. En effet, non seulement l'étranglement provoqué par la tuyère est d'autant plus important que le coefficient  $\mu$  diminue, mais en outre le maximum de couple a lieu pour des inclinaisons  $\alpha$  de la lentille de plus en plus grandes. Il est, à ce sujet, remarquable de vérifier que, du moins dans les faibles valeurs du coefficient  $\mu$ , l'angle d'inclinaison  $\alpha$ , pour lequel le couple est maximum, satisfait à l'équation :

$$\mu = 1 - \sin \alpha$$

c'est-à-dire que le maximum de couple a lieu quand la section libre dans la vanne-papillon est égale à celle de la tuyère. Pour

<sup>14)</sup>  $H_s$  pourrait être également la hauteur de refoulement d'une pompe mesurée au-dessus du niveau de la tuyère; mais il s'agirait alors d'une grandeur fonction du débit  $Q$  ce qui compliquerait un peu l'exécution des calculs pour la résolution du problème mais, non son principe.

<sup>15)</sup> Voir chap. VI, cas c.

de grandes valeurs de  $\mu$ , l'inclinaison correspondant au couple maximum ne diminue pas aussi vite et, l'influence de l'épaisseur de la lentille intervenant, la loi  $\mu = 1 - \sin \alpha$  n'est plus exactement respectée.

Les courbes de couple et de poussée des fig. 21 et 22 seraient valables, sans restriction, sur toute leur étendue s'il ne se produisait pas des phénomènes de cavitation, autrement dit si la dépression dans les sections étranglées de la vanne n'était pas limitée au vide absolu. Or, on conçoit évidemment que plus la pression d'amont  $H$  est élevée, plus cette limite est rapidement atteinte, par valeurs croissantes du coefficient  $\mu$ . D'autre part, on sait que lorsque la dépression aval atteint le vide absolu, la poussée et le couple s'établissent, en fonction de l'inclinaison  $\alpha$ , selon une loi connue par les résultats de nos essais en régime de pression négative et égale au vide<sup>16)</sup>. Il est donc possible de tracer les courbes de poussée et de couple correspondantes et c'est ce que nous avons fait sur les fig. 21 et 22, en supposant, pour simplifier, que la tuyère était située au même niveau que la vanne, c'est-à-dire en prenant pour la pression en amont de la vanne la même valeur  $H = 20$  m<sup>17)</sup> que la pression  $H_s$  qui s'établirait, sans perte de charge, en amont de la tuyère.

Tandis que les courbes de couple calculées pour  $\mu = 0,1 - 0,2$  et 0,3 sont entièrement situées en-dessous de la courbe du couple limite, correspondant à une contre-pression négative égale au vide absolu, ou coïncide avec elle dans sa dernière partie (grandes inclinaisons), les courbes de couple calculées pour  $\mu = 0,4$  et 0,5 coupent et dépassent cette courbe limite à partir des inclinaisons  $\alpha \approx 30^\circ$  et  $41^\circ$ ; quant aux courbes de couple calculées pour  $\mu = 0,6$  et 1,00 elles sont entièrement situées en-dessus de la courbe limite.

Nous donnons à ces constatations l'interprétation suivante. Pour des tuyères de petit diamètre, la fermeture progressive de la lentille peut avoir lieu sans jamais provoquer la formation d'un vide à l'aval de la lentille. Si même elle en provoque, vers la fin de la course, puisque il n'en résulte pas, par rapport aux valeurs limites, de dépassements de la poussée et du couple au moment où la contre-pression de positive devient négative, c'est que le second régime reste bien comparable au premier et qu'il n'y a pas dans l'écoulement de solution de continuité amenée par l'apparition du vide absolu, c'est-à-dire pas de phénomènes de cavitation marqués<sup>18)</sup>.

Pour des tuyères de plus grands diamètres, par exemple pour celle correspondant au coefficient  $\mu = 0,5$  dans le cas considéré ou  $H_s = H = 20$  m = cte, le couple calculé est inférieur au couple limite tant que l'angle d'inclinaison  $\alpha$  de la lentille est plus petit que  $30^\circ$ ; c'est donc qu'il n'y a alors point de cavitation et que le régime de contre-pression à l'aval de la lentille

<sup>16)</sup> Cas a), pour la lentille B voir fig. 16.

<sup>17)</sup> Si la vanne n'était pas située au même niveau que la tuyère, la pression en amont de la vanne dont il y aurait lieu de tenir compte pour le calcul des valeurs limites dans les conditions du cas a), serait plus grande ou plus petite que la pression en amont de la tuyère selon que cette dernière serait implantée plus haut ou plus bas que la vanne.

<sup>18)</sup> Voir remarque page 266 à la fin du chap. IV.

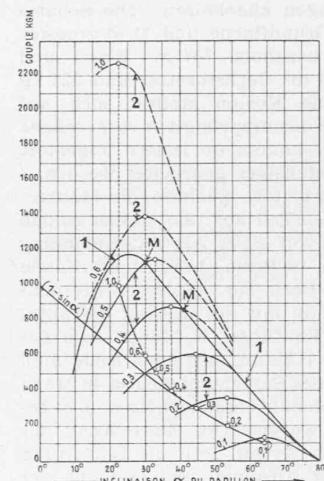


Fig. 21. Courbe 1 = couple limite, Courbes 2 = couples pour

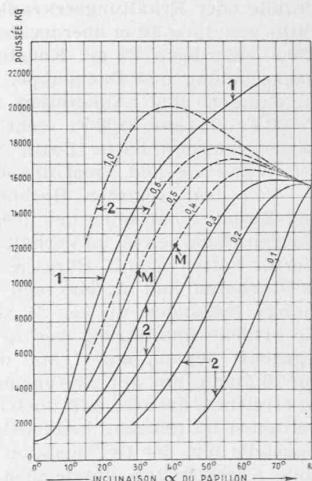


Fig. 22. Courbe 1 = poussée limite, Courbes 2 = poussées pour

$$\mu = 1,00 \dots 0,1$$

Lentille type B de diamètre  $D = 1$  m soumise à une pression d'amont constante  $H = 20$  m. Courbes des couples et des poussées pour différentes valeurs du coefficient  $\mu$  définissant la grandeur de la tuyère supposée implantée au même niveau que la vanne. M = début de la cavitation

reste comparable à lui-même, comme précédemment indiqué, que la contre-pression soit positive ou négative. Pour  $\alpha = 30^\circ$  le couple calculé atteint juste la même valeur que le couple limite correspondant à une contre-pression négative égale au vide absolu; on serait donc tenté d'admettre que le vide absolu est réellement établi à l'aval du papillon et qu'à partir de cette position de la lentille, la dépression ne pouvant plus s'accentuer, le couple ne peut pas dépasser la valeur limite correspondant au vide, c'est-à-dire au régime du cas a) caractérisé par la cavitation totale. La courbe de couple calculée et tracée dans cette partie en pointillé ne serait donc plus à prendre en considération et seule la courbe limite resterait valable. Nous montrerons plus loin qu'en réalité la courbe des vraies valeurs du couple peut dépasser quelque peu la courbe limite.

Pour de très grandes tuyères correspondant dans le cas de notre exemple à  $\mu = 0,6$  et 1,00, le régime de cavitation complète s'établit dès les petits angles  $\alpha$  d'inclinaison; la courbe limite seule doit donc être considérée et les courbes calculées ne sont que des fictions qui ne tiennent pas compte de l'impossibilité physique d'une dépression en valeur absolue supérieure à la pression barométrique. Elles ne pourraient revêtir un intérêt que si l'ensemble du système était placé dans une atmosphère comprimée, qui permettrait à la dépression à l'aval de la lentille de descendre, en-dessous de la pression à la sortie de la tuyère, d'une valeur supérieure à la pression  $H_b$  habituelle.

En vue de pouvoir examiner d'une façon plus approfondie ce passage du régime sans cavitation au régime avec cavitation, nous présentons sur la fig. 23 un deuxième exemple de calcul effectué sur des données correspondant précisément à une de nos conditions réelles d'essai. Il s'agit de la lentille B débitant, sous  $H = H_s = 23,30$  m = cte, à travers une tuyère définie par le coefficient  $\mu = 0,4285$ ; les valeurs des différentes grandeurs sont ramenées au cas d'un diamètre de lentille  $D = 1$  m. Les courbes du carré du débit  $Q^2$ , de poussée  $P$  et de couple  $C$ , sont tracées sur la fig. 23:

1<sup>o</sup>) Pour les valeurs du régime limite de cavitation totale, c'est-à-dire avec contre-pression négative et égale au vide absolu.

2<sup>o</sup>) Pour les valeurs calculées du régime sans cavitation, c'est-à-dire avec contre-pression positive, voire négative, mais sans solution de continuité dans l'écoulement.

3<sup>o</sup>) Pour les valeurs réellement mesurées au cours des essais correspondant aux données du calcul, valeurs qui diffèrent de celles calculées dans le sens indiqué précédemment<sup>19)</sup>.

L'examen de la fig. 23 conduit aux constatations suivantes. La courbe de couple calculée rencontre la courbe limite pour une valeur de l'angle d'inclinaison  $\alpha$  égale à  $35^\circ$ , position qui, d'après nos conclusions précédentes, devrait correspondre à l'établissement du vide, soit à la cavitation complète. Or, cette supposition ne se révèle pas entièrement exacte puisque pour  $\alpha = 35^\circ$  le débit mesuré,  $Q^2 = 28,6$  m<sup>6</sup>/sec<sup>2</sup>, est encore égal au débit calculé et notablement inférieur au débit limite  $Q^2 = 40,3$  m<sup>6</sup>/sec<sup>2</sup>; mais au-delà de  $\alpha = 35^\circ$  le débit mesuré devient plus petit que

le débit calculé sans faire intervenir la limite du vide absolu, autrement dit il n'y a pour  $\alpha = 35^\circ$  qu'un début de cavitation.

Si ce régime de cavitation partielle établit, pour  $\alpha = 35^\circ$ , un couple égal au couple limite, malgré un débit inférieur au débit limite, c'est que, probablement comme nous le faisons prévoir plus haut<sup>20)</sup>, ce régime correspondrait, dans la répartition des contre-pressions négatives à l'aval de la lentille, à une dissymétrie différente de celle du régime de cavitation totale, dissymétrie qui provoquerait un couple plus grand que le couple limite, correspondant au passage à travers la vanne du même

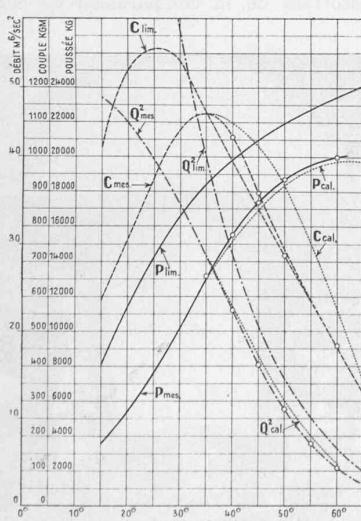


Fig. 23. Lentille type B,  $D = 1$  m, pression d'amont constante  $H = 23,30$  m. Poussées, couples et carrés du débit pour une tuyère correspondant à un coefficient  $\mu = 0,4285$ , et implantée au même niveau que la vanne

<sup>19)</sup> Voir page 276 à la fin du paragraphe c).

<sup>20)</sup> Voir page 275 à la fin du paragraphe a).

débit,  $Q^2 = 28,6$  m<sup>6</sup>/sec<sup>2</sup>, mais en régime de cavitation complète à l'aval.

Pour des valeurs croissantes de l'angle d'inclinaison le régime de cavitation partielle subsiste. Le débit mesuré devient toujours plus faible que le débit calculé, lui-même inférieur au débit limite. Le couple mesuré s'écarte du couple calculé, mais dépasse le couple limite; il s'en rapproche ensuite de nouveau jusqu'à l'égaliser, lorsque l'angle d'inclinaison  $\alpha$  prend des valeurs plus grandes pour lesquelles le régime de cavitation partielle produit, à l'égard du couple, les mêmes effets que le régime de cavitation totale, ceci malgré la différence de débit. La poussée mesurée s'élève au-dessus de la poussée calculée, à partir de l'inclinaison  $\alpha = 35^\circ$  marquant le début de la cavitation, puis lui reste supérieure, sans s'approcher cependant de la poussée limite qui correspondrait à un débit sensiblement plus grand.

En régime de cavitation partielle, où le couple calculé ne peut plus être pris en considération le dépassement du couple mesuré sur le couple limite, atteint au maximum environ 8 à 10%. Ce résultat est déduit de l'exemple de la fig. 23 et d'autres analogues, établis dans les mêmes conditions pour la comparaison des valeurs réellement mesurées par rapport aux valeurs calculées et aux valeurs limites. Pour les besoins de la pratique on peut, pensons-nous, se permettre de ne pas tenir compte de ce faible dépassement, eu égard aux incertitudes rencontrées dans les prévisions des données, sur la base desquelles le calcul doit être entrepris, et à la marge que l'on doit en conséquence prendre dans le choix des dimensions des organes, d'après le taux de travail déterminé et la résistance du matériau utilisé.

Tels sont les résultats de nos investigations au sujet du régime de cavitation partielle, régime intermédiaire entre le cas c) d'une contre-pression positive, voire négative, mais sans solution de continuité dans l'écoulement, et le cas a) d'une contre-pression négative égale au vide absolu. Ce régime intermédiaire entre l'amorçage partiel et l'amorçage complet correspond au passage des vannes de la première classe que nous avons considérée<sup>21)</sup> à celles de la seconde, fonctionnant avec le vide absolu établi à l'aval.

### VIII. De quelques comparaisons avec des résultats antérieurs - Conclusions

Ainsi que le faisait remarquer L. Du Bois, en conclusion des articles qu'il a fait paraître dans le Bulletin Technique de la Suisse Romande, la littérature traitant des vannes-papillons est extrêmement pauvre, aussi bien en ce qui concerne les résultats obtenus en station d'essais, que pour ceux relevés sur des exécutions industrielles. De plus, les divers auteurs ne donnent pas à la pression d'entrée  $H$  la même définition ou même ne précisent pas sa valeur numérique, dont la considération est, comme nous l'avons établi, des plus importantes lorsque la vanne est suivie d'un ajutage amorcé susceptible de provoquer des dépressions tendant au vide, à l'aval de la lentille<sup>22)</sup>. Or, ce vide se produit déjà, sans hauteur statique d'aspiration, avec des pressions amont relativement faibles, lorsque l'ajutage aval est divergent, voire seulement cylindrique et, pour des pressions plus élevées, même avec des ajutages convergents. Ce n'est que si la vanne débite à l'air libre<sup>23)</sup> que le carré du débit, la poussée et le couple étant approximativement proportionnels à la pression  $H$  d'amont, la connaissance exacte de sa valeur d'essai n'est pas rigoureusement indispensable et que la comparaison peut être effectuée d'après les coefficients de proportionnalité  $k_q$ ,  $k_p$  et  $k_c$ . Mais, à notre connaissance, aucun résultat d'expériences entreprises dans ces conditions n'a été publié, pas plus d'ailleurs qu'en ce qui concerne le régime avec ajutage aval en contre-pression positive<sup>24)</sup>.

Les essais sur des installations industrielles peuvent bien difficilement se faire avec une pression  $H$  d'amont variable, aussi ne peut-on pas en attendre une détermination systématique des valeurs des coefficients caractéristiques, tout au plus une vérification de celles trouvées en laboratoire. En outre, dans le cas de vannes à commande mécanique, l'estimation des rendements des divers engrenages qu'elles comportent, introduit, dans les calculs du couple hydraulique, un facteur d'incertitude qui rend les conclusions quelque peu aléatoires. Quoi qu'il en soit, les mesures de ce genre que nous avons en mains, confirment d'une manière générale l'ordre de grandeur des coefficients que nous avons obtenus par les essais entrepris.

Nous citerons en outre les résultats des mesures effectuées par les Ateliers Neyret-Beylier & Piccard-Pictet et déjà publiés par L. Du Bois<sup>25)</sup>, relatives au papillon de vidange de 1,20 m de

<sup>21)</sup> Voir chap. II.

<sup>22)</sup> Cas a), voir chap. VI.

<sup>23)</sup> Cas b), voir chap. VI.

<sup>24)</sup> Cas c), voir chap. VI.

<sup>25)</sup> Voir loc. cit.

diamètre du barrage de Teillet-Argenty, fonctionnant sous une charge brute de 35 m d'eau et débitant dans un ajutage aval sur la disposition duquel nous ne sommes pas renseignés. La pression totale  $H = H_1 + (v_1^2 : 2g)$  à l'entrée n'est pas indiquée, mais seulement la pression manométrique  $H_1 = 23$  m mesurée en position de couple hydraulique maximum, sous l'angle d'inclinaison  $\alpha = 22\frac{1}{2}^\circ$  de la lentille. Nous pouvons toutefois estimer cette pression  $H$  d'amont à 32,50 m environ, car d'après nos essais sur la lentille symétrique A<sup>26)</sup> ( $k_q = 2,7$  pour  $\alpha = 22\frac{1}{2}^\circ$  d'après graphique fig. 15) et en supposant que l'amorçage était complet, le débit devrait avoir atteint:

$$Q^2 = 2,7 \times \overline{1,20^4} (32,50 + 9,75) = 237 \text{ m}^3/\text{sec}^2$$

$$Q = 15,4 \text{ m}^3/\text{sec}$$

et la vitesse dans la section libre de 1,20 m de diamètre:  $v = 13,6 \text{ m/sec}$  correspondant à une hauteur représentative de 9,5 m, ce qui vérifie bien:  $H = 23 + 9,50 = 32,50 \text{ m}$ .

Si nous admettons encore, toujours d'après les résultats d'essais de la lentille symétrique, de donner au paramètre  $H_c$  la valeur de  $-7,60 \text{ m}$ , le couple hydraulique maximum relevé de 3700 kgm correspond à un coefficient  $k_c$  de 53,5:

$$C = 3,700 = k_c \times \overline{1,20^3} (32,50 + 7,60) \text{ soit } k_c = 53,5$$

valeur supérieure à celle que nous avons obtenue. Mais remarquons avec L. Du Bois qu'il s'agissait à Teillet-Argenty d'un papillon désaxé d'environ 0,025 m, puisqu'en position de fermeture la valeur du couple s'exerçant sur la lentille demeurait encore de 1000 kgm (poussée sous 35 m de pression statique = 40 000 kg). Or, selon nos essais, en position  $\alpha = 22\frac{1}{2}^\circ$  de la lentille ( $k_p = 435$  et  $H_p = -7,40$ ), la poussée devrait être approximativement de:

$$P = 435 \times \overline{1,20^2} (32,50 + 7,40) = 25 000 \text{ kg}$$

et produire un couple d'excentricité de  $25 000 \times 0,025 = 625 \text{ kgm}$  si bien que le couple hydraulique sur une lentille non excentrée serait seulement de 3075 kgm et le coefficient  $k_c$  correspondant de 44,5. Cette valeur maximum du coefficient de couple est comprise entre celles résultant des graphiques fig. 15 et 16 correspondant aux lentilles des types A et B. Nous ignorons il est vrai la forme réelle de l'ajutage aval, parfois convergent dans les vannes de vidange, et l'importance de l'amorçage qu'il pouvait assurer. Toutefois, étant donnée la valeur de la pression d'amont, nous avons de bonnes raisons de penser que cet amorçage devait être complet et établir le vide à l'aval de la lentille.

En ce qui concerne les essais en laboratoire, C. Keller et F. Salzmann<sup>27)</sup> ont publié la courbe d'un coefficient du couple  $\varphi$ , relevé au cours d'essais exécutés avec de l'eau, sur une lentille de 0,35 m de diamètre et en admettant la loi de proportionnalité:

$$C = \frac{\varphi \gamma}{12} D^3 H \text{ soit } k_c = \frac{\varphi \gamma}{12} = 83,3 \varphi$$

La valeur maximum atteinte  $\varphi = 1,245$  correspond à  $k_c = 103,5$ , soit à un chiffre plus de deux fois supérieur à ceux que nous avons obtenus. Les auteurs n'ayant pas indiqué la valeur de la pression d'amont lors de l'essai, il ne nous est pas possible d'approfondir la comparaison des résultats. La différence pourrait s'expliquer si l'essai a eu lieu avec un ajutage aval amorcé, sans que le calcul du coefficient  $\varphi$  tienne compte de l'effet de dépression correspondant et caractérisé par le paramètre négatif  $H_c$ :

$$C = k_c D^3 (H - H_c)$$

Nous supposons qu'il en est de même pour les essais effectués par Th. Bell & Cie. pour le compte de L. de Roll et que cite Du Bois<sup>28)</sup>. Si l'on admet que la pression de 6,40 m indiquée correspondait à la pression d'amont  $H = H_1 + (v_1^2 : 2g)$  et que l'amorçage était complet dans l'ajutage aval, le coefficient maximum de couple de 92 obtenu, se réduirait avec notre façon de calculer et en admettant, d'après nos essais, que la valeur du paramètre  $H_c$  est d'environ  $-7,60 \text{ m}$ , à:

$$k_c = 92 \frac{6,40}{6,40 + 7,60} = 42$$

soit encore une valeur voisine de celles auxquelles nous avons abouti. Nous serions heureux que ces remarques provoquent de la part des expérimentateurs des indications complémentaires et des vérifications bienvenues.

Enfin, parmi les résultats des essais américains, effectués par E. A. Dow et publiés en Mai 1929, par la National Electric Light Association, seuls ceux relatifs à la vanne-papillon de 8", débitant sans contre-pression dans un long ajutage aval, partie conique et horizontale, partie cylindrique et vertical, peuvent faire l'objet d'un calcul de recouplement.

<sup>26)</sup> L'application des coefficients de la lentille B (fig. 16) conduirait à des chiffres peu différents.

<sup>27)</sup> Voir loc. cit. fig. 5, courbe C.

<sup>28)</sup> Voir loc. cit. Note complémentaire.

TABLEAU I.

Essais de E. A. Dow, National El. Light Ass. May 1929.

Angle d'inclinaison $\alpha$ de la lentille	10°	15°	20°	25°	30°	35°	40°	
Section libre dans la vanne papillon	en % de la section totale soit $1 - \sin \alpha$	82,6	74,1	65,8	57,8	50	42,7	35,7
	en $\text{m}^2$	0,02675	0,0240	0,02135	0,01873	0,0162	0,01383	0,01155
Vitesse d'écoulement dans la section libre	en ft/sec	42,1	43,7	43,9	43,3	42,2	41,1	40
	en m/sec	12,82	13,32	13,40	13,20	12,88	12,52	12,20
Débit de la vanne papillon	$Q$ en $\text{m}^3/\text{sec}$	0,344	0,320	0,286	0,247	0,2085	0,1733	0,1415
	au carré $Q^2$ en $\text{m}^6/\text{sec}^2$	0,1182	0,1023	0,0818	0,061	0,0435	0,03	0,02
$Q^2 = k_q D^4 (H - H_c)$								
$D = 0,203, H = 6,71$		4,22	3,66	2,92	2,18	1,55	1,07	0,71
$H_c = -9,75$								
Coefficient $k_q = *$								
Couple hydraulique sur la lentille	$C$ en $\text{ft} \times \text{lb}$	47,5	49,5	46	41	35	29	22,5
	$C$ en $\text{kg} \times \text{m}$	6,58	6,85	6,37	5,68	4,85	4,01	3,12
$C = k_c D^3 (H - H_c)$								
Valeurs de $H_c$ en m admises selon fig. 15	-8,0	-7,8	-7,65	-7,60	-7,70	-7,90	-8,1	
Coefficient $k_c$	53,3	56,4	53,0	47,4	40,1	32,8	25,2	

\*) Les valeurs du débit et par conséquent du coefficient  $k_q$  ont du être influencées, surtout aux fortes ouvertures, par la présence du coude à  $90^\circ$  situé à peu de distance de la sortie de la vanne.

Il s'agit d'une vanne de diamètre  $D = 8'' = 0,203 \text{ m}$ , soumise à l'amont à une pression brute de  $H = 22' = 6,71 \text{ m}$  que nous assimilerons à la pression totale d'entrée, en négligeant la perte de charge dans la tuyauterie d'amenée, qui paraît être de longueur très réduite, trop courte même pour être certain d'obtenir un écoulement de l'eau bien parallèle et régulier à l'arrivée dans la vanne. D'après les valeurs tirées du graphique publié dans la revue précitée, nous avons calculé les chiffres du tableau I, en supposant un amorçage complet (vide absolu).

Les valeurs obtenues pour les coefficients du carré du débit  $k_q$  et du couple  $k_c$  ont ensuite été portées en courbes dans le graphique fig. 24 où figurent également celles des coefficients relatifs aux lentilles A et B en régime d'amorçage complet. Pour interpréter les écarts qui ressortent de la comparaison de ces courbes, il faudrait connaître les différences de forme des lentilles utilisées, puis pour ce qui est des essais de E. A. Dow pouvoir juger, mieux que

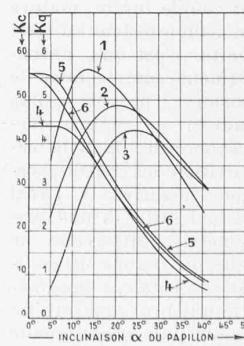


Fig. 24. Comparaison avec les essais de E. A. Dow

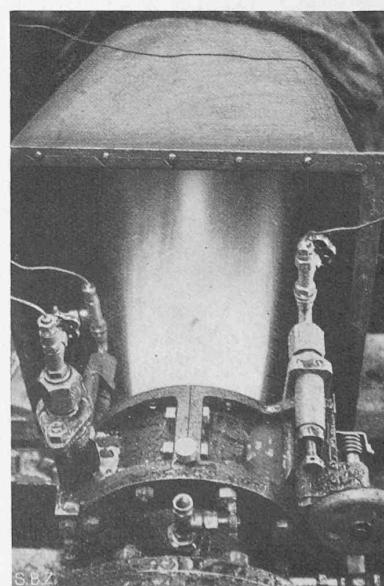
Courbe 1 =  $k_c$  essais Dow" 2 =  $k_c$  lentille A" 3 =  $k_c$  lentille B" 4 =  $k_q$  essais Dow" 5 =  $k_q$  lentille A" 6 =  $k_q$  lentille B

Fig. 25. Vanne d'essai débitant à l'air libre

TABLEAU II.

Comparaison avec les Essais à l'air de C. Keller &amp; F. Salzmann.

Angle d'inclinaison $\alpha$ de la lentille	15°	20°	25°	30°	35°	40°	45°	50°	60°
Coefficient $k_q$	K. & S.	20,8	11,9	7,9	4,91	2,77	1,65	0,92	0,52
	Lentille A	25,0	15,0	8,33	4,8	2,85	1,73	1,09	0,65
	Lentille B	22,75	12,5	7,3	4,4	2,75	1,76	1,11	0,67
Coefficient $k_p$	K. & S.	1645	1450	1380	1270	1170	1095	1025	962
	Lentille A	2180	1745	1475	1295	1175	1108	1052	1010
	Lentille B	1825	1585	1440	1340	1250	1180	1115	1055
Coefficient $k_c$	K. & S.	268	189	137	99,5	70,7	52,2	38,6	28,8
	Lentille A	455	311	213	150	102,8	74	53	38
	Lentille B	322	238	188	150	119	94	75	59
									12,65

ne le permet le schéma publié, des conditions d'entrée de l'eau dans la tubulure d'amenée, au point de vue de l'uniformité de l'écoulement de l'eau abordant la lentille. Il faudrait enfin savoir si l'amorçage était bien complet lors des mesures de E. A. Dow et si par conséquent ses résultats sont bien comparables aux nôtres. Si d'après nos expériences, la pression amont de 6,71 m est un peu faible, pour assurer l'amorçage complet avec un ajutage divergent mais horizontal, il est bien possible et même probable que cet amorçage complet a bien été établi dans le dispositif de E. A. Dow, grâce à la hauteur statique d'aspiration de 16' qu'il comportait. D'une manière générale, l'ordre de grandeur des coefficients et l'allure de leur variation sont tout de même bien conformes.

Nous avons déjà cité au début de notre étude<sup>29)</sup>, puis à l'occasion de l'exposé<sup>30)</sup> des moyens que nous avions employés, les essais entrepris par C. Keller et F. Salzmann et qui ont fait, de leur part, l'objet d'une publication en 1936. Ces essais ont été exécutés sous écoulement d'air et nous avons montré<sup>31)</sup> pour quelles raisons les résultats de telles expériences ne pouvaient être appliqués au cas de l'écoulement d'eau, que si celui-ci avait lieu avec une contre-pression aval suffisante (cas c) pour qu'aucun phénomène de cavitation, même partielle, ne soit à craindre.

Les auteurs eux-mêmes, sans préciser dans quelles conditions leurs résultats étaient directement utilisables pour le calcul d'un papillon hydraulique, ont néanmoins exprimé à leur sujet une remarque, qui témoignait de leur préoccupation, en ce qui concerne les conséquences de la cavitation. Ils écrivaient en effet, dans leur publication, que lors d'une application réelle sous écoulement d'eau, avec des différences de pression assez fortes et une contre-pression relativement faible, la poussée et le couple n'atteindraient pas les valeurs résultant de leurs essais, à cause de la limite imposée à la dépression à l'aval de la lentille, par la cavitation.

Mais, malgré cela, ils ont développé l'exposé de leurs résultats, comme s'ils devaient être appliqués au cas d'une contre-pression nulle et nous supposons que c'est la raison pour laquelle ils ont introduit comme variable, non pas la différence de pression  $\Delta H$ , dont la définition nous a paru la plus logique, mais une pression que nous désignerons par  $H_{ks}$

$$H_{ks} = \left( H_1 + \frac{v_1^2}{2g} \right) - H_2$$

$$= \Delta H + \frac{v_2^2}{2g}$$

En effet, si comme dans les essais de C. Keller et F. Salzmann,  $H_2 = 0$ , ou si du moins  $H_2 = \text{cte}$ , les valeurs de la variable  $H_{ks}$ , en fonction de laquelle les auteurs ont exprimé le débit  $Q$ , la poussée  $P$  et le couple  $C$ , peuvent facilement être déterminées en considérant seulement les conditions d'amont  $H_1$ ,  $v_1$ . Mais dans les applications de la pratique, ce n'est que si  $H_2 = 0$ , c'est-à-dire que la vanne est suivie d'un ajutage cylindrique relativement court débouchant à l'atmosphère, que la contre-pression  $H_2$  est constante et indépendante du débit; or, dans ce cas, les résultats de Keller et Salzmann ne sont pas utilisables dès que la pression d'amont atteint au plus une dizaine de mètres d'eau. Quand il existe une contre-pression positive suffisante (cas c) pour permettre l'application de résultats tels que ceux de Keller et Salzmann, cette contre-pression  $H_2$  est, comme ( $v_2^2 : 2g$ ), fonction du débit  $Q$  et il est dès lors plus aisé de déterminer les valeurs de la variable  $\Delta H$ .

Nous ramènerons donc les coefficients de C. Keller et F. Salzmann aux nôtres, en observant tout d'abord que de:

$$\Delta H = H_{ks} - \frac{v_2^2}{2g}$$

<sup>29)</sup> Voir renvoi 1), page 262. <sup>30)</sup> Voir renvoi 7), p. 263. <sup>31)</sup> Voir chap. III.

on peut tirer  $\Delta H = \frac{12,1}{12,1 + k_q} H_{ks}$  avec  $2g \left( \frac{\pi}{4} \right)^2 = 12,1$

Autrement dit, pour une inclinaison  $\alpha$  déterminée de la lentille ( $k_q = \text{cte}$ ),  $\Delta H$  et  $H_{ks}$  sont proportionnels et il y a équivalence entre la relation proposée par Keller et Salzmann, pour le débit:  $Q = k_d \frac{\pi}{4} D^2 \sqrt{2g H_{ks}}$   $Q^2 = 12,1 k_d^2 D^4 H_{ks}$

et le nôtre:  $Q^2 = k_q D^4 \Delta H$

A partir du coefficient  $k_d$ , on calcule dès lors celui  $k_q$  par

$$k_q = \frac{12,1 k_d^2}{1 - k_d^2}$$

Par contre, pour retrouver les formules présentées par C. Keller et F. Salzmann pour le couple et la poussée, il faut, dans nos équations, négliger les termes correctifs  $H_c$  et  $H_p$  devant  $\Delta H$  et écrire:  $C = k_c D^3 \Delta H$  comparable à:  $C = \varphi \frac{\gamma}{12} D^3 H_{ks}$

$$P = k_p D^2 \Delta H \text{ comparable à: } P = \left( \frac{R}{R_{st}} \right) \gamma \frac{\pi}{4} D^2 H_{ks}$$

On obtient alors entre les coefficients les relations suivantes:

$$k_c = 83,3 \varphi \frac{12,1 + k_q}{12,1} \text{ pour le couple}$$

$$k_p = 786 \left( \frac{R}{R_{st}} \right) \frac{12,1 + k_q}{12,1} \text{ pour la poussée}$$

Le tableau II donne, pour différents angles d'inclinaison  $\alpha$  de la lentille, les valeurs des coefficients de débit, de couple et de poussée déduites des résultats de C. Keller et F. Salzmann, d'une part, et de nos essais des lentilles A et B, d'autre part.

D'une manière générale, l'allure de la loi de variation des coefficients est bien la même. La concordance est particulièrement réjouissante pour le coefficient de débit  $k_q$ ; pour le coefficient de poussée  $k_p$  elle est également bonne, mais elle l'est moins pour le coefficient de couple  $k_c$ .

Ces écarts peuvent partiellement s'expliquer:

par la différence existant entre les angles de fermeture des modèles de lentilles utilisées, 90° dans le cas de C. Keller et F. Salzmann, 80° dans le nôtre;

par les différences éventuelles entre les formes et spécialement les épaisseurs relatives des lentilles employées;

par le fait que, faute de connaître la ou les pressions réelles d'essai de ces expérimentateurs, notre comparaison sur les coefficients n'est pas rigoureuse, puisque pour y procéder nous avons dû négliger des termes correctifs  $H_p$  et  $H_c$ , que nos résultats nous ont obligés de considérer (il est vrai que pour la lentille A, nous avons obtenu  $H_c = 0$ ),

par des conditions de similitude imparfaites, en particulier des degrés différents de pré-turbulence (voir remarque 10, page 264).

En résumé, les essais entrepris par les Ateliers des Charmilles ont permis de faire ressortir que la pression à faire intervenir dans les formules de la poussée et du couple n'est ni la pression manométrique, ni la pression totale à l'amont seulement. Ceci paraît bien évident pour le cas (c) où il existe une contre-pression positive, mais est également juste pour le cas (a) d'une pression négative et égale au vide absolu et même pour le cas (b) d'une contre-pression nulle.

Dans le cas (c) d'une contre-pression positive, voire négative, mais sans cavitation, les coefficients  $k_q$ ,  $k_p$ ,  $k_c$  sont de valeur très différentes de celles des autres régimes.

Dans les cas (a) et (b) d'une contre-pression nulle, ou négative et égale au vide absolu, les coefficients  $k_q$ ,  $k_p$ ,  $k_c$ , sont au contraire de valeurs très voisines, pratiquement égales, et en particulier, il n'y a pas doublement du coefficient de couple  $k_c$  de l'un à l'autre cas, comme le croyait L. Du Bois<sup>32)</sup>. Seuls les termes  $H_q$ ,  $H_p$  et  $H_c$  diffèrent dans le sens que nous avons montré.

Nous espérons que cette étude d'un système de vanne employé depuis si longtemps, mais dont les caractéristiques étaient néanmoins restées mal connues et sujettes à controverses, aidera, pour la sécurité et l'intérêt communs des exploitants et des constructeurs, à leur détermination certaine.

Nous nous plairons, en terminant, à rendre hommage à E. Fulpius qui a conçu l'intéressant dispositif d'essai utilisé et en a assuré la parfaite mise au point, puis à L. Alamartine et M. Wenger qui ont conduit les opérations expérimentales et nous ont grandement aidés dans les calculs de leurs résultats.

<sup>32)</sup> Le chiffre de 57 que calculait L. Du Bois pour la valeur maximum du coefficient  $k_c$  se révèle assez exacte pour les deux cas envisagés. Nos essais nous ont, il est vrai, conduits à des valeurs légèrement inférieures.