

**Zeitschrift:** Schweizerische Bauzeitung  
**Herausgeber:** Verlags-AG der akademischen technischen Vereine  
**Band:** 111/112 (1938)  
**Heft:** 22

**Artikel:** Contribution à l'étude des vannes-papillons  
**Autor:** Gaden, D.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-49863>

#### 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:** 09.02.2026

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

INHALT: Contribution à l'étude des vannes-papillons. — Geotechnische Eigenschaften und Bestimmungsmethoden der Lockergesteine. — Tessiner Architekten von heute. — Aussichten der Luftschiffahrt. — Mitteilungen: Sulzer-Diesellokomotive für die PLM. Die Holzverzuckerung.

Verdampfungsversuche an Niederdruckdampfkesseln. Schweizer Polizeifunkstellen. Neuzeitlicher Ingenieurholzbau. 100 Jahre Eidgen. Landestopographie. Eisenbahnbrücken im Rheinland. — Nekrologe: Siegfried Abt. Jul. Osterwalder. — Literatur. — Mitteilungen der Vereine.

## Band 111

Der S.I.A. ist für den Inhalt des redaktionellen Teils seiner Vereinsorgane nicht verantwortlich  
Nachdruck von Text oder Abbildungen ist nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet

## Nr. 22

## 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 268

Jusqu'ici, la confrontation avec les prévisions du chapitre IV est tout à fait satisfaisante et l'interprétation des résultats obtenus, non seulement avec l'inclinaison  $\alpha = 30^\circ$  dont nous publions le diagramme, mais avec ceux analogues relevés de 5 en 5 degrés d'inclinaison, confirment le bien-fondé de nos suppositions quant à la répartition des pressions autour de la lentille. Tout au plus observe-t-on, surtout dans les essais avec de faibles inclinaisons, que les points de  $P$  et de  $C$  (poussée et couple) témoignent d'une certaine dispersion (solution de continuité) au passage du régime avec amorçage partiel à celui avec amortissement complet. En particulier, en ce qui concerne le couple (voir fig. 13 pour  $\alpha = 25^\circ$ ) il semblerait que la courbe  $C$ , correspondant à l'amorçage partiel, ait tendance à dépasser en  $C'$  la droite  $C$  du régime avec amortissement complet, comme si, avant que le vide absolu s'établisse au voisinage des deux extrémités de la lentille, il existait un régime où ce vide était atteint vers une seule extrémité — celle d'amont qui, du fait de sa position par rapport au courant, serait la première le siège d'une cavitation — régime pour lequel cette dissymétrie provoquerait un couple plus grand (de 8 à 10% environ) que celui de l'amorçage complet. Nous aurons l'occasion de revenir plus loin sur cette remarque.

b) Contre-pressure aval nulle (pas d'ajutage). Si l'on considère maintenant le fonctionnement sans ajutage aval, pour lequel l'amorçage devrait être nul, on remarque que les résultats des essais ne traduisent pas exactement notre attente, basée sur l'établissement de la pression atmosphérique sur toute la face aval de la lentille. Mais c'est que précisément, pour les diverses pressions réalisées aux essais, il se produit encore un certain amortissement partiel.

En effet, les points  $Q^2$  (carré du débit) ne s'alignent pas sur l'origine, comme cela devrait être le cas si la pression dans les sections étranglées était égale à la pression atmosphérique. La vitesse d'écoulement serait alors proportionnelle à  $\sqrt{2} g H$  et on aurait bien:  $Q^2 = k_q D^4 H$

Sur le diagramme fig. 11 au contraire, la loi de  $Q^2$  se traduit par une droite coupant l'axe des abscisses en un point correspondant à une pression négative de 1 m, c'est-à-dire dont l'équation s'écrit:

$$Q^2 = k_q D^4 (H - H_q)$$

avec dans le cas particulier:  $k_q = 1,65 \text{ m/sec}^2$  et  $H_q = -1 \text{ m}$ .

Le corps de vanne, sans prolongation aucune, suffit donc à donner lieu à un amortissement partiel, mais à part cela il est remarquable de constater que les fonctionnements avec et sans ajutage correspondent à des droites de débit bien parallèles, autrement dit qu'ils réalisent le même coefficient de débit  $k_q$  de la vanne.

L'existence d'un certain vide à l'aval de la lentille constitue la raison probable des différences constatées entre nos prévisions et les résultats d'essais. Il est, à ce sujet, très important de remarquer, en considérant à nouveau la fig. 1 où nous supprimerons par la pensée l'ajutage, au delà de la section  $j_n$ , que l'effet d'amorçage dû à la présence du corps de vanne s'exerce beaucoup plus sur le débit de la section étranglée  $e_m$  que sur celui de la section  $d_j$  qui n'est suivi d'aucun prolongement. Cet effet corrige donc en quelque mesure l'inégalité de débit signalée au début du chapitre IV, au profit de la section  $d_j$ . La répartition des filets liquides se dirigeant vers les sections  $e_m$  et  $d_j$  est par suite certainement modifiée, par rapport à ce qu'elle était dans le fonctionnement avec ajutage, et avec elle la répartition des pressions autour de la lentille.

Ainsi s'explique, à notre avis, non seulement le fait que les droites  $P$  et  $C$  ne passent pas tout à fait par l'origine (influence d'un certain diagramme de pression d'aval), mais aussi celui qu'elles correspondent à des coefficients  $k_p$  et  $k_c$  légèrement différents de ceux du fonctionnement avec ajutage aval (répartitions différentes des débits et des pressions<sup>18)</sup>). Dans le cas du diagramme de la fig. 11 les droites de poussée et de couple couvrent l'axe des abscisses pour  $H_p = +1 \text{ m}$  et  $H_c = +0,50 \text{ m}$  et admettent les coefficients angulaires:

$$k_p = 520 \text{ k/m}^3 \text{ au lieu de } 556 \text{ k/m}^3 \text{ avec ajutage divergent}$$

$$k_c = 43,8 \text{ k/m}^3 \text{ au lieu de } 40,7 \text{ k/m}^3 \text{ avec ajutage divergent}$$

Signalons encore, en passant, l'influence notable, mais évidente, de la longueur aval du corps de vanne sur l'importance de l'amorçage et en conséquence sur la valeur des coefficients correspondant au fonctionnement sans ajutage. Nous avons eu plusieurs occasions de le vérifier au cours des différentes mesures entreprises.

c) Contre-pressure aval positive (ajutage à orifice réduit). Le tracé des courbes  $P$ ,  $C$  et  $Q^2$  a été effectué, comme pour le diagramme théorique de la fig. 3, en fonction de la différence de pression (perte de charge)  $\Delta H$  définie au chapitre IV.

<sup>18)</sup> Le fait signalé page 265 d'une légère influence de la pression  $H$  sur le diagramme des pressions aval — influence différente dans le cas du fonctionnement avec et sans ajutage divergent — peut aussi expliquer un faible écart entre les valeurs de  $k_p$  et de  $k_c$  correspondant à ces deux cas.

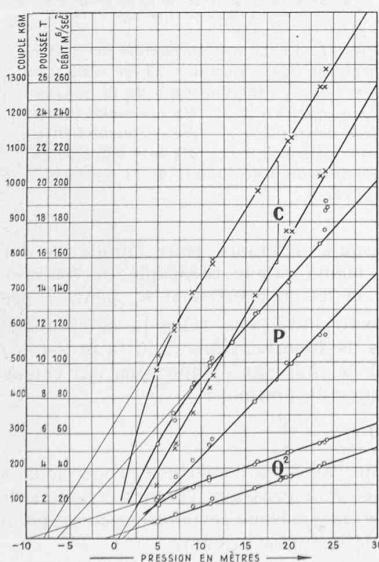


Fig. 11. Lentille A,  $\alpha = 30^\circ$

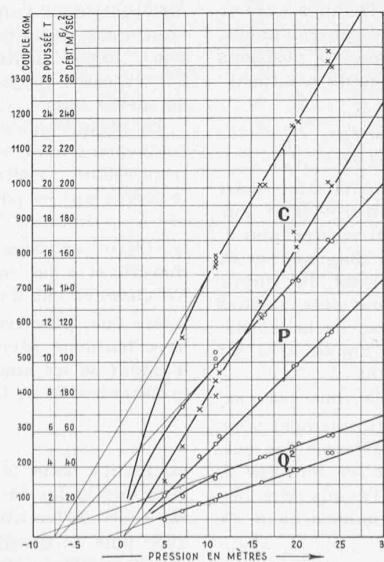


Fig. 12. Lentille B,  $\alpha = 30^\circ$

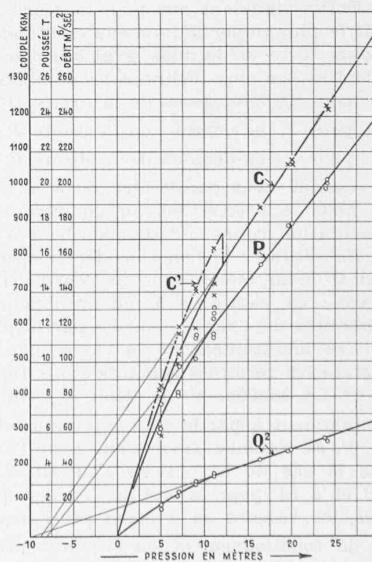


Fig. 13. Lentille C,  $\alpha = 25^\circ$

Essais avec contre-pressure nulle (courbes inférieures) ou négative (courbes supérieures). Courbes des couples C, poussées P et carrés des débits  $Q^2$  en fonction de la pression H d'entrée pour une lentille de 1 m de diamètre, inclinée de  $\alpha$ .

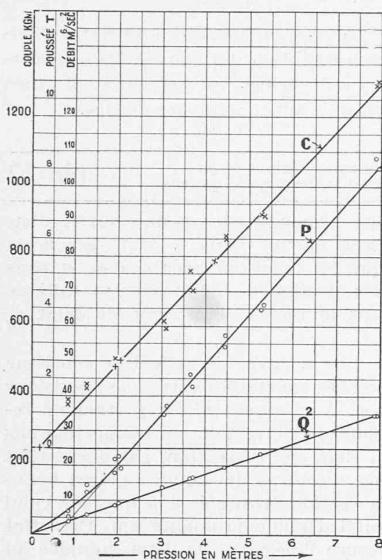


Fig. 14. Lentille B, contre-pression positive. Couples, poussées et carrés des débits, en fonction de  $H$ , pour  $D = 1$  m,  $\alpha = 30^\circ$

Pour les fig. 15 à 20 :

$$\begin{aligned} P \text{ en kg} &= k_p D^2 (\Delta H - H_p) \\ C \text{ en kgm} &= k_c D^3 (\Delta H - H_c) \\ Q^2 \text{ en m}^6/\text{s}^2 &= k_q D^4 (\Delta H) \\ D \text{ en m}, H \text{ en m d'eau} \end{aligned}$$

La détermination du coefficient  $k_q$  par le procédé décrit au chapitre V (voir page 266) a été faite avec des tuyères de diamètres d'orifice différents. Elle a conduit, pour chaque inclinaison de lentille, à des valeurs de  $k_q$  pratiquement égales, vérifiant bien la loi:  $Q^2 = k_q D^4 \Delta H$   
 $k_q$  étant seulement fonction de l'inclinaison.

Comme prévu, les valeurs de  $k_q$  sont bien plus grandes que dans les cas précédents pour les raisons exposées au chapitre IV. En particulier pour la lentille du type B et l'inclinaison  $\alpha = 30^\circ$  (cas de la fig. 14) on trouve  $k_q = 4,40 \text{ m/sec}^2$  au lieu de  $1,65 \text{ m/sec}^2$  pour la même lentille et la même inclinaison, mais dans le régime d'amorçage complet ou d'amorçage nul (cas de la fig. 11).

Les lois de poussée et de couple en fonction de la différence de pression  $\Delta H$  se révèlent bien de forme linéaire, ainsi que présumé selon le diagramme théorique de la fig. 2, d'allure comparable à celui pris en exemple de la fig. 14, correspondant à l'essai de la lentille B sous l'inclinaison  $\alpha = 30^\circ$ . Les coefficients angulaires des droites  $P$  et  $C$  sont encore, comme prévu, bien supérieurs à ceux des deux cas précédents. Toutefois, les deux droites  $P$  et  $C$  ne passent pas toujours exactement par l'origine.

Enfin, signalons que pour certains relevés, effectués avec le débit le plus important, obtenu en utilisant la pression  $H$  d'amont la plus forte et la plus grande tuyère, puis avec les positions de lentille les plus inclinées, les points correspondants se situent:

- pour  $Q^2$  en-dessous de la droite  $Q^2 = k_q \Delta H$
- pour  $P$  en-dessus de la droite  $P = k_p (\Delta H - H_p)$
- pour  $C$  en-dessous de la droite  $C = k_c (\Delta H - H_c)$

Ce résultat nous paraît être dû à un début de cavitation ainsi que nous le préciserons au chapitre suivant, en revenant sur l'observation connexe faite plus haut à la fin du paragraphe a.

**En résumé:** Si l'on considère l'ensemble des diagrammes  $P$ ,  $C$  et  $Q^2$  d'un même type de lentille, tels que ceux qui furent relevés aux essais de  $5^\circ$  en  $5^\circ$  d'inclinaison pour des valeurs croissantes de l'angle  $\alpha$  formé par le plan médian de la lentille et l'axe longitudinal de la vanne, dans le sens amont aval, on constate les résultats suivants (voir fig. 15 à 20):

1° Le coefficient de débit  $k_q$  diminue, dans tous les cas, constamment à partir d'un maximum, obtenu naturellement pour  $\alpha = 0^\circ$ , et s'annule finalement pour l'angle  $\alpha$  de fermeture qui, dans le cas de nos essais s'élevait à  $80^\circ$  pour les lentilles A et B et à  $73^\circ$  pour la lentille C. Ainsi que nous l'avons déjà observé, les valeurs de  $k_q$  sont pratiquement les mêmes dans les cas de fonctionnement où la contre-pression est nulle ou égale au vide; leur maximum reste inférieur au chiffre théorique de  $12,1 \text{ m/sec}^2$  de l'équation (III) et n'en représente approximativement que les  $45\%$ .

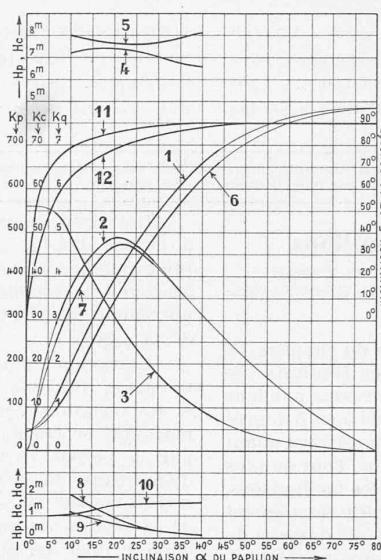


Fig. 15. Lentille A  
en régime de contre-pression nulle ou égale au vide: Coefficients caractéristiques en fonction de l'inclinaison  $\alpha$  de la lentille

Coefficients pour le régime de contrepression égale au vide

$$\begin{aligned} k_p &= \text{courbe } 1 & H_p &= \text{courbe } 4 \text{ (neg.)} \\ k_c &= \text{courbe } 2 & H_c &= \text{courbe } 5 \text{ (neg.)} \\ k_q &= \text{courbe } 3 & H_q &= -9,75 \text{ m (neg.)} \\ D \text{ en m}, H \text{ en m d'eau} \end{aligned}$$

Inclinaison  $\delta$  de l'angle de la poussée = courbe 11

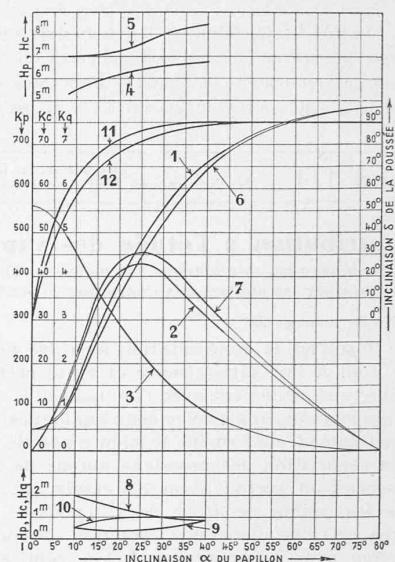


Fig. 16. Lentille B  
en régime de contre-pression nulle ou égale au vide: Coefficients caractéristiques en fonction de l'inclinaison  $\alpha$  de la lentille

Coefficients pour le régime de contrepression nulle

$$\begin{aligned} k_p &= \text{courbe } 6 & H_p &= \text{courbe } 8 \text{ (pos.)} \\ k_c &= \text{courbe } 7 & H_c &= \text{courbe } 9 \text{ (pos.)} \\ k_q &= \text{courbe } 3 & H_q &= \text{courbe } 10 \text{ (neg.)} \\ D \text{ en m}, H \text{ en m d'eau} \end{aligned}$$

$\delta$  = courbe 12

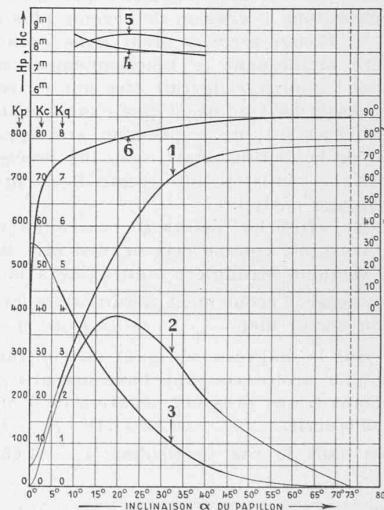


Fig. 17. Lentille C en régime de contre-pression égale au vide: Coeff. caract. en fonction de l'inclinaison  $\alpha$  de la lentille.

$$\begin{aligned} k_p &= \text{courbe } 1 & H_p &= \text{courbe } 4 \text{ (neg.)} \\ k_c &= \text{courbe } 2 & H_c &= \text{courbe } 5 \text{ (neg.)} \\ k_q &= \text{courbe } 3 & H_q &= -9,75 \text{ m (neg.)} \\ D \text{ en m}, H \text{ en m d'eau} \end{aligned}$$

Inclinaison  $\delta$  de l'angle de la poussée = courbe 6

Les valeurs de  $k_q$  en régime de fonctionnement avec contre-pression positive sont, pour les mêmes inclinaisons bien supérieures à celles du cas précédent.

2° Dans les cas de fonctionnement où la contre-pression est nulle ou égale au vide, les coefficients de poussée  $k_p$  augmentent continuellement, jusqu'à atteindre pour l'angle de fermeture  $\alpha = 80^\circ$  ou  $73^\circ$  la valeur théorique de  $786 \text{ k/m}^3$  de l'équation (I). Ils sont légèrement différents dans l'un et l'autre cas, mais pour une même lentille, l'écart reste toujours de même sens.

En régime de fonctionnement avec contre-pression positive, le coefficient de poussée  $k_p$  diminue au contraire constamment jusqu'à atteindre pour l'angle de fermeture  $\alpha = 80^\circ$  ou  $73^\circ$  la même valeur théorique de  $786 \text{ k/m}^3$ . Ce changement d'allure de la loi du coefficient  $k_p$  peut, à première vue, paraître paradoxal, mais pour faire la comparaison avec les deux premiers cas de fonctionnement, où la pression  $H$  d'amont serait constante, il ne faut pas oublier que, par valeurs croissantes de  $\alpha$ , la différence de pression:

$$\Delta H = \frac{Q^2}{k_q}$$

augmente dans le troisième cas dans d'énormes proportions, si bien que la loi de la poussée  $P$ , à pression d'amont  $H$  constante, est toute différente de celle de  $k_p$ . Nous reviendrons sur ce point, avec plus de détails, dans le chapitre suivant.

Les valeurs de  $H_p$  varient un peu d'une inclinaison à une autre, mais restent tout de même voisines sur la gamme des inclinaisons les plus intéressantes.

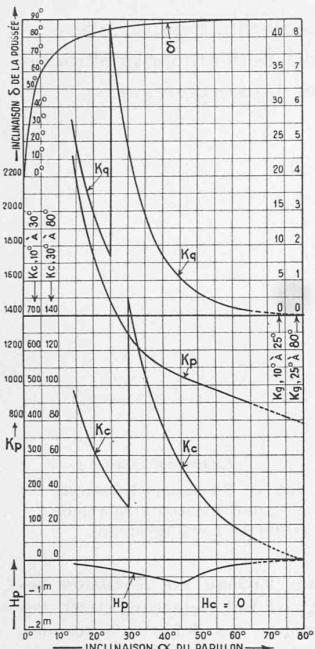


Fig. 18. Lentille A  
en régime de contre-pression positive: Coefficients caractéristiques en fonction de l'inclinaison  $\alpha$  de la lentille

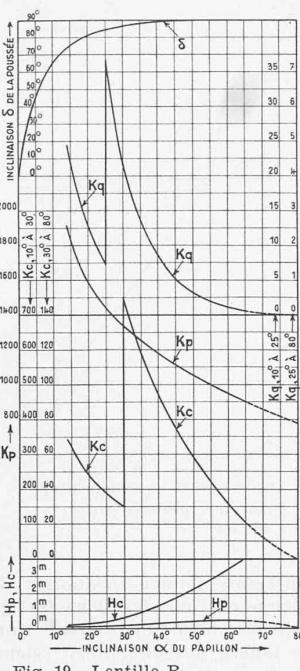


Fig. 19. Lentille B

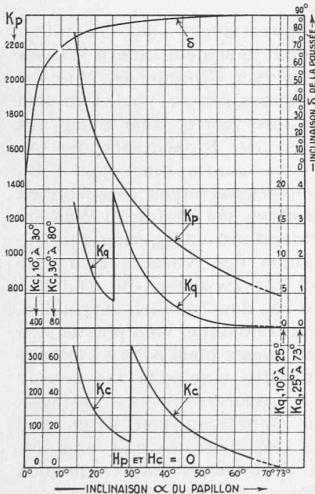


Fig. 20. Lentille C en régime de contre-pression positive: Coefficients caractéristiques en fonction de l'inclinaison  $\alpha$  de la lentille

En régime de fonctionnement avec contre-pression positive, le coefficient de couple  $k_c$  diminue au contraire constamment jusqu'à atteindre une valeur nulle pour  $\alpha = 80^\circ$  ou  $73^\circ$  (vanne fermée). Ici encore, ce changement d'allure de la loi du coefficient  $k_c$ , ne doit pas être interprété sans autre, au point de vue de la loi du couple  $C$ , attendu, qu'ainsi que nous venons de le remarquer au sujet de la poussée, la différence de pression  $\Delta H$ , varie d'une façon très importante en fonction de l'inclinaison  $\alpha$ .

4° L'angle  $\delta$  que fait la direction de la poussée  $P$  avec le plan médian de la lentille, s'établit à environ  $90^\circ$  dès que l'angle d'inclinaison  $\alpha$  devient appréciable. La poussée, résultant des efforts de pression le long de la lentille, doit bien en effet être théoriquement perpendiculaire à son plan de symétrie, pour autant du moins qu'on néglige les effets de pénétration et de frottement. Or, ceux-ci pour les petits angles ne sont plus négligeables; l'angle  $\delta$  en est affecté et diminue jusqu'à tendre vers zéro pour  $\alpha = 0^\circ$  (vanne toute ouverte). La poussée  $P$  dirigée dans le sens de l'écoulement est alors assimilable à la trainée d'une aile.

Les constatations ci-dessus exposées sont graphiquement résumées par les courbes des figures:

No. 15 pour la lentille A, dans les cas a) et b); No. 18 id dans le cas c),

No. 16 pour la lentille B, dans les cas a) et b); No. 19 id dans le cas c),

No. 17 pour la lentille C, dans le cas a); No. 20 id dans le cas c).

Elles représentent en fonction de l'angle  $\alpha$  les valeurs de  $k_q$ ,  $k_p$ ,  $k_c$ ,  $H_p$ ,  $H_c$  et  $\delta$  et condensent tous les résultats des mesures de débit, de poussée et de couple, dans les trois régimes de fonctionnement envisagés avec contre-pression positive, nulle ou négative et égale au vide.

Comme nous l'indiquions au début de ces lignes, on constate, en examinant les graphiques des cas a) et b), que la forme de la lentille réagit sur la valeur de l'angle pour lequel se produit le couple maximum, ainsi que sur la valeur même de ce couple caractérisé principalement par le coefficient  $k_{cmax}$ . Pour les types de lentilles étudiés, ce coefficient est compris approximativement entre 40 et 49 et doit être appliqué dans la formule  $k_c(H - H_c)D^3$  avec une pression  $H_c$  d'environ — 9 à — 7,50 m si la contre-pression est égale au vide, ou de + 0,50 m si la contre-pression est nulle.

Nous publions encore deux diagrammes  $P$ ,  $C$ ,  $Q^2$  en fonction de la pression, analogue à celui de la fig. 11. Mais tandis que ce dernier est relatif au type de lentille B, celui de la fig. 12 concerne le type A et celui de la fig. 13 le type C, avec quille aval. On remarque combien cette quille fait obstacle à l'amorçage et rejette la limite de l'amorçage complet vers les pressions plus élevées. Dans le diagramme fig. 13 du type de lentille C, cette limite s'établit vers  $H = 12$  m pour  $\alpha = 25^\circ$ , au lieu de  $H = 9$  à 10 m pour les diagrammes fig. 10 et 11 des types B et A, diagrammes correspondant pourtant à une inclinaison de  $\alpha = 30^\circ$  plus grande, c'est-à-dire facilitant moins l'amorçage.

(à suivre)

## Geotechnische Eigenschaften und Bestimmungsmethoden der Lockergesteine

Von Dr. ARMIN v. MOOS, Geolog, Institut für Erdbauforschung  
E. T. H. Zürich  
(Schluss von Seite 271)

### Die Zusammendrückbarkeit

Praktische Bedeutung erhält die Wechselwirkung von festen Einzelteilchen, Luft und Wasser bei der experimentellen Ermittlung der Zusammendrückbarkeit und der Verdichtungsfähigkeit der Lockergesteine, denen in der Natur die Setzungerscheinungen entsprechen.

Bei der Frage nach Ursache und Abhängigkeit der Zusammendrückbarkeit stehen Petrographie, Gefüge und Größenordnung der festen mineralogenen und organogenen Gemengteile im Vordergrunde unseres Interesses. Hinweise auf den Einfluss der petrographischen Zusammensetzung der Pelite vermittelt das folgende Zusammendrückungsdiagramm (Abb. 5).

Die grosse Zusammendrückung des Bentonit beruht auf der intensiven Wasserabgabe des stark quellbaren Montmorillonit. Ueber den Kaolin (Hauptgemengteil Kaolinit, Spuren von Glimmer und Quarz) zum Muskowit sinkt die Wasseranlagerungsfähigkeit zur minimalen des Quarzes, der die geringste Zusammendrückung, d. h. schon primär die dichteste Packung mit geringsten gebundenen Wasserfilmen aufweist. Zudem können bei allen Materialien noch Einregelungen hinzutreten.

Wir folgern aus dieser Zusammenstellung, dass streng genommen nicht ohne weiteres feiner Pelit mit grosser Zusammendrückung parallelisiert werden kann, sondern dass die petrographische Zusammensetzung an dieser Eigenschaft massgebend beteiligt ist. Wenn wir versuchen, den Einfluss der Kornvergrößerung bestimmter Mineralien auf die Zusammendrückung experimentell zu bestimmen, so stossen wir auf die Schwierigkeit, dass über  $5 \text{--} 10 \mu$  Tonmineralien im engen Sinn nur mehr sehr untergeordnet auftreten. Während beim Quarz infolge seiner geringen Wasseranlagerungsfähigkeit keine wesentlichen Unterschiede mit der Kornvergrößerung auftreten, zeigen sich beim Muskowit, d. h. allgemein bei den blättrigen Mineralien, trotz des Zurücktreten der Bindigkeit mit der Oberflächenverkleinerung grössere Zusammendrückung in gestörter Lagerung [siehe auch 20]. Diese besteht im Gegensatz zur Zusammendrückung der kohärennten «Schlammfraktion» auf den elastischen Deformationen und Gefügeänderungen der inkohärennten Glimmerhaufwerke und zeigt sich sowohl bei reiner künstlicher Glimmerfraktion, wie auch bei natürlichen Lockergesteinen (siehe Tabelle 6).

Dass aber im Durchschnitt bei natürlichen wassergesättigten kohärennten Lockergesteinen mit zunehmender Kornverkleinerung auch eine grössere Zusammendrückung parallel geht, hängt vor allem mit dem schon früher erwähnten Zurücktreten des Quarzes und der Zunahme der Tonmineralien und Glimmer bei gleich-