

**ETAT ACTUEL DE NOS CONNAISSANCES SUR LE FROTTEMENT „ FLUIDE ”  
ET SUR LE CALCUL DES PALIERS DE TRANSMISSION**

par Ch. HANOCQ, Professeur de Construction de Machines à l'Université de Liège

L'étude des paliers lisses au double point de vue de l'évaluation :

- 1° des pertes par frottement ;
  - 2° de la chaleur rayonnée par  $\text{cm}^2$  de surface projetée du coussinet ;
- présente un intérêt de premier ordre pour le constructeur de machines.

La détermination du coefficient de frottement en fonction des trois variables indépendantes  $\mu$ ,  $v$ ,  $p$ , a été faite à la fois par de nombreux expérimentateurs et par quelques mathématiciens.

L'étude des lois du rayonnement qui ne peut être abordée par la voie mathématique, n'a été entreprise par contre à notre connaissance, que par Lasche<sup>(1)</sup> ; mais malgré les moyens importants

à une contribution personnelle importante qui a fait l'objet d'un exposé synthétique dans la *Revue Universelle des Mines* du 1<sup>er</sup> août, du 1<sup>er</sup> et du 15 septembre 1929, nous croyons pouvoir affirmer qu'il n'existe plus aucune contradiction ni au point de vue de la chaleur rayonnée, et qu'à notre avis, il n'est pas une question technique qui soit mieux connue à présent que celle du graissage des paliers lisses et des paliers du genre Mitchell ; et cela grâce à l'appui mutuel qu'ont pu se donner ici la théorie et l'expérimentation.

Nous ne pourrions mieux faire pour montrer le rôle décisif de la théorie que de reproduire le diagramme de la figure 1 tracé par Lasche dans

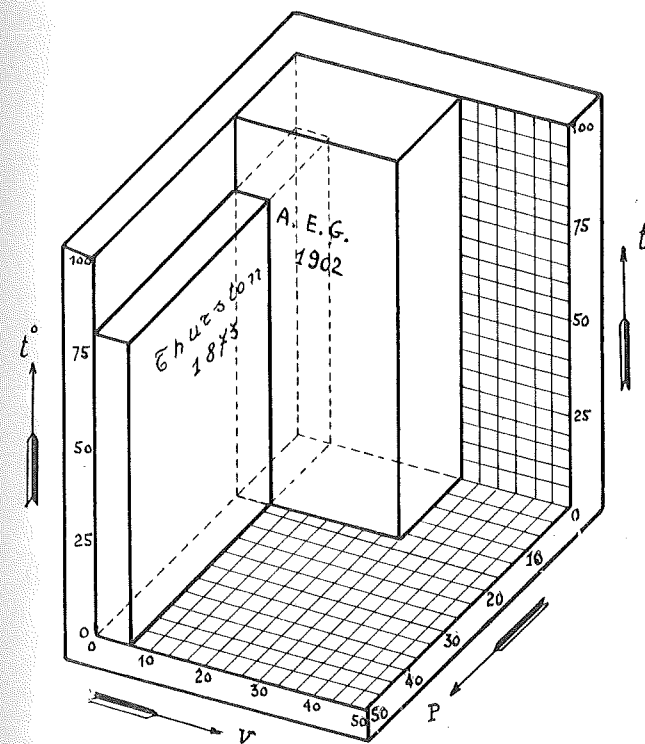


FIG. 1.

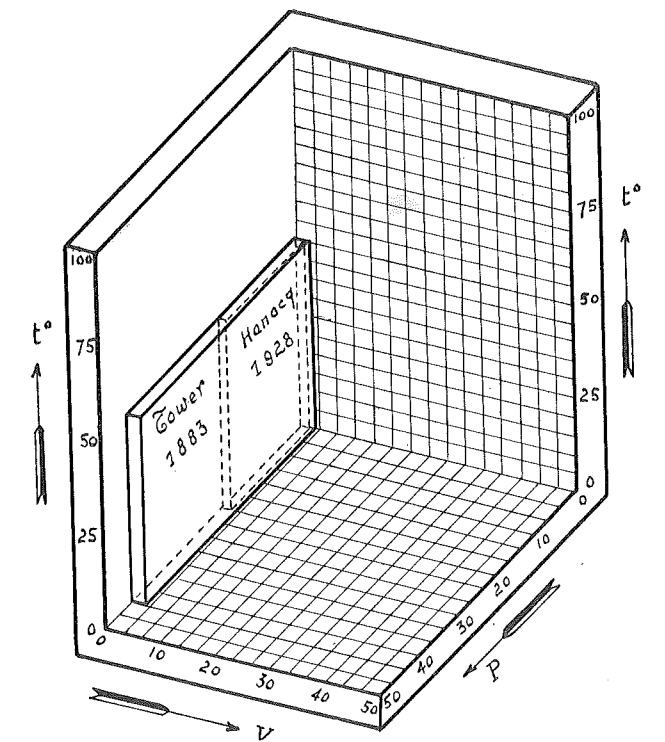


FIG. 1 bis,

mis en œuvre, nous devons signaler que les conclusions en restent douteuses ; nous verrons pourquoi à la fin de cette étude et nous montrerons comment la voie est ouverte à l'heure actuelle, pour résoudre complètement cette question. Grâce

son étude de 1902 pour fixer les limites du champ exploré par les principaux expérimentateurs, Tower, Thurston et Lasche. Après de nombreuses années de recherches et malgré les moyens exceptionnels mis en œuvre par Lasche notamment, on peut se rendre compte que la région étudiée ne représente qu'une très petite fraction

<sup>(1)</sup> Z. V. D. I., 1902, p. 1881.

du domaine complet délimité par les valeurs extrêmes de  $p$ , de  $v$ , et de  $t$  utilisées dans la pratique. Or, la généralisation par la voie mathématique des conclusions tirées des expériences, permet en réalité d'étendre avec une certitude complète à tout le domaine qui intéresse la technique, les lois vérifiées dans le champ restreint indiqué par la figure 1 bis. Bien plus, on peut affirmer que faute de pouvoir coordonner les résultats en fonction du coefficient

$$m = \frac{\mu N}{P} \left(\frac{r}{a}\right)^2$$

que la théorie mathématique fait ressortir comme la variable indépendante, il serait impossible de communiquer les résultats expérimentaux les plus importants sans utiliser une montagne de papier. On comprendra donc la nécessité pour nous de parler d'abord théorie.

CHAPITRE PREMIER

CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES SUR LE FROTTEMENT FLUIDE

Comme il nous serait toutefois impossible dans l'espace qui nous est réservé de reprendre l'exposé, même dans ses grandes lignes de la théorie aujourd'hui classique d'Osborne Reynolds (1) (1886) complétée par Sommerfeld (2) en 1904, nous nous bornerons à faire saisir le phénomène physique qui est à la base, en envisageant le cas

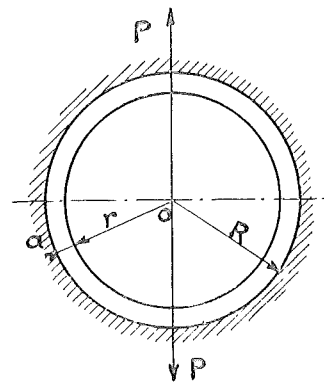


FIG. 2.

de deux surfaces cylindriques et concentriques séparées par une couche d'huile d'épaisseur constante (fig. 2). Nous pourrions ainsi faire comprendre comment s'introduit le coefficient  $m$  qui sert de variable indépendante dans l'étude de nos résultats d'expériences et nous renverrons à notre étude publiée dans la *Revue Universelle des Mines* (3) pour un exposé complet.

Désignons par  $a$  la valeur  $(R-r)$  du jeu radial

(1) *Philosophical Transactions of the Royal Soc.*, Londres, 1886.

(2) *Zeitschrift für Mathematik und Physik*, t. L., 1904, p. 124.

(3) *Revue Universelle des Mines*, 1929, 8<sup>me</sup> série, t. II, nos 3, 5 et 6.

entre l'arbre et le coussinet et appelons  $F$  l'effort tangentiel appliqué à l'arbre: cet effort résulte du glissement de celui-ci sur la couche d'huile et la loi de Newton permet le calcul de la résistance qui s'oppose au glissement de deux couches fluides l'une par rapport à l'autre; cette résistance peut s'exprimer par la relation

$$R = \mu S \frac{dw}{dn} \quad (1)$$

dans laquelle  $\mu$ , le coefficient de proportionnalité est appelé *coefficient de viscosité*,  $S$  représente la surface de contact,  $\frac{dw}{dn}$  le gradient de vitesse par rapport à la normale aux surfaces.

Dans le cas présent, la surface envisagée a pour valeur  $\pi ld$ ,  $l$  étant la largeur du coussinet et  $d$  son diamètre.

Quant au gradient de vitesse, on peut l'évaluer à  $\frac{w}{a}$ ,  $w$  désignant la vitesse périphérique de l'arbre et  $a$  le jeu radial. On admet, en effet, que la vitesse des molécules du lubrifiant en contact avec l'arbre est celle de la périphérie de l'arbre, tandis que la vitesse des molécules en contact avec le coussinet est nulle, ce qui porte la variation de vitesse à  $w$ , pour une distance  $a$ , soit un gradient de vitesse  $\frac{w}{a}$ . Cette relation simple ne peut exister, il est vrai, que si l'on admet que la vitesse varie linéairement entre l'arbre et le coussinet, mais la théorie montre que dans l'hypothèse dont il est question ici, d'une couche d'huile d'épaisseur constante, il en est bien ainsi.

Cela étant nous pourrions poser

$$F = \mu \pi dl \frac{w}{a}$$

et en déduire  $f$  qui a pour valeur  $\frac{F}{P}$

$$f = \pi \frac{1}{a} \frac{\mu w}{P l \times d}$$

ou en désignant par  $p$  la pression spécifique par unité de surface projetée du coussinet

$$p = \frac{P}{l \times d}$$

$$f = \frac{1}{60} 2 \pi^2 \left(\frac{r}{a}\right) \left(\frac{\mu N}{p}\right) \quad (2)$$

$N$  désignant le nombre de tours par minute. Les centres de l'arbre et du coussinet ne coïncident toutefois rigoureusement que pour le cas limite d'une pression  $p$  nulle, et lorsque les centres ne coïncident pas, il n'y a plus égalité entre le couple appliqué au coussinet et le couple résistant appliqué à l'arbre. C'est là un fait facile à démontrer mais qui n'avait été aperçu par aucun expérimentateur jusqu'à présent, puisque tous indistinctement ont déduit de la mesure du couple appliqué au coussinet  $M_c$ , le couple  $M$  appliqué à l'arbre, en admettant :

$$M = M_c$$

Nous n'avons été amené à contredire cette relation conforme à première vue au principe de l'égalité de l'action et de la réaction, qu'après avoir constaté d'une manière irréfutable l'impossibilité de faire correspondre les valeurs  $f_c$ , déduites de la

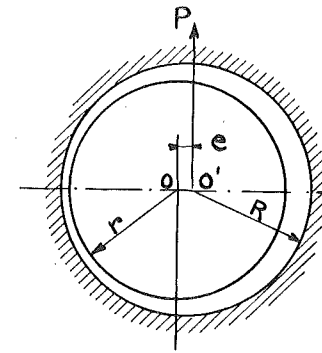


FIG. 3.

mesure du couple appliqué au coussinet, aux valeurs de  $f$  établies par la mesure du couple appliqué à l'arbre.

Du développement de la théorie mathématique complète nous avons pu tirer d'ailleurs l'expression de  $f$  et de  $f_c$  et nous avons constaté que pour le coussinet complet que nous envisageons ici, (fig. 3), la différence entre  $f$  et  $f_c$  peut s'exprimer par la relation

$$f = f_c + \frac{e}{r}$$

Cette relation très simple est évidente si l'on admet que la droite qui joint les centres se trouve être perpendiculaire à la direction de la force appliquée  $P$  (ce que la théorie établit).

En effet, on peut remarquer que les forces élémentaires appliquées au coussinet provenant de la pression du fluide sont toutes dirigées suivant les rayons passant par  $O'$  puisque normales au coussinet, tandis que les forces provenant de la viscosité du fluide sont tangentielles et donnent lieu à un couple que nous désignerons par  $M_c$ .

La résultante des forces passant par  $O'$  n'est autre que  $P$ , si bien que le moment par rapport au point  $O$  que nous désignerons par  $M$ , est égal au moment  $M_c$  augmenté du moment de  $P$  appliqué en  $O'$  c'est-à-dire du moment  $P \times e$

$$M = M_c + P e \quad (3)$$

D'où :

$$P f r = P f_c r + P e$$

et 
$$f = f_c + \frac{e}{r} \quad (4)$$

Les différences entre les valeurs de  $f$  et de  $f_c$  sont loin d'être négligeables, dans la région d'utilisation normale des paliers de transmission, comme le montrent les diagrammes de la figure 4; ces diagrammes donnent les valeurs de  $f \left(\frac{r}{a}\right)$  et de  $f_c \left(\frac{r}{a}\right)$  en fonction de  $\frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a}\right)^2$  telles qu'elles résultent de la théorie, ainsi que la courbe  $c$  fixant les valeurs de  $c = \frac{a}{e}$ .

Il y a lieu d'observer que la relation (3) n'est pas en contradiction avec la relation (1) car lorsque les surfaces cessent d'être parallèles, la vitesse ne varie plus linéairement en passant de la valeur  $w$  à la périphérie de l'arbre, à la valeur  $0$  au coussinet. Le gradient de vitesse ne peut plus alors être évalué à  $\frac{w}{a}$ , les tangentes à la courbe

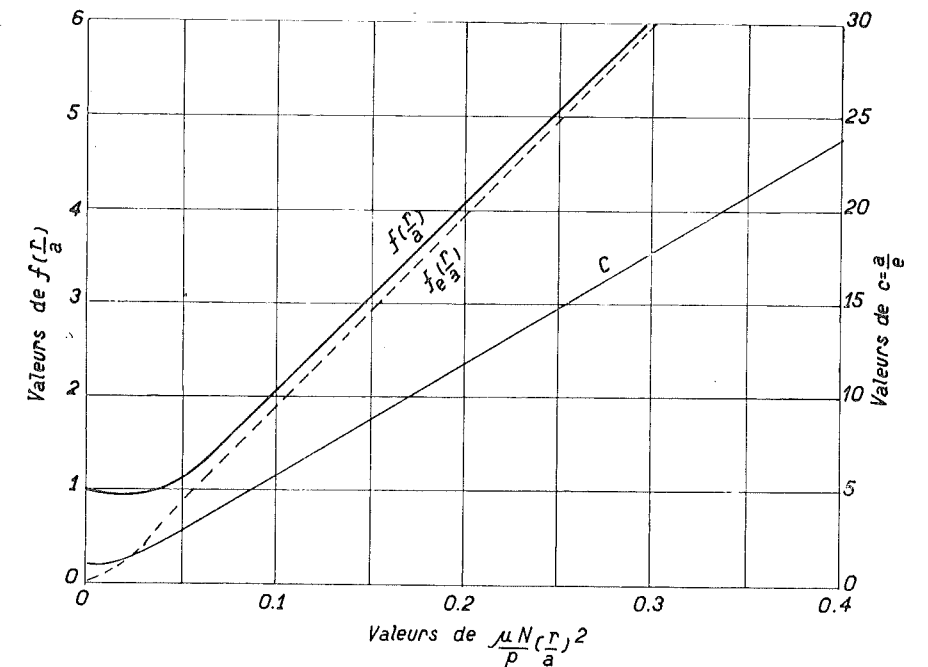


FIG. 4.

fixant les valeurs de  $w$  en fonction de  $y$  (fig. 5) étant comme on peut le voir, très différentes sui-

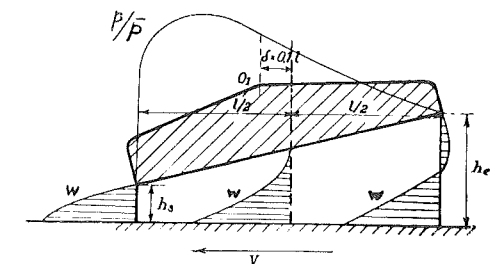


FIG. 5.

vant qu'on les prend en un point situé à la surface de l'arbre ou en un point situé à la surface du coussinet.

Lorsqu'on évalue par intégration le couple résistant des forces élémentaires le long de l'arbre puis le long du coussinet, on retrouve la relation (3).

Cette théorie ne s'applique toutefois qu'à un coussinet complet en une pièce sans solution de continuité, ce qui n'est que rarement réalisé; chose plus grave, cette théorie suppose une distribution des pressions telle que pour les conditions d'application courantes, les valeurs de celles-ci pourraient devenir inférieures à la pression nulle. Comme c'est là une impossibilité, on a été conduit à faire la théorie du demi-coussinet. Dans ce cas le centre de l'arbre au lieu de se trouver sous une droite faisant un angle de 90° avec la direction de

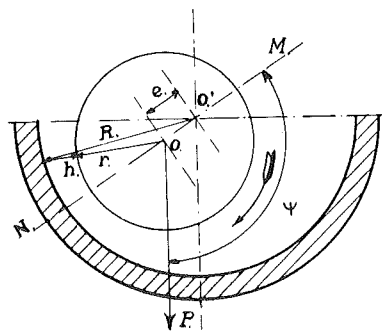


FIG. 6

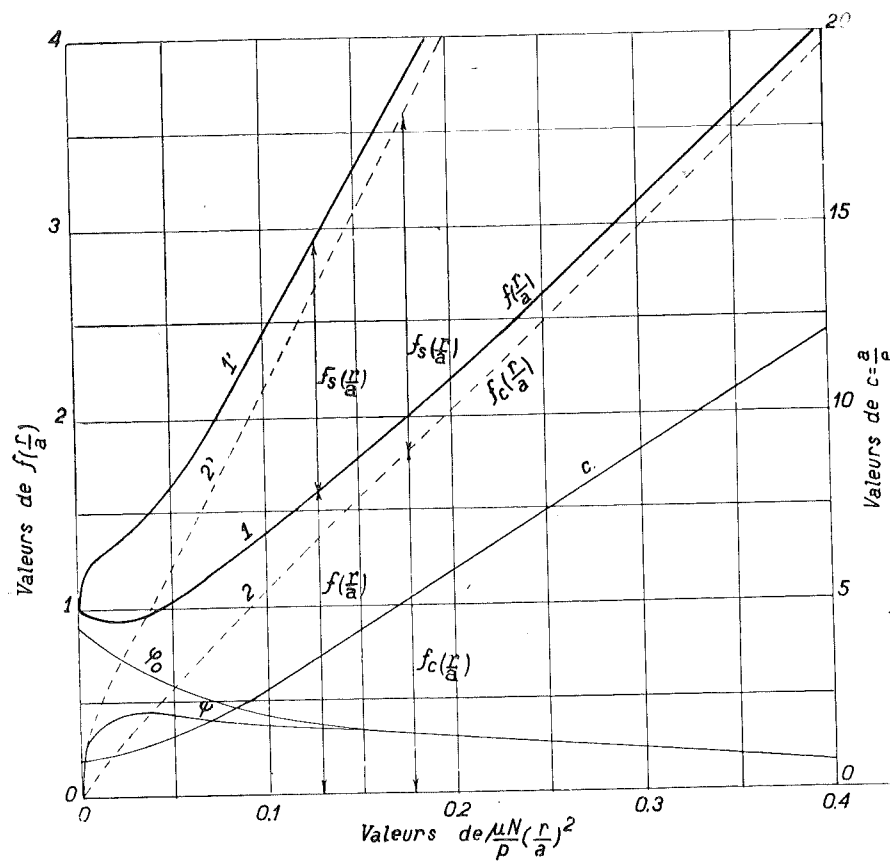


FIG. 7

P (fig. 6) se trouve sur une droite faisant un angle  $\psi$  avec P. Le cas a été traité par Osborne Reynolds et par Sommerfeld et les résultats fournis par le

calcul sont indiqués sur les diagrammes de la figure 7.

Nous avons fait toutefois cette remarque que dans le cas général, le demi-coussinet supérieur existait, et que s'il n'avait pas d'influence sur la répartition des pressions et les conditions d'équilibre libre, il n'en provoquait pas moins un glissement des couches fluides du lubrifiant dont l'effet est d'accroître les couples et partant d'augmenter les valeurs de  $f$  et de  $f_c$ . Nous avons été ainsi conduit à évaluer en partant des équations de base de la théorie, la valeur supplémentaire  $f_s(\frac{r}{a})$  qui résulte de cet accroissement du couple, et nous avons tracé sur la même figure 7 les courbes 1' et 2' qui donnent respectivement le coefficient de frottement vrai total  $f$  (courbe 1') et le coefficient de frottement apparent total  $f_c$  (courbe 2') pour le cas du coussinet normal qui est le coussinet en deux pièces avec chanfrein longitudinal (dans le plan de jonction des deux parties).

On voit l'importance de l'erreur que l'on pourrait faire si l'on s'en tenait aux valeurs déduites de la théorie classique de Reynolds.

Si on compare les résultats correspondants donnés par les diagrammes de la figure 4 et de la figure 7, on voit que les valeurs théoriques du coefficient de frottement total  $f$  et  $f_c$  sont sensiblement plus élevées dans le cas du coussinet normal que dans le cas théorique du coussinet en une pièce, mais qu'elles s'en rapprochent toutefois beaucoup. D'autre part, pour les valeurs de

$$m = \frac{\mu \cdot N}{P} \left(\frac{r}{a}\right)^2$$

inférieures à 0,05 qui sont d'utilisation courante, dans les paliers de transmission, le rapport

$$\frac{f}{f_c}$$

peut aller jusqu'à 4; c'est dire l'erreur que l'on a commise jusqu'à présent en confondant la valeur de  $f_c$  déterminée par la mesure du couple au coussinet, avec la valeur de  $f$  qui aurait été observée si l'on avait mesuré le couple appliqué à l'arbre.

Ces vues et conclusions ne sont pas d'ordre théorique, mais d'ordre pratique, car nous allons montrer

qu'elles se vérifient d'une façon remarquable dans les expériences que nous avons entreprises.

CHAPITRE II

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE  
DES PALIERS A BILLES ET PALIERS LISSES

Nous ne nous sommes pas borné à étudier expérimentalement les paliers lisses; notre étude expérimentale exigeait, en effet, la connaissance du coefficient de frottement des paliers à billes et nous avons dû commencer par établir avec soin ce dernier, en fonction de la charge P, de la vitesse périphérique V de l'arbre et du coefficient de viscosité  $\mu$ .

Sur le sujet des paliers à billes, la littérature technique se montre d'ailleurs assez sobre, et à part quelques chiffres cités par Stribeck mais non coordonnés en fonction des variables que nous venons d'indiquer, on peut dire que nous avons dû partir de rien.

A. Résultats des essais sur les paliers à billes

Nous avons utilisé pour la mesure du coefficient de frottement la méthode par ralentissement

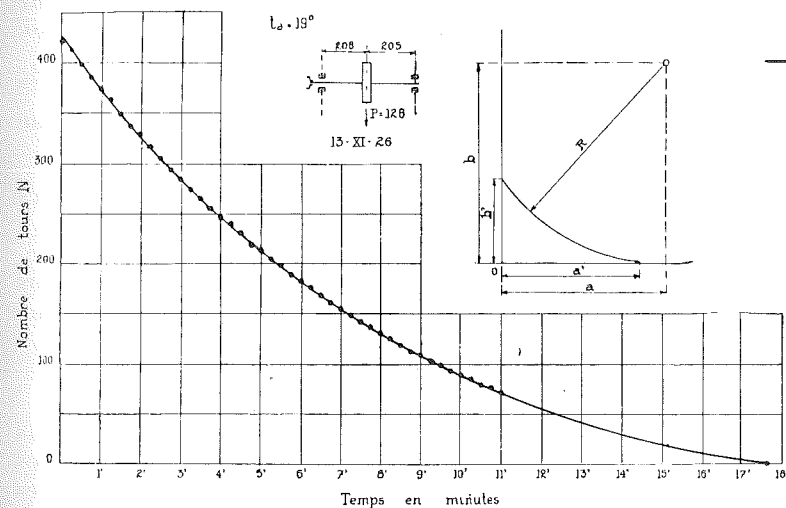


FIG. 8

qui s'est montrée extrêmement précise ainsi que nous le ferons ressortir en conclusion.

Cette méthode consiste à lancer à une vitesse N la transmission montée sur roulement à billes avec un ou deux volants; en débrayant au moyen d'un embrayage à griffes, on peut établir la loi de ralentissement en fonction de N comme l'indique la figure 8 pour l'exemple de l'arbre chargé d'un seul volant. En désignant par C le couple total résistant que l'on peut déduire de la mesure du coefficient angulaire de la tangente à la courbe nous pouvons en tirer le coefficient de frottement  $f$

$$f = \frac{1}{2} \frac{C - C_1}{P \times r}$$

$C_1$  désignant le couple résistant dû au frottement des flasques et de la jante du volant dans l'air, couple qui peut être calculé avec une très grande

certitude étant donné les très nombreuses expériences effectuées pour fixer le coefficient de résistance aux parois des disques de turbines.

Avec l'expérience à deux volants suivant le schéma (fig. 9) la relation ci-dessus pouvait s'écrire

$$2 P f r = C - 2 C_1 \quad (5)$$

et conduire à la valeur de  $f$  pour une charge spécifique double.

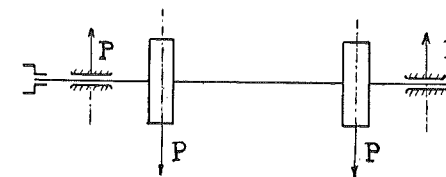


FIG. 9.

Pour des charges supérieures, nous avons employé tout d'abord la méthode qui sera décrite plus loin au sujet des paliers lisses, mais que nous avons abandonnée pour la disposition d'ensemble figure 10.

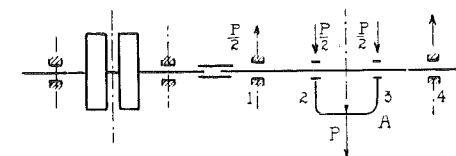


FIG. 10.

Avec cette disposition, les quatre paliers soumis aux essais supportaient la même charge  $\frac{P}{2}$ , l'effort au dynamomètre étant égal à P. Par la différence des couples que nous déterminions aux mêmes vitesses, sur les courbes de ralentissement obtenues respectivement:

1° avec l'ensemble des deux transmissions;

2° avec la transmission intermédiaire seule (celle qui porte les volants), il nous était possible de connaître la valeur du couple C absorbé par les quatre paliers expérimentés.

D'où

$$f = \frac{1}{2} \frac{C}{P \times r} \quad (6)$$

Les résultats de ces essais ont été portés en diagramme sur la figure 11 en fonction de N pour différentes charges à une température ambiante constante de 18°, en ayant soin de laisser s'établir la température de régime pour chaque charge.

Nous avons pu comparer les résultats trouvés par cette dernière méthode à ceux déjà obtenus par la première pour les charges de 67 kg. 500 et de 125 kg. par palier, et nous avons constaté que les résultats n'étaient pas entièrement concordants. Alors que pour les valeurs observées avec la charge appliquée par une masse, (le volant) la courbe de  $f$  s'infléchit vers le bas pour les faibles vitesses

comme l'indiquent les diagrammes en traits forts de la figure 12, les valeurs fournies par les expériences précédentes correspondent très exactement à une droite (courbe pointillée), lorsque la charge est appliquée par un ressort, le point initial des

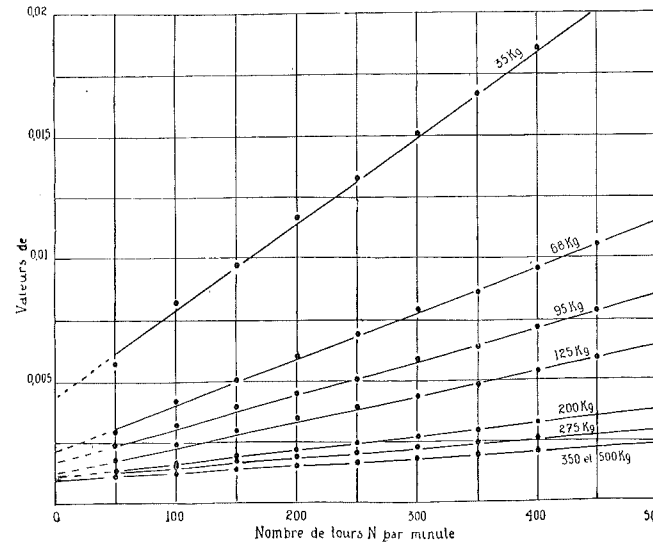


FIG. 11.

deux courbes pour la vitesse nulle étant le même. Nous allons chercher à nous rendre compte de la raison d'être d'une telle divergence, de même que de l'allure remarquablement rectiligne des courbes

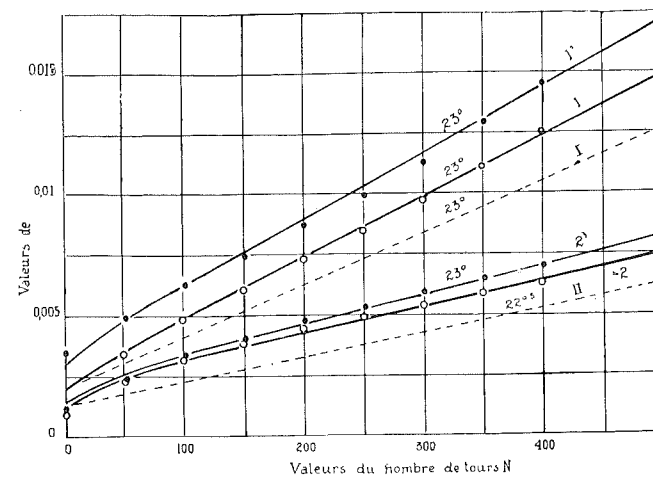


FIG. 12.

expérimentales obtenues à une température constante.

Nous pouvons admettre que la puissance absorbée  $W$  pour un palier à billes se décompose en cinq parties comme suit :

1° La perte par frottement de roulement que nous pouvons supposer proportionnelle à  $f_r$  coefficient de frottement, et à la charge exposant  $4/3$  ( $P^{4/3}$ ), d'après les expériences et l'étude analytique de M. le professeur Dumas :

$$W_r = f_r k_1 \omega r P^{4/3}$$

$k_1$  étant un coefficient introduit pour tenir compte de ce que la vitesse moyenne relative aux chemins de roulement est plus grande que la vitesse périphérique de l'arbre  $\omega r$  ;

2° La perte par frottement de glissement des billes sur leur chemin de roulement, la vitesse périphérique des billes étant nécessairement plus grande que la vitesse tangentielle du chemin de roulement intérieur, et plus faible que la vitesse d'entraînement au rayon extérieur :

$$W_g = 2 P f_g k_2 \omega r$$

$k_2$  tenant compte de ce que la vitesse de glissement n'est qu'une fraction de la vitesse périphérique de l'arbre ;

3° La puissance absorbée par le frottement des billes dans l'huile entraînée par la cage à billes et raclée par celle-ci, cette puissance pouvant s'évaluer d'après la loi de Newton-Navier à

$$W_\mu = \mu (k' n \rho^2) k'' \frac{\omega r}{e} k'' \omega r$$

puisque l'on peut représenter la surface de contact par  $k' n \rho^2$  ( $n$  étant le nombre de billes,  $\rho$  leur rayon) et que d'autre part le gradient de vitesse peut s'évaluer à  $\frac{k'' \omega r}{e}$   $e$  désignant l'épaisseur de la couche d'huile et  $k'' \omega r$  la vitesse périphérique relative des billes par rapport à la cage à billes ;

4° La puissance absorbée par les chocs des billes sur leur chemin de roulement, celles-ci tendant à sautiller à partir d'une certaine vitesse relativement très faible, en entraînant une perte que nous pouvons admettre comme proportionnelle à une fraction de la masse  $M$  supportée par les billes

$$W_o = k_2 M (k'' \omega r)^2$$

5° La puissance absorbée initialement sous charge nulle par suite de la tension de pose des billes entre leurs chemins de roulement et des imperfections de fabrication inévitables qui font que les billes n'ont pas toutes le même diamètre, ne sont pas parfaitement sphériques et que les chemins de roulement sur lesquels elles roulent et glissent dans leur rotation autour de l'arc de l'arbre ne sont pas parfaitement sphériques.

$$W_i = C_1 \omega$$

$C_1$  désignant le couple initial à charge nulle.

En faisant la somme de ces cinq termes et en remarquant que la puissance totale peut s'exprimer en fonction du coefficient de frottement  $f$  par le produit

$$(Pfr)\omega,$$

nous obtiendrons

$$f = k_1 f_r P^{1/3} + 2 k_2 f_g + \frac{1}{2} k' k'' n \frac{\rho}{e} \frac{\rho}{r} \frac{\mu V}{P/2r} + k_2 \frac{M}{P} k''^2 V + \frac{C_1}{Pr} \quad (7)$$

en remplaçant  $\omega r$  par  $V$ , vitesse périphérique de l'arbre.

Cette expression peut s'écrire, pour le cas que nous envisageons dans nos expériences, celui où la masse  $M$  peut être considérée comme nulle

$$f = k_1 f_r P^{1/3} + 2 k_2 f_g + K n \frac{\rho}{e} \frac{\rho}{r} \frac{\mu V}{P/2r} + \frac{C_1}{Pr} \quad (8)$$

On voit que  $f$  se présente comme une fonction linéaire de  $V$ , lorsqu'on opère avec une charge constante et une température constante.

C'est ce qu'ont fait ressortir d'une manière remarquable les expériences effectuées.

Le groupe d'expériences se rapportant aux diagrammes de la figure 11, nous a permis d'évaluer le couple  $C_o$  correspondant à la vitesse nulle pour une température ambiante constante de 18°. La

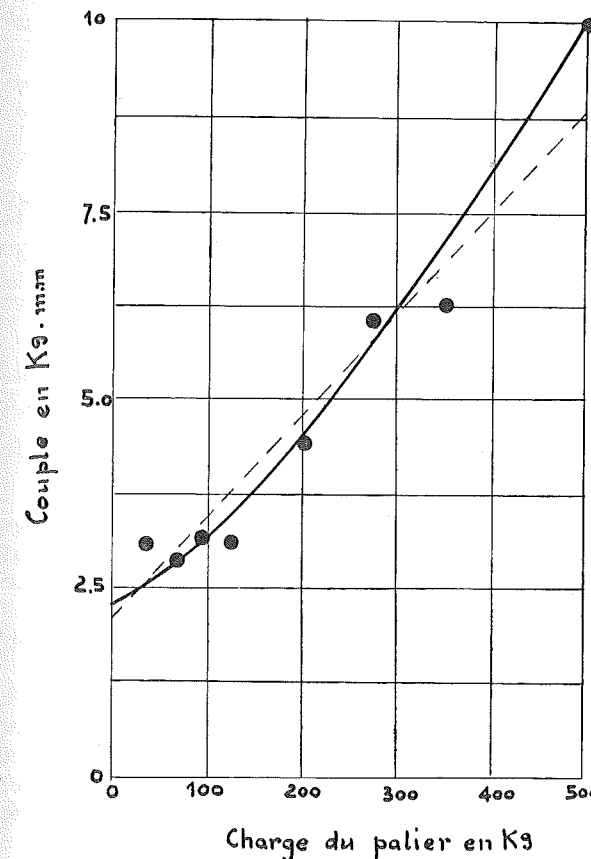


FIG. 13.

figure 13 donne les points expérimentaux obtenus en prolongeant les courbes de la figure 11 jusqu'à l'axe des ordonnées, et en évaluant pour chacune

$$C_o = P f_o \times r \quad (9)$$

La courbe qui relie tous les points est une courbe d'allure parabolique qui correspond très bien (1) à

$$C_o = C_i + K_1 P^{4/3} + K_2 P \quad (10)$$

(1) Dans notre étude publiée dans la *Revue Universelle des Mines* en 1927, nous avions tracé entre tous les points une ligne droite reproduite en pointillé passant par 2,1 kg. mm. à l'origine ; mais nous n'avions à ce moment aucune idée de la loi de variation de  $C_o$  avec

en kg. mm. (avec  $K_1=0,0018$  et  $K_2=0,00113$ ,  $C_i=2,3$ ).

De l'équation (8) en  $f$ , nous pouvons tirer pour  $V=0$

$$Pfr = k_1 f_r P^{4/3} r + 2 k_2 f_g Pr + C_i = 0,0018 P^{4/3} + 0,001133 P + 2,3$$

et en déduire les valeurs de  $f_r$ ,  $f_g$  et  $f$ , dans les unités kg, m, sec. le palier de 40 mm. étant caractérisé par les valeurs :

Diamètre au roulement extérieur 74 ; diamètre au roulement intérieur 56. Diamètre des billes 9 ; nombre de billes 32 en deux rangées

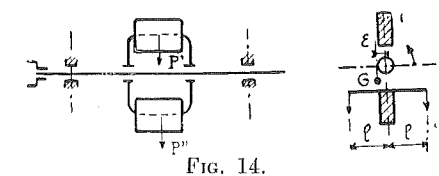
$$f_r = 5,52 \times 10^{-5} ; f_g = 20,4 \times 10^{-5} ; f = 5,66 \times 10^{-5} + 9 \times 10^{-5} P^{1/3} + 0,115 \frac{1}{P} + 965 \frac{\mu V}{P/2r} \quad (11)$$

Nous estimons que cette formule est valable pour tous les paliers géométriquement semblables, quelle que soit la nature de l'huile, du moment où l'on introduit dans l'expression de  $\frac{\mu V}{P/2r}$  la valeur correspondante de  $\mu$  à la température du palier.

Il pourrait être intéressant néanmoins de poursuivre les essais avec des paliers géométriquement semblables de la même construction, afin de s'assurer que le coefficient  $K$  et le couple initial  $C_i$  divisé par  $r$ , restent les mêmes.

En vue de vérifier les conclusions ci-dessus, nous avons pris soin de réaliser des expériences avec une charge constante et des températures de l'huile différentes ; nous avons également opéré avec des paliers à une rangée de billes et obtenu des résultats concordants, la valeur du couple initial à vitesse nulle et à charge nulle paraissant toutefois un peu plus grand.

Nous ne nous sommes pas borné à répéter ces expériences dans différentes conditions de fonctionnement, nous avons voulu vérifier pour deux charges 0 et 75 kg. par palier, à différents nombres de tours, la valeur de  $f$  au moyen d'une méthode donnant directement le couple.



Le dispositif est schématisé par la figure 14. Des charges  $P'$  et  $P''$  ont été réparties au-dessus et en dessous d'une chaise suspendue à un arbre par deux paliers à billes, la répartition étant étudiée

la charge. Depuis nous avons eu connaissance des expériences effectuées par M. Dumas, professeur à l'Université de Lausanne, sur des billes essayées à vitesse nulle, et nous avons rectifié cette conclusion. Il ressort en effet de cette belle étude que le couple au repos doit croître comme  $P^{4/3}$ , et nous avons eu la satisfaction de constater que les points indiqués dans le diagramme de la figure 13 se groupaient particulièrement bien sur une courbe ayant pour équation la relation (10), ci-dessus.

de manière que le centre de gravité soit très près de l'axe de suspension. En faisant tourner l'arbre dans un sens, tout le système mobile prenait une certaine inclinaison et l'on pouvait ramener le système dans la position initiale en appliquant un poids  $p$  à la distance  $l$ .

Pour écarter toute incertitude relativement à la longueur du bras de levier  $l$ , nous avons opéré successivement dans les deux sens de rotation. Il est aisé de faire voir que par ce procédé, on élimine l'erreur possible, et que l'on obtient

$$f = \frac{p + p'}{2} \frac{l}{P r}$$

Cette méthode nous a donné des chiffres tout à fait comparables à ceux trouvés dans les mêmes conditions par la méthode indirecte, respectivement pour la charge nulle et pour la charge de 75 kg.

Des essais effectués avec lubrification par graisse consistante, ont montré que la formule ci-dessus était encore applicable, mais que les valeurs de  $f$  trouvées expérimentalement étaient un peu supérieures à celles fournies par la formule (11) pour les faibles valeurs de  $V$ , et un peu inférieures pour les fortes valeurs de  $V$ .

Avec des feutres de protection, les valeurs de  $f$  peuvent être doublées aux vitesses moyennes de rotation, 300 à 400 tours, et plus que triplées pour les vitesses très faibles, c'est-à-dire que la présence des feutres détermine l'accroissement du coefficient de frottement d'une quantité constante. Il y a donc un très grand intérêt à supprimer ces feutres et à utiliser le graissage par graisse consistante dont la présence dans le palier proprement dit, suffit la plupart du temps à isoler et à protéger le roulement de tout contact avec les poussières en suspension dans l'air ambiant.

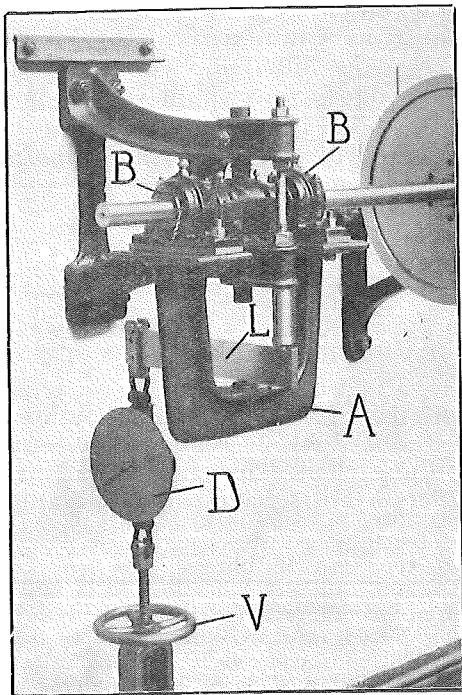


FIG. 15.

### B. Résultats des essais sur les paliers lisses

Le dispositif expérimental employé par nous, pour la mesure du couple appliqué à l'arbre, est représenté par la figure 15. On voit la chaise A qui, par l'intermédiaire des deux paliers à billes, permet d'exercer une traction Q sur l'arbre et de porter ainsi la charge du palier étudié à

$$P + Q$$

P étant le poids de l'un des volants.

Le dynamomètre agissant sur le levier L permettait de porter la charge totale à 1.200 kg.

Par la suite et en vue de pouvoir établir simultanément les valeurs de  $f$  et de  $f_c$ , nous avons soutenu le palier comme l'indique la figure 16, de façon à permettre au corps de palier de se déplacer librement en rotation. La figure 17 indique le dispositif employé pour la suspension et la vue d'ensemble montre comment au moyen d'un poids  $p$  accroché à l'extrémité d'un levier de longueur connue, il était possible de déduire de la lecture directe, le couple  $M_c$ .

En opérant sur le palier de 40 mm. à graissage par bague fixe, présentant une surface projetée de 55 cm<sup>2</sup>, nous avons obtenu par la méthode directe, les valeurs de  $f_c$  qui sont indiquées sur la figure 18 en fonction de  $10^8 \frac{\mu N}{p}$ .

Les points obtenus se groupent sensiblement, comme on peut le voir, sur une droite jusqu'à une valeur de  $10^8 \frac{\mu N}{p} = 500$ , à partir de laquelle la courbe qui les relie, s'incurve nettement.

Remarquant toutefois que les points entourés d'un cercle sont les seuls points qui correspondent à des observations sur le palier en régime, et que ces points sont tous sur la première courbe, nous avons pu comprendre assez rapidement la raison d'être de cette discordance.

Pour calculer la valeur de  $\mu$ , nous utilisons le diagramme de viscosité établi par le Laboratoire de Chimie Industrielle, pour l'huile employée, et nous admettons comme température de l'huile, celle relevée par un thermomètre plongé dans le fond du palier.

Or, la température de l'huile qu'il conviendrait d'employer, est celle du film d'huile, toujours plus élevée. En confondant l'une avec l'autre, nous faisons nécessairement une erreur, négligeable lorsque le palier était en régime de température, relativement élevée lorsqu'au contraire la température de l'huile du palier était très inférieure à la température de régime.

Pour comprendre que c'est bien là l'explication de l'écart entre les deux courbes, il suffit de calculer quelle différence de température il faudrait admettre entre la température du film et celle du bain d'huile, pour faire coïncider la partie de la courbe hors régime, avec la courbe normale sur le palier en régime.

Nous avons tracé figure 19, en fonction de l'écart entre la température du bain et la température

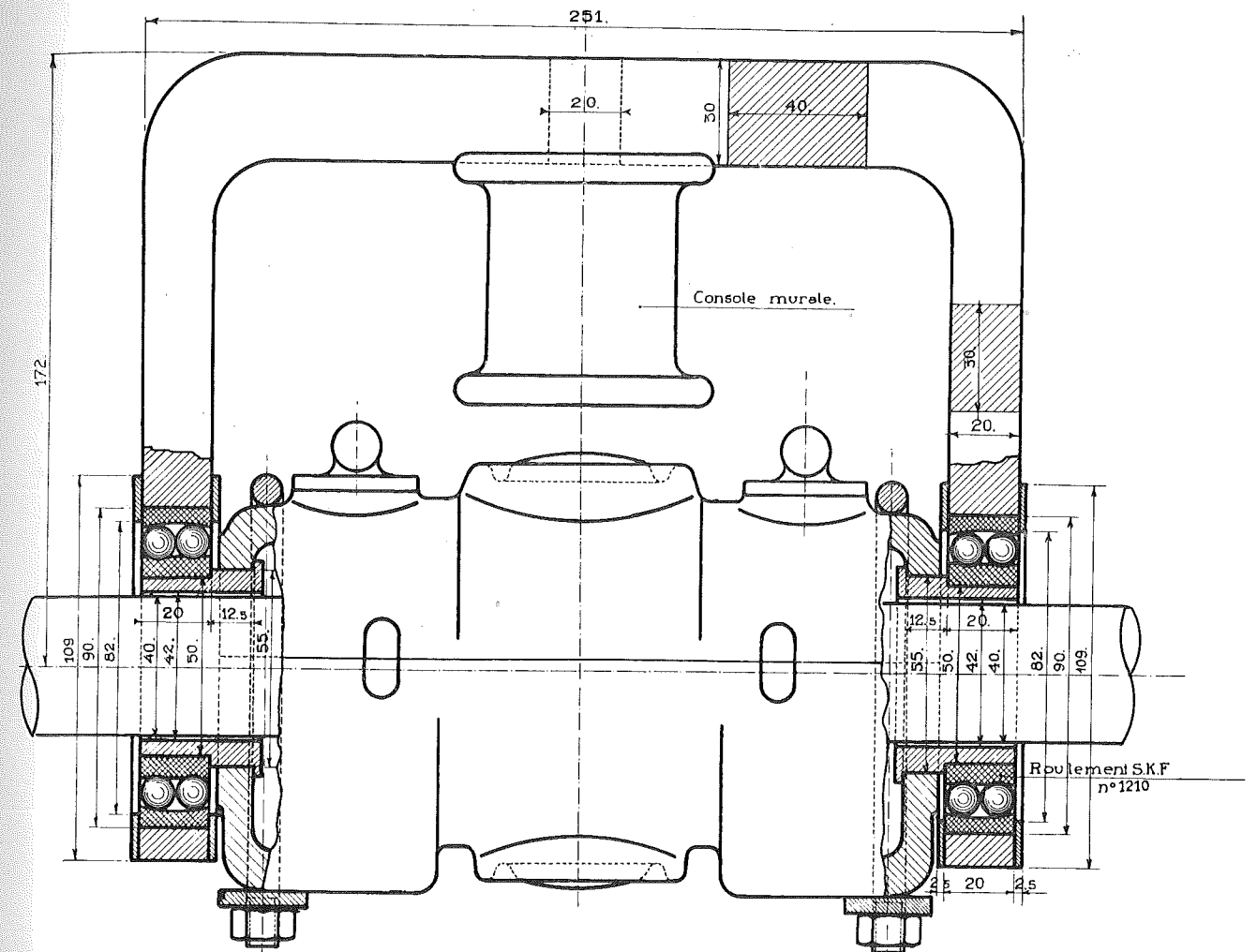


FIG. 16.

de régime, la différence  $(t_x - t_b)$  qu'il faudrait admettre, et l'on voit que celle-ci est tout à fait raisonnable et qu'elle tend progressivement vers zéro lorsqu'on se rapproche du régime.

Ainsi il nous apparaît que nous pouvons conclure qu'il y a concordance complète entre l'allure de la courbe théorique et celle de la courbe expérimentale pour autant que l'on adopte pour température, la température du film d'huile, comme le suppose évidemment la théorie.

Pour la détermination du couple  $M$ , nous avons utilisé la méthode par ralentissement que nous avons décrite au début de ce chapitre.

Afin d'éliminer une source d'erreur dans les calculs du coefficient déduit de la courbe de ralentissement, nous avons cherché à évaluer pour chaque valeur de  $\frac{\mu N}{p}$ , la valeur du rapport  $f/f_c$ ,

$f_c$  étant relevé sur la courbe moyenne que nous venons d'établir, en calculant  $\frac{\mu N}{p}$  pour la température

observée au palier pendant le ralentissement. Nous avons obtenu pour ce rapport la courbe d'allure hyperbolique de la figure 20. Pour le tracé de cette courbe, nous avons utilisé tous les points observés, n'en écartant aucun, sous aucun pré-

texte; mais tenant compte de la densité des points, nous avons rapproché la courbe de l'axe des abscisses dans le régime des faibles valeurs de

$$\frac{\mu N}{p}$$

Mise en coordonnées logarithmiques, la courbe ainsi tracée a pu se ramener à une droite ainsi que le montre la figure 21; nous en avons déduit l'équation

$$f = f_c \left[ \frac{178}{\left(10^8 \frac{\mu N}{p}\right)^{1.16}} + 1 \right] \quad (12)$$

Utilisant les valeurs de  $f_c$  moyennes fournies par la courbe expérimentale dont l'équation peut s'écrire :

$$f_c = 0,001765 + 0,00003150 \left(10^8 \frac{\mu N}{p}\right) \quad (13)$$

nous en avons déduit la valeur de  $f$ , puis la courbe 2 représentant  $f$  en fonction de

$$10^8 \frac{\mu N}{p}$$

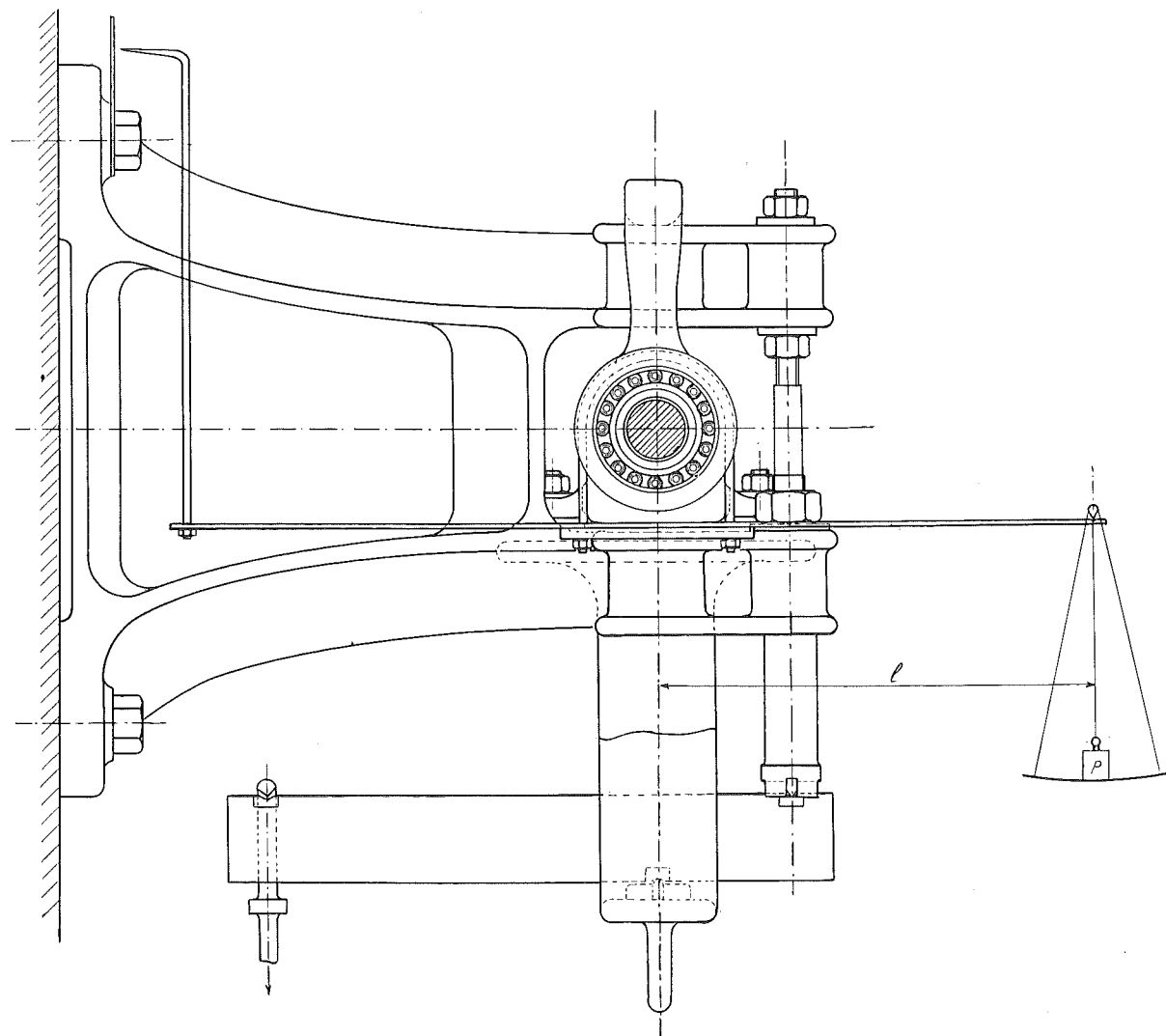


Fig. 17.

On peut voir que pour les valeurs de

$$10^8 \frac{\mu N}{p} = 50$$

qui sont normales dans les paliers de transmission, le rapport  $f/f_c$  atteint 3, ce qui veut dire que le moment appliqué à l'arbre est égal à trois fois le moment appliqué au coussinet, le seul qui ait été déterminé jusqu'à présent par la voie expérimentale sur des paliers de transmission.

Si tenant compte de ce que dans le palier expérimenté  $\frac{r}{a} = 170$ , on calcule au moyen des courbes théoriques de la figure 7, la valeur de  $f$  en fonction de  $\frac{\mu N}{p}$ , on trouve la courbe pointillée qui se confond pratiquement avec la courbe expérimentale sur toute l'étendue envisagée dans nos essais.

Nous avons répété les expériences précédentes avec un palier identique, mais présentant un jeu beaucoup plus faible, correspondant à

$$\frac{r}{a} = 800 ;$$

les valeurs de  $f$  et  $f_c$  se sont montrées cette fois identiques en moyenne comme la théorie l'impliquait d'ailleurs, mais la difficulté d'évaluer à moins d'un centième le jeu existant et de réaliser avec un palier de rapport  $\frac{l}{d} = 3,5$  un parallélisme

parfait des deux axes (axe du coussinet et axe de l'arbre déformé par la flexion) a rendu la vérification quantitative des valeurs théoriques plus malaisée et moins parfaite.

Nous nous proposons de poursuivre les essais avec une disposition donnant une plus grande précision et des paliers calibrés avec le plus grand

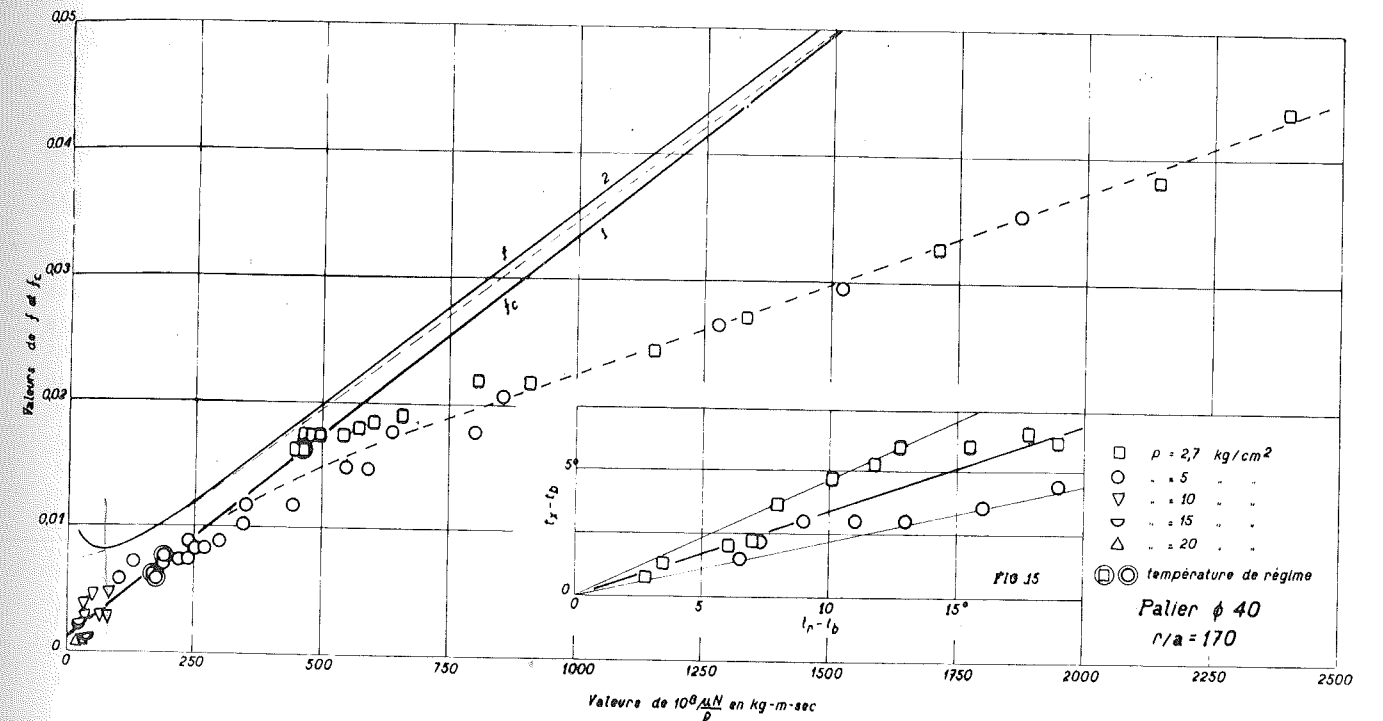


Fig. 18 et 19.

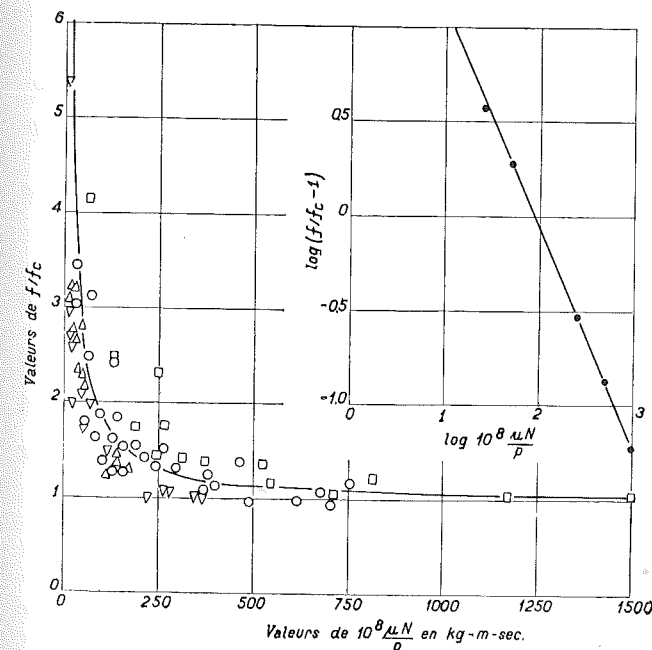


Fig. 20 et 21.

soin. En attendant nous pourrions nous en référer aux résultats des expériences américaines dont nous allons rendre compte.

### CHAPITRE III

#### RÉSULTATS FOURNIS PAR LES EXPÉRIENCES AMÉRICAINES

Ces expériences n'ont pas porté sur des paliers de transmission comme les nôtres, mais sur des

buseures en une pièce avec graissage par compte-gouttes.

Leur intérêt résulte de la grande précision fournie par la méthode employée et du fait que comme nous allons le montrer, il y a une concordance

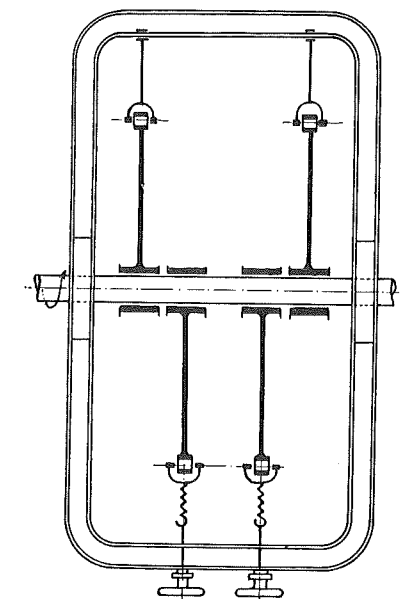


Fig. 22.

complète entre les résultats obtenus sur nos paliers et les résultats fournis par ces essais, bien qu'ils aient été réalisés avec des buseures graissées d'une manière toute différente.

Ces expériences ont été exécutées par M. S. A. McKee au Laboratoire du Bureau of Standards avec un dispositif ingénieux inutilisable

malheureusement pour des paliers à graissage par bagues.

Ce dispositif peut se schématiser de la manière indiquée sur la figure 22, et elle permet, ce que nous n'avons pas aperçu au moment où nous avons rédigé notre communication à la *Revue Universelle des Mines*, de mesurer le couple total M.

Quatre bielles munies de coussinets en une pièce sont groupées deux dans un sens, deux dans l'autre et appliquées à un arbre unique, porté par deux paliers. La tension est fournie par deux dynamomètres comme l'indique le schéma (fig. 22), les efforts s'équilibrant par l'intermédiaire d'un cadre rigide susceptible de se déplacer librement en rotation autour de l'arbre.

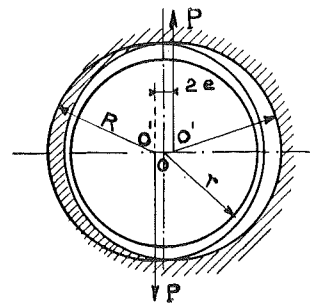


FIG. 23.

Pour évaluer le couple 4 M appliqué à l'arbre, il suffirait de déterminer le poids à appliquer au cadre pour l'empêcher de se déplacer en rotation.

A première vue, il semblerait que la méthode donne le couple appliqué au coussinet, mais si on se rapporte à la figure 23 qui indique la posi-

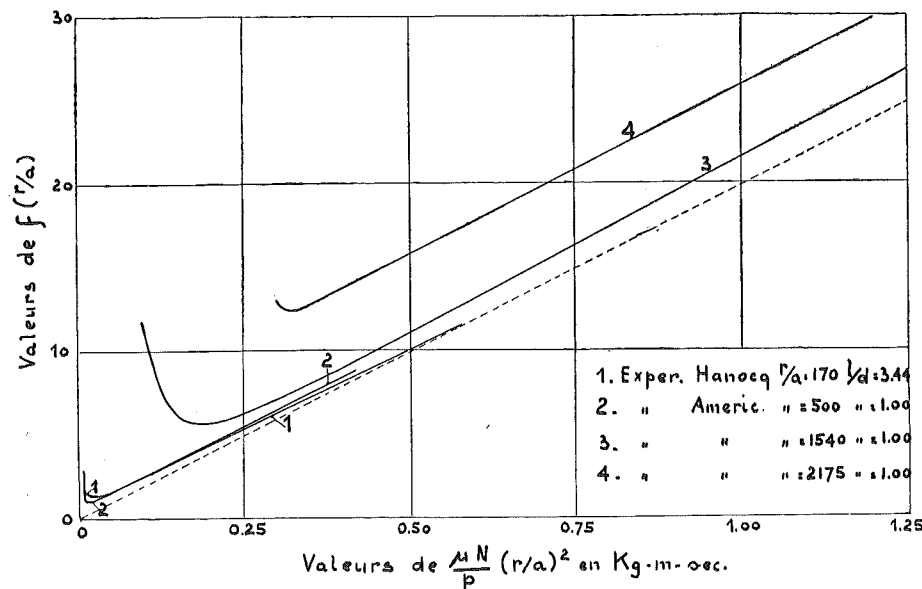


FIG. 24.

tion des centres des coussinets par rapport au centre de l'arbre, on voit que les deux résultantes appliquées aux centres O' des deux coussinets sont égales et de sens inverses, et donnent lieu à un couple  $P \times 2e$  (pour l'ensemble des deux bielles), couple qui vient s'ajouter au couple  $2 M_0$  des

forces de frottement appliquées aux deux coussinets, pour déterminer le couple extérieur d'entraînement du cadre de liaison.

Ce dispositif qui permet d'obtenir une grande précision dans les mesures, par ce fait qu'il donne directement le couple pour quatre coussinets, et d'après ce que nous venons d'exposer le couple total M appliqué à l'arbre, n'a qu'un défaut, c'est celui de ne pas être utilisable pour l'essai de paliers à graissage par bague, puisque fatalement deux des paliers seraient soumis à une charge appliquée vers le bas, tandis que les deux autres seraient soumis à une charge appliquée vers le haut, c'est-à-dire dans la région d'introduction de l'huile par la bague. Les deux groupes de paliers n'étant pas placés dans des conditions équivalentes au point de vue de l'alimentation en huile, on ne pourrait affirmer que les couples dus à chacun d'eux sont identiques, d'où une erreur systématique possible.

Quoi qu'il en soit, la méthode a permis d'évaluer les valeurs de f pour un coussinet complet avec graissage par godet extérieur dans des conditions particulièrement précises pour

différentes valeurs de  $\frac{l}{d}$

et différentes valeurs de  $\frac{r}{a}$

L'ensemble des résultats obtenus avec un rapport  $\frac{l}{d} = 1$  a permis de tracer les diagrammes de

$f \frac{r}{a}$  (fig. 24) en fonction de  $\frac{\mu N}{P} \left(\frac{r}{a}\right)^2$  pour trois

valeurs de  $\frac{r}{a}$

Comme on le voit, il y a identité complète entre la courbe 2 obtenue par M. McKee pour  $\frac{r}{a} = 500$  et celle obtenue par nous pour

$$\frac{r}{a} = 170.$$

La courbe pointillée donne la valeur de f déduite de la formule élémentaire (2); quant à notre courbe elle se superpose comme nous l'avons vu d'une façon complète jusqu'à

$$\frac{\mu N}{P} \left(\frac{r}{a}\right)^2 = 0,15$$

avec la courbe théorique.

Il semblerait que dans la région des faibles valeurs de l'abscisse voisines de 0,025, la courbe 2 descende légèrement trop bas. Malgré cette divergence, on conviendra qu'il y a identité entre les chiffres fournis par la théorie et ceux fournis par l'expérience, tout au moins pour des rapports en

dessous de  $\frac{r}{a} = 500$ . Pour des valeurs du rapport

$\frac{r}{a}$  supérieures à 1.000 pour fixer les idées, le coefficient de frottement paraît être augmenté d'une quantité constante, variable avec  $\frac{r}{a}$

Cela pourrait s'expliquer en admettant qu'à partir d'une certaine valeur de  $\frac{r}{a}$ , c'est-à-dire en dessous d'une certaine épaisseur du film d'huile, il y a contact direct de certaines particules en saillie, de l'arbre et du coussinet, et que ces accrochages sont d'autant plus nombreux que l'épaisseur du film est plus faible.

Il est difficile de fixer la loi de variation du coefficient supplémentaire, mais il nous semble que l'on pourrait adopter d'après le diagramme de la figure 25 tiré du précédent un accroissement  $\Delta f$  donné par la formule

$$\Delta f = 0,000266.10^{-9} \left(\frac{r}{a}\right)^3 \quad (14)$$

D'après les essais américains (fig. 24) on pourrait également déduire que la valeur critique de

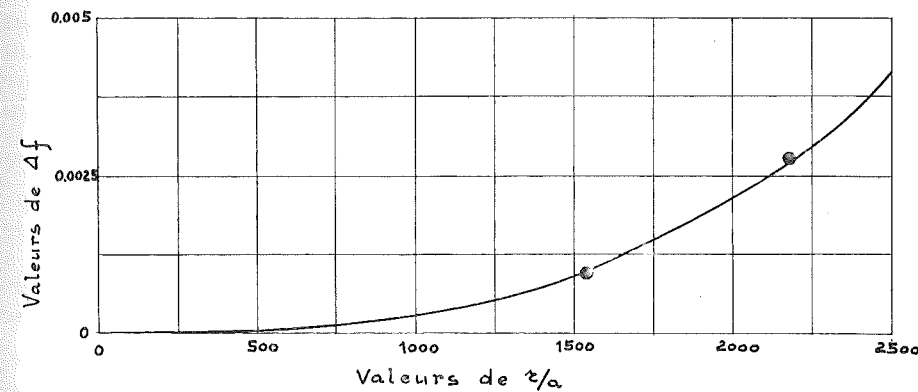


FIG. 25.

l'abscisse pour laquelle le régime change, c'est-à-dire la valeur  $\frac{\mu N}{P} \left(\frac{r}{a}\right)^2$  qu'il convient de dépasser dans le fonctionnement normal, correspond à une valeur unique de

$$10^8 \frac{\mu N}{P} = 7 \text{ à } 10$$

Ayant mis l'influence du jeu relatif en évidence, et donné des formules capables de fixer l'accroissement de f en fonction de  $\frac{r}{a}$ ; il reste à

fixer l'influence du rapport  $\frac{l}{d}$

D'après les expériences américaines, on peut dire que f est indépendant du rapport  $\frac{l}{d}$  du moment où ce rapport atteint au moins 0,80; pour des valeurs inférieures, jusqu'à  $\frac{l}{d} = 0,25$ , on pourrait admettre que f s'accroît d'une quantité  $\Delta f$

quand  $\frac{l}{d}$  diminue,  $\Delta f$  étant fourni par la relation

$$\Delta f = 0,0153 - 0,0232 \frac{l}{d} \quad (15)$$

Dans notre étude publiée dans la *Revue Universelle des Mines* nous avons conclu de nos expériences que dans les limites d'utilisation des paliers de transmission, avec les jeux couramment employés, les valeurs fournies par la théorie peuvent être regardées comme remarquablement exactes et qu'elles ne nécessitent l'introduction d'aucun coefficient de correction.

Les expériences de M. McKee dont nous n'avons eu connaissance d'une manière complète que très récemment confirment entièrement cette manière de voir; elles fixent de plus les limites d'applicabilité de la théorie et les corrections à apporter lorsqu'on sort de ces limites que nous précisons en conclusion.

#### CHAPITRE IV

#### ÉTUDE DE LA TEMPÉRATURE DE RÉGIME

Le problème technique fondamental est beaucoup plus celui de la prédétermination de la température de régime du palier que celui de l'évaluation de la perte par frottement.

Aussi reste-t-il une question importante à résoudre, celle de la quantité de chaleur rayonnée par le palier par unité de temps.

Le phénomène est extrêmement complexe et il est impossible de le résoudre par la voie théorique. La quantité de chaleur dissipée dépend en effet, de l'état d'agitation de l'atmosphère autour du palier, et dans une certaine mesure de la

conductibilité du support sur lequel le palier est posé.

Il est inutile de dire que les tentatives faites en vue de rechercher la quantité de chaleur dissipée par la masse du palier isolé sur son arbre, au moyen de la mesure de la quantité de chaleur apportée au centre du coussinet, n'ont pas donné de résultats valables, les conditions de production de la chaleur et de sa circulation à travers la masse étant profondément modifiées par l'absence de l'arbre.

En fait si le coefficient de frottement vrai est connu, la détermination de la quantité de chaleur produite par seconde est facile à évaluer puisqu'elle est égale à:

$$APfv$$

v désignant dans ce qui va suivre la vitesse périphérique de l'arbre.

Dès lors il est aisé de fixer la loi de rayonnement en portant en abscisse la différence entre la

température  $t_b$  du bain d'huile et la température ambiante  $t_a$ , et en ordonnée le produit

$$p f v$$

donnant à un coefficient près la quantité de chaleur rayonnée par seconde par  $\text{cm}^2$  de surface projetée du coussinet.

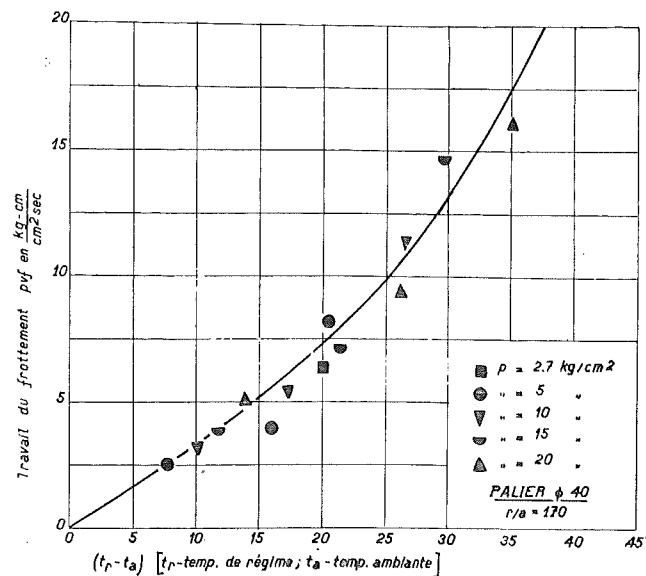


FIG. 26

La figure 26 indique les valeurs obtenues, pour les différentes expériences effectuées sur le palier de 40 mm. avec le rapport  $\frac{r}{a} = 170$ , soumis aux différentes charges utilisées au cours des essais, et pour les différentes vitesses employées.

Comme on le voit, tous les points se groupent d'une façon satisfaisante sur une courbe unique d'allure parabolique. Il conviendrait évidemment pour généraliser, de s'assurer que la courbe reste la même pour des paliers géométriquement semblables.

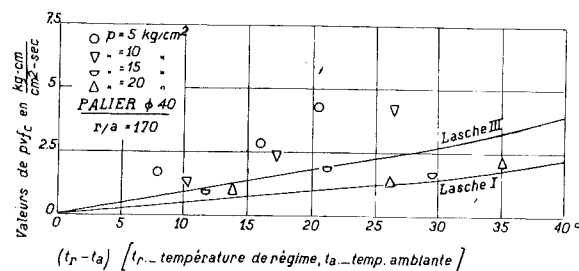


FIG. 27.

Avant de clore ce chapitre, nous voudrions faire observer que la quantité de chaleur dissipée par  $\text{cm}^2$  a été sous-évaluée par les expérimentateurs antérieurs du fait qu'ils confondaient la valeur de  $f_c$  avec celle de  $f$ . Si, en effet, nous portons  $p v f_c$  en ordonnée au lieu de  $p v f$ , nous obtenons par les expériences sur le palier de 40, les points épars de la figure 27. Ces points ne peuvent évidemment se grouper sur une courbe unique puisque  $p v f_c$

ne représente pas la quantité de chaleur produite, et que partant il n'y a aucune relation entre les valeurs portées en ordonnées et celles portées en abscisses. Nous avons tracé en trait faible, la courbe donnée par Lasche pour un palier analogue à celui que nous avons expérimenté et qui passe sensiblement au milieu des points observés, constatation naturelle puisque Lasche employait pour l'évaluation de la quantité de chaleur,  $p v f_c$ , confondant  $f$  avec  $f_c$ .

CHAPITRE V

CONCLUSIONS

A. En ce qui concerne le coefficient de frottement des paliers lisses.

1° Le coefficient de frottement fluide, c'est-à-dire celui qui se produit entre surfaces abondamment graissées et non parallèles (pour lesquelles le film d'huile peut se former et rester continu) est indépendant de la nature du lubrifiant et du mode de graissage. Il faut noter toutefois que le mode de graissage peut avoir une influence sur la quantité de chaleur dissipée par unité de temps, et partant sur la température de régime et la sécurité de marche, et que d'autre part pour une même température de régime, le lubrifiant le plus favorable est celui qui présente la moindre viscosité, si on se trouve bien entendu assez loin du point critique;

2° A partir d'une certaine valeur de  $10^8 \frac{\mu N}{p}$  que les expériences américaines permettent de fixer à 10, le coefficient de frottement tend à grandir rapidement suivant une loi mal déterminée, l'équilibre hydraulique ne pouvant plus se maintenir entre les surfaces;

3° Lorsque les jeux relatifs  $\frac{a}{r}$  sont supérieurs à  $\frac{1}{500}$  et inférieurs à  $\frac{1}{150}$ , pour fixer les idées, la valeur de  $f$  est fournie par la relation

$$f \frac{r}{a} = 0,3 + 18,5 \frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a}\right)^2 + 0,0042 \left[\frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a}\right)^2\right]^{-1,16} + 0,2585 \left[\frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a}\right)^2\right]^{-0,16} \quad (16)$$

en tenant compte que la courbe théorique de  $f_c$  peut être représentée pratiquement par la relation

$$f_c \frac{r}{a} = 0,3 + 18,5 \frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a}\right)^2$$

et que la constante 178 de la formule (12) doit être remplacée par 26.631.250 soit

$$\frac{f}{f_c} = \frac{26631250}{\left[10^8 \frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a}\right)^2\right]^{1,16}} + 1 = \frac{0,014}{\left[\frac{\mu N}{p} \left(\frac{r}{a}\right)^2\right]^{1,16}} + 1 \quad (17)$$

pour la rendre générale et unique quel que soit  $\frac{r}{a}$

4° Dans la région d'utilisation normale des paliers de transmission qui correspond à des valeurs de la variable indépendante comprises entre 0,025 et 0,125,  $f$  reste inférieur à 0,01 pour autant que  $\frac{r}{a}$  reste compris entre  $\frac{1}{200}$  et  $\frac{1}{500}$

5° Lorsque les jeux relatifs sont nettement supérieurs à  $\frac{1}{500}$  il faut ajouter à la valeur de  $f$  ci-dessus une valeur

$$\Delta f = 0,000266 \cdot 10^{-9} \left(\frac{r}{a}\right)^3$$

qui reste faible jusqu'à  $\frac{1}{1000}$  mais qui grandit rapidement à partir de  $\frac{1}{1500}$

6° Toutes les formules ci-dessus se rapportent à un rapport  $\frac{l}{d}$  égal à 1 ou plus grand que 1;

pour les valeurs de  $\frac{l}{d}$  comprises entre 0,8 et 0,25 on peut appliquer la correction

$$\Delta' f = 0,0153 - 0,0232 \frac{l}{d}$$

7° Il est possible de déterminer le rapport

$$x = \frac{r}{a}$$

le plus favorable pour une valeur de

$$m^+ = 10^8 \frac{\mu N}{p}$$

déterminée, en dérivant l'équation (16) complétée du terme  $\Delta f$  (14), on obtient ainsi la relation

$$18,5 \cdot 10^{-8} m - \frac{0,3}{x^2} - \frac{0,2656 \cdot 10^8}{m^{1,16} x^{4,32}} - \frac{6,50}{m^{0,16} x^{2,32}} + 0,0798 \cdot 10^{-8} x^2 = 0$$

d'où pour  $m = 50$   $x = \frac{r}{a} = 220$ .

B. En ce qui concerne le coefficient de frottement des paliers à billes.

Il ne nous est pas possible de généraliser avec autant de certitude la formule que nous avons établie pour les paliers à billes. Nous pensons toutefois que pour les paliers à deux rangées de billes du type moyen, on peut appliquer la relation (11).

Pour les vitesses voisines de zéro, le couple de frottement peut s'exprimer par la relation (10).

Le diagramme de la figure 28 permet de faire une comparaison entre les paliers lisses et les paliers à billes, à températures de régime égales.

Pour dresser ce diagramme nous avons utilisé

la formule (8) et calculé la valeur de  $f$  pour les paliers lisses en remarquant que

$$\frac{\mu N}{p} = \frac{1}{\pi} \frac{\mu V}{P} \left(\frac{l}{d}\right)$$

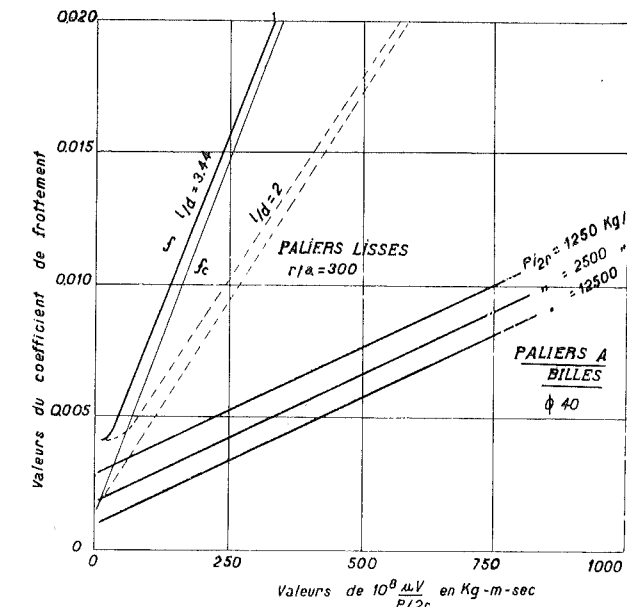


FIG. 28.

On voit que pour une même abscisse, et en adoptant  $\frac{l}{d} = 2$  et  $\frac{r}{a} = 300$  pour le palier lisse, la valeur  $f$  correspondant au palier à billes reste constamment inférieure. La différence est toutefois d'autant plus faible que  $\frac{P}{2r}$  est plus petit, et dans la région d'utilisation normale on peut dire que le coefficient  $f$  est environ deux fois plus faible pour le palier à billes. Cette comparaison est faite toutefois en supposant la même température de régime, alors que dans la réalité la température du palier à billes est toujours plus faible. Il en résulte que pour faire une comparaison exacte, il faudrait évaluer les ordonnées des deux courbes pour des abscisses différentes, plus grandes pour le palier à billes, ce qui tend encore à réduire l'écart des valeurs de  $f$  pour les mêmes conditions de fonctionnement définies par la charge  $P$ , le nombre de tours  $N$  et le diamètre  $d = 2r$ .

C. En ce qui concerne les lois de rayonnement.

Nous proposons jusqu'à plus ample expérimentation de choisir la loi indiquée par la formule

$$p V f = 1/3 (t_r - t_a) + 4,10^{-6} (t_r - t_a)^4 \frac{\text{kg. cm.}}{\text{cm}^2 \text{ sec.}} \quad (18)$$

étant entendu que les valeurs données par cette formule sont plutôt élevées puisqu'elles ont été observées avec un palier à graissage par bague fixe, c'est-à-dire présentant une grande circula-



tion du lubrifiant, de nature à faciliter les échanges avec le milieu ambiant. Nous insistons sur ce qu'aucune méthode indirecte ne saurait faire connaître cette loi des échanges en fonction de la différence ( $t_b - t_a$ ).

Il n'est pas inutile pour terminer ce paragraphe de faire observer que les chiffres fournis par la courbe de la figure 26 conduisent à cette conclusion « que pour maintenir une température de régime de 45° environ, l'air ambiant étant à 20°, il faut limiter le produit  $p v$  à 10 kgm. par cm<sup>2</sup> et par seconde, tandis que si l'on peut pousser la température jusqu'à 57° environ avec les 20° de température ambiante on peut aller jusqu'à 20 kgm. par cm<sup>2</sup> et par seconde.

C'est sous cette forme que l'on avait l'habitude de condenser, dans la pratique, le fruit de l'expérience acquise empiriquement il est vrai et l'on peut voir que les expériences systématiques auxquelles nous nous sommes livré pendant plusieurs années, sont venues confirmer la portée non seulement de la méthode, mais encore la valeur des chiffres généralement admis.

Il suffit de remarquer que d'après la courbe de la figure 26

pour  $t_r - t_a = 25^\circ$   $p v f = 10$  kg cm/cm<sup>2</sup> sec.

pour  $t_r - t_a = 37,5^\circ$   $p v f = 20$  kg cm/cm<sup>2</sup> sec.

et de se rappeler que  $f$  peut être pris également au maximum à  $\frac{1}{100}$  dans les limites d'utilisation

fixées antérieurement, pour voir que la conclusion ci-dessus se déduit directement des résultats d'expériences et que les températures indiquées représentent des maxima.

**D. Au point de vue des recherches ultérieures, nous concluons de la manière suivante :**

A l'heure actuelle il pourrait être intéressant de

rechercher comment varient les coefficients de la relation (18) qui fixe la loi de dissipation de la chaleur par cm<sup>2</sup> de surface projetée du coussinet, pour différentes formes de paliers et pour différents modes de graissage.

On pourrait aussi rechercher utilement comment la valeur critique de  $\frac{\mu N}{p}$  varie avec la nature des matériaux employés et le fini de parachèvement des surfaces pour l'arbre et pour le coussinet

Toutes les autres questions nous paraissent résolues d'une façon aussi nette qu'on peut le souhaiter, par nos expériences et par celles du *Bureau of Standards* américain.

Il convient d'ajouter que si les lois du frottement « fluide » sont remarquablement bien connues, à l'heure actuelle, il n'en est pas ainsi du frottement semi-fluide auxquelles on a affaire quand les surfaces en jeu sont parallèles ou rigoureusement concentriques, ou encore lorsqu'on tombe en dessous du point critique. Cette question reste entière.

Tout au plus peut-on dire que le coefficient de frottement qui est de l'ordre de  $\frac{1}{100}$  lorsque le

film peut se former, monte à  $\frac{1}{10}$  et plus lorsque l'on a affaire au frottement semi-fluide.

Des expériences sur les vis sans fin ont, en outre, montré qu'entre certaines limites, le coefficient de frottement est indépendant de la viscosité du lubrifiant et ne dépend que de la nature chimique de celui-ci.

Nous nous proposons d'entreprendre des expériences systématiques pour étudier le frottement semi-fluide, en fonction de la pression et de la vitesse.

# Congrès International de Mécanique Générale

Sous le Haut Patronage de S. M. le Roi des Belges

International Congress for General Mechanics

under the High Patronage of H. M. the King of Belgium

Internationaler Maschinenbau-Kongress

unter dem Hohen Protektorat S. M. des Königs der Belgier

LIÈGE, 31 AOUT - 5 SEPTEMBRE 1930

---

I

**Éléments de machines. Machines-outils**

**Machine Elements. Machine Tools**

**Maschinenelemente. Werkzeugmaschinen**

---

Secrétariat - Secretary - Sekretariat :

**INSTITUT DE MÉCANIQUE**

Boulevard de la Constitution, 32

LIÈGE (Belgique)

[1931]

**ÉTAT ACTUEL DE NOS CONNAISSANCES**  
**SUR LE FROTTEMENT FLUIDE**  
**ET LE CALCUL DES PALIERS DE TRANSMISSION**

par CH. HANOCQ

*Professeur de Construction de Machines à l'Université de Liège.*

L'étude des paliers au double point de vue de l'évaluation : 1° des pertes par frottement ; 2° de la chaleur rayonnée par  $\text{cm}^2$  de surface projetée du coussinet, peut être abordée aujourd'hui d'une manière sûre et rationnelle grâce au mutuel appui que se sont prêté la théorie et l'expérimentation.

L'auteur montre tout d'abord comment il est indispensable pour coordonner les résultats fournis par des essais systématiques de faire appel à la théorie classique de Reynolds et Sommerfeld. Sous une forme plus élémentaire, il établit que le coefficient de frottement se présente comme une fonction de  $\frac{\mu N}{p} \left( \frac{r}{a} \right)$ , unique quel que soit le jeu relatif  $\frac{a}{r}$ .

Ayant été conduit par ses propres expériences à constater que le couple appliqué au coussinet est nettement inférieur au couple appliqué à l'arbre, il s'est préoccupé d'établir par la voie théorique la relation qui devait nécessairement exister entre l'un et l'autre. Il ressort de cet exposé que le coefficient  $f_c$  déduit de la mesure au coussinet peut tomber pour certaines valeurs de  $\frac{\mu N}{d} \left( \frac{r}{a} \right)$  au tiers et même au quart de la valeur du coefficient de frottement  $f$  évalué par la mesure du couple appliqué à l'arbre, c'est-à-dire du coefficient de frottement *vrai*.

La réalisation de la mesure du couple appliqué à l'arbre exigeait la connaissance du coefficient de frottement des roulements à billes servant à appliquer la charge à l'arbre en rotation, et l'auteur donne tout d'abord les conclusions de ses expériences sur les paliers à billes et la formule qui permet d'évaluer le coefficient de frottement en fonction de  $\frac{\mu V}{p/r^2}$ .

Il passe ensuite à la vérification des courbes théoriques tirées de l'étude de Reynolds et Sommerfeld complétée pour tenir compte du demi-coussinet supérieur, en s'aidant de ses propres expériences et de celles du « Bureau of Standards » américain.

De l'ensemble de ces essais il est possible de déduire non seulement la valeur de  $f$  mais encore les limites d'applicabilité de la formule et la correction à apporter à la formule théorique lorsqu'on tombe à des jeux très faibles nettement inférieurs à  $1/500$  du rayon.

La connaissance du coefficient de frottement vrai permet de déterminer la quantité de chaleur dissipée par  $\text{cm}^2$  de surface projetée et par seconde  $A p v f$  et partant de prédéterminer la température de régime du palier en fonction des données :

La charge spécifique  $p$  ;

Le nombre de tours  $N$  par seconde ;

Le coefficient de viscosité absolu à la température envisagée.

*note*

**LIÈGE 1930**

---

**Congrès International  
de Mécanique Générale**

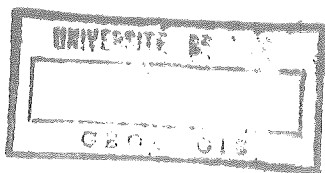
---

**International Congress  
General Mechanics**

---

**Internationaler  
Maschinenbau Kongress**

---



1930.1

*o. Ap*

[Résumés]

ENCODÉ

24 JUL 1986