

se transmettre à travers le métal que les calories apportées par l'atmosphère gazeuse. Il faudrait que celle-ci soit aussi conductrice que l'acier lui-même pour atteindre ces temps minimum. Dans nos expériences sur barres, l'atmosphère, calme mais libre, du laboratoire se comportait comme si elle avait une conductibilité 200 fois plus faible que l'acier ; il est évident qu'au four Martin, l'atmosphère excessivement agitée, avec des températures locales (aux endroits où les combustions gazeuses se produisent) notablement plus élevées que la moyenne

supposée de 1600°, avec des effets de rayonnement très poussés des parois réfractaires, il se crée une atmosphère de conductibilité conventionnelle beaucoup plus élevée que celle de ce laboratoire d'essais. Si elle est, par exemple, 10 fois plus élevée, les temps réels seraient, comme ordre de grandeur, 20 fois plus élevés que les temps calculés ; ils resteraient encore faibles (4 à 5 minutes pour atteindre 1525°). Une expérience permettrait d'ailleurs de déterminer aisément cette conductibilité conventionnelle de l'atmosphère du four.

BULLETIN

ÉTUDE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE DES PALIERS LISSES ET DES PALIERS A BILLES

par CH. HANOCQ,

Professeur à l'Université de Liège

Au Meeting d'octobre 1937 organisé à Londres par l'Institution of Mechanical Engineers, M. Hanocq a présenté une étude d'ensemble visant à établir la synthèse des connaissances acquises sur le coefficient de frottement réalisé dans les paliers lisses puis dans les paliers à billes et à rouleaux. Cette étude, peut intéresser d'autant plus les lecteurs de la R. U. M. qu'une bonne partie des matériaux utilisés dans cette communication ont été tirés des études publiées ici même de 1929 à 1931, par l'auteur.

Les documents nombreux apportés à ce meeting par les expérimentateurs qui se sont attachés à élucider cette question, n'ont fait que confirmer les vues exposées par lui ; c'est pourquoi la Rédaction a cru intéressant de reproduire in extenso, la communication dont la traduction en anglais a paru dans les Comptes rendus du Meeting (1).

CHAPITRE I

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU COUSSINET COMPLET

Nous avons publié de 1929 à 1931 (2), une série d'études tant théoriques qu'expérimentales sur le coussinet complet dont nous voudrions donner ici une vue synthétique.

§ 1. — Déductions tirées de la théorie

Théoriquement, pour un coussinet complet, le centre de l'arbre se déplace suivant une direction

(1) 4 volumes. General Discussion in Lubrication and Lubricants. Storey's Gate St James's Park, London.

(2) Revue Universelle des Mines et Mémoires du Congrès International de Mécanique appliquée, Liège, 1930.

perpendiculaire à la direction de la charge (fig. 1) quand la valeur de :

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

passse de ∞ à 0.

Pour $X = \infty$, on note que $e = 0$, tandis que pour

$$X = 0, \quad e = a = (R - r).$$

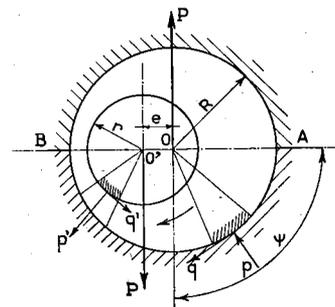


Fig. 1.

$$\begin{aligned} q &= fe \times p & M_c &= \Sigma q \times R \\ q' &= f \times p' & M &= \Sigma q' \times P \\ M &= M_c + P \times e. \end{aligned}$$

Dans cette expression de la variable indépendante X:

μ désigne le coefficient de viscosité absolu exprimé dans le système kg.m.sec,

N la vitesse angulaire en tours par seconde,

p la pression spécifique en kg par m²,

e la distance des centres,

a la différence $(R - r)$,

c le rapport $\frac{a}{e}$.

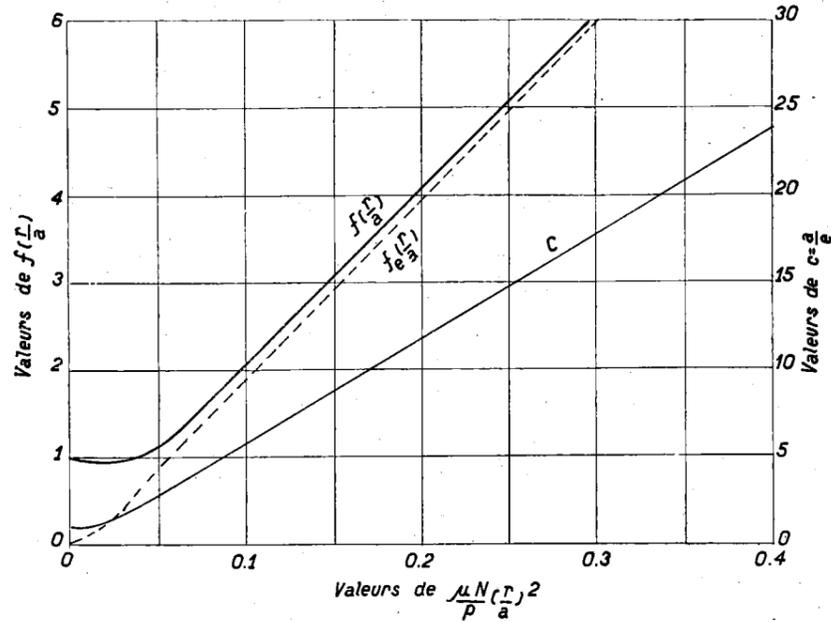


Fig. 2.

La figure 2 indique comment varie c en fonction de X en même temps qu'elle donne les valeurs de $f_c(\frac{r}{a})$ et de $f(\frac{r}{a})$. Entre f_c et f il est aisé d'établir que l'on a la relation :

$$f = \frac{\sum q'}{P}, f_c = \frac{\sum q}{P} \text{ et } f = f_c + \frac{e}{r} \quad (1)$$

puisque, si on néglige les forces q vis-à-vis de p :

$$M = M_c + P \times e \quad (2)$$

M désignant le couple appliqué à l'arbre, M_c le couple appliqué au coussinet.

La conclusion tirée de la théorie en ce qui con-

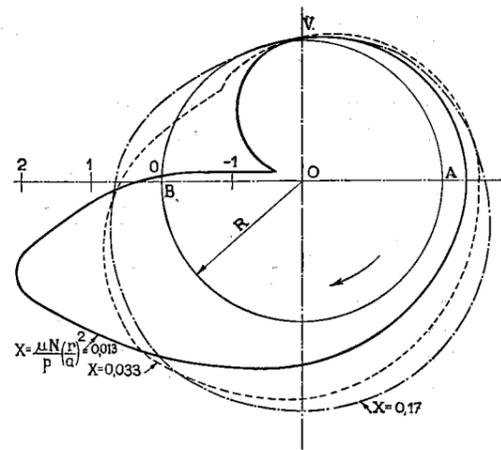


Fig. 3.

du point d'introduction de l'huile dans le coussinet ;

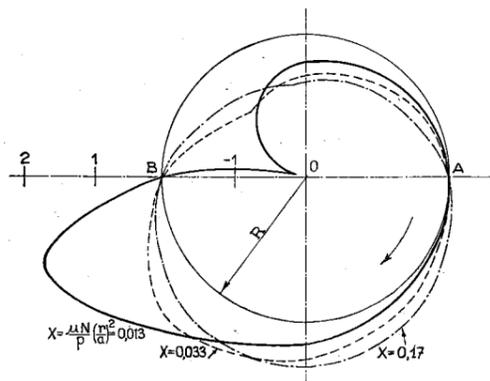


Fig. 4.

2) que dans le cas où l'huile est introduite sur la génératrice supérieure en V la répartition est donnée par les courbes de la figure 3 en diagramme polaire, les valeurs étant portées à partir du cercle de rayon R ;

3) que dans le cas où l'huile est introduite sur la génératrice située dans le plan horizontal en A, la répartition est donnée par les courbes de la figure 4 pour les mêmes valeurs de X , 0,013, 0,033, 0,17.

En examinant ces courbes, on constate que sous le demi-coussinet supérieur, règnent des pressions négatives, c'est-à-dire des pressions inférieures à la pression atmosphérique et cela :

a) à partir de valeurs de X égales ou inférieures à 0,17 pour le cas de la figure 3.

cerne la valeur de $c = \frac{a}{e}$ et partant la valeur de $f - f_c$ n'est valable toutefois que pour des pressions spécifiques moyennes \bar{p} très faibles, \bar{p} étant défini par la relation :

$$\bar{p} = \frac{P}{l \times d} \quad (3)$$

Cette théorie est, en effet, basée sur l'hypothèse d'un film continu entourant l'entière de l'arbre ; or si on demande à la théorie d'établir dans ces conditions, la valeur de la pression en chaque point, ou mieux la valeur du rapport $\frac{P}{\bar{p}}$ pour différentes valeurs de X , on constate :

1) que la loi de répartition dépend essentiellement

b) quel que soit X , s'il s'agit du cas envisagé figure 4.

Comme ces pressions ne peuvent descendre en-dessous de 1 kg/cm² on voit qu'il existe une limite de \bar{p} moyen à partir de laquelle les conditions admises pour établir la théorie, cessent de se réaliser.

Si on fait l'hypothèse que la pression atmosphérique règne sur l'entière du demi-coussinet supérieur, la loi de la répartition des pressions $\frac{P}{\bar{p}}$ peut

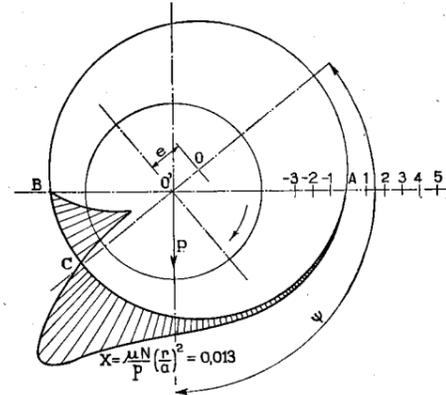


Fig. 5.

être recherchée de nouveau par la voie mathématique. La figure 5 donne pour la valeur de $X = 0,013$, les valeurs du rapport $\frac{P}{\bar{p}}$ correspondant à cette hypothèse, en chaque point de la circonférence. Ici encore des pressions négatives existent et pour cette valeur de $X = 0,013$, on voit que $\frac{P}{\bar{p}}$ atteint une valeur minimum de 4, ce qui veut dire que pour

une pression \bar{p} égale à 0,25 kg/cm², la pression p atteindrait déjà une valeur égale à 1 kg/cm². Cet état d'équilibre cesse donc d'être possible à son tour, à partir d'une certaine valeur de la pression moyenne \bar{p} : la pression atmosphérique tend à s'établir sur l'arc B C, l'équilibre entre la charge P et les forces élémentaires $p \cdot r \cdot da$ se réalise alors sur l'arc A C seulement.

On voit ainsi que la loi de variation de c et de ψ en fonction de X dépend essentiellement de la façon dont la pression atmosphérique s'établit sur une fraction de la périphérie du demi-coussinet supérieur ; c'est-à-dire finalement que cette loi dépend de X et de \bar{p} . La figure 6 résume les trois cas limites quant à la loi du déplacement du centre de l'arbre par rapport au centre du coussinet.

Cas 1. — Coussinet complet, film continu, faible pression, $\psi = C^{te} = \frac{\pi}{2}$.

Cas 2. — Coussinet complet, mais film continu sur le demi-coussinet inférieur seulement.

Cas 3. — Coussinet complet, film continu sur l'arc A C seulement.

Comme f répond toujours à la relation :

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

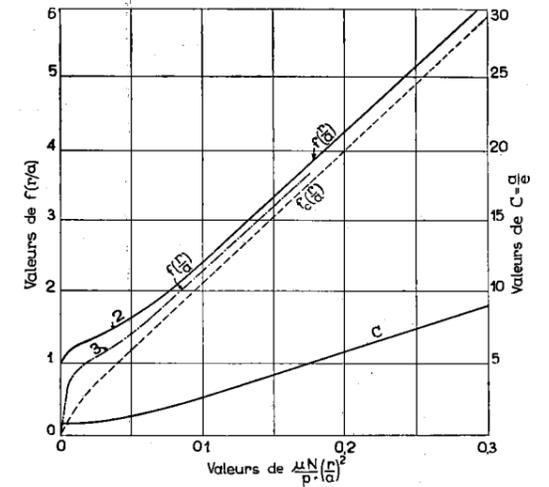


Fig. 7.

on voit qu'entre f et f_c la différence sera, toutes choses égales, plus faible pour les cas (2) et (3) que pour le cas 1, puisque $\frac{e}{r} \sin \psi$ tend finalement dans le cas (3) vers 0, alors que dans le cas (2) $e \sin \psi$ tend vers a .

Ces considérations font prévoir, on le conçoit, une certaine instabilité de régime lorsque l'on fait varier \bar{p} , ou même, lorsque p et N restent constants, X diminue comme conséquence de la diminution de la viscosité μ avec la température. Nous avons donné figure 7 les valeurs de c ainsi que celles de $f(\frac{r}{a})$ et $f_c(\frac{r}{a})$ dans l'hypothèse (1) ; la figure 7 donne les mêmes valeurs déduites également de la théorie mathématique, dans l'hypothèse (2) et dans l'hypothèse (3).

§ 2. — Etude expérimentale du coussinet complet

Nous avons utilisé comme méthode expérimentale, une méthode capable d'établir simultanément

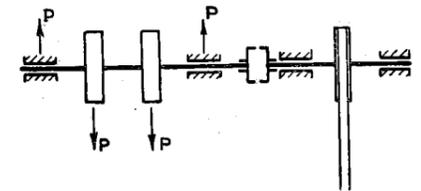


Fig. 8.

les valeurs de M et de M_c de manière à pouvoir déterminer f et f_c ainsi que $e \sin \psi$. Pour établir la

valeur de M nous avons eu recours à la méthode « par ralentissement » : un arbre porté par deux paliers identiques et chargé au moyen de deux volants est lancé à une vitesse N , (fig. 8) ; en déterminant N à différents instants t , on peut déduire la courbe de ralentissement donnant N ou ω en fonction de t . De cette courbe on peut déduire $\frac{d\omega}{dt}$ pour différentes valeurs de N et partant M puisque :

$$2M + M_1 = -I \frac{d\omega}{dt} \quad (5)$$

M_1 représentant le moment résistant dû au frottement des volants dans l'air ; ce dernier peut-être

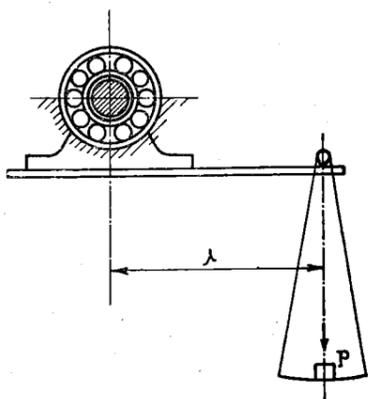


Fig. 9.

calculé en fonction des dimensions et de la vitesse ω . Pour ce qui est de M_c , nous avons adopté la méthode directe, en utilisant une disposition permettant de soutenir le palier par deux roulements à billes de façon que celui-ci puisse tourner tout entier autour de l'axe de son coussinet (fig. 9). Par application d'un contrepoids p appliqué à la distance λ , il était possible de maintenir le palier dans sa position initiale, d'où :

$$M_c = p \times \lambda$$

Pour la détermination de f et f_c aux charges élevées, nous avons dû avoir recours à une disposition un peu différente de celle représentée figure 8, disposition que la figure 10 fait comprendre. Cela nous a conduit à des recherches préalables sur le coeffi-

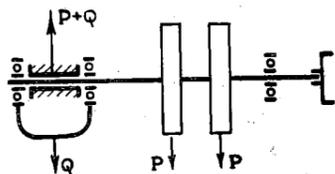


Fig. 10.

cient de frottement propre aux roulements à billes, afin de pouvoir calculer le couple M_f dû à ces roulements, couple qui s'introduit dans l'équation (5).

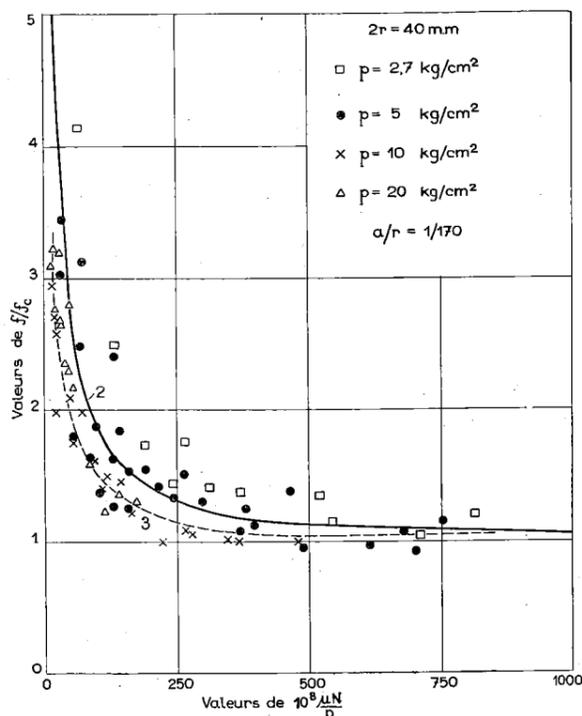


Fig. 11.

La précision dans la détermination de f s'en est ressentie ; néanmoins il nous a été possible de déduire avec une suffisante rigueur, le rapport $\frac{f}{f_c}$ pour une gamme de pressions \bar{p} allant de 2,7 kg/cm² à 20 kg/cm².

La figure 11 donne l'ensemble des points tirés de nos expériences. Comme on peut le voir, les points correspondant à des valeurs de \bar{p} inférieures ou égales à 5 kg/cm² se groupent d'une façon satisfaisante sur la courbe (2), les points obtenus pour des pressions supérieures, qui sont plus régulières, se groupent eux sur une courbe telle que (3).

Comme nos expériences nous avaient donné pour f_c une courbe tout à fait superposable à la courbe

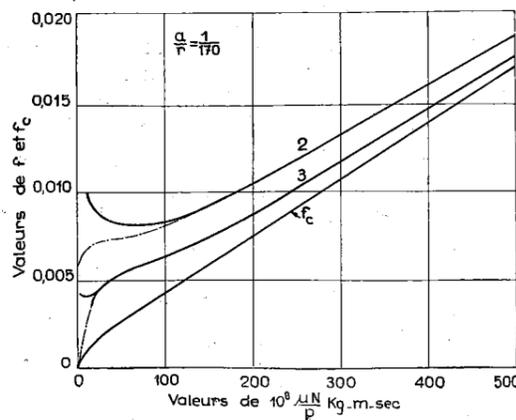


Fig. 12.

théorique, nous avons pu déduire f en fonction de X . La figure 12 traduit ces résultats, la courbe (2) se rapportant aux pressions égales ou inférieures à 5 kg/cm², la courbe (3) convenant pour les pressions supérieures à 5 kg/cm².

Tous ces résultats ont été obtenus avec un jeu relatif $\frac{a}{r} = \frac{1}{170}$ en utilisant un palier à graissage par bague fixe, l'huile étant introduite à la partie supérieure du coussinet. Ils correspondent d'une façon remarquable avec ceux que l'on pourrait déduire de la théorie pour l'un des trois cas limites que nous avons précisés dans le paragraphe 1.

En effet : si nous nous reportons à la figure 3 correspondant au premier cas envisagé du film complet, alimenté sur la génératrice supérieure, nous voyons que les pressions négatives atteignent $0,25 \bar{p}$ pour $X = 0,033$, c'est-à-dire lorsque $10^8 \frac{\mu N}{p}$ descend en dessous de 125 pour fixer les idées.

Ceci veut dire que pour $\bar{p} = 4$ kg/cm² et

$$10^8 \frac{\mu N}{p} < 125$$

le film complet ne peut plus exister.

Or, compte tenu des erreurs relatives d'expérience, assez importantes aux faibles pressions, on peut voir très nettement sur les courbes de la figure 11 que c'est à partir de $10^8 \frac{\mu N}{p}$ égal à environ 150, que l'on observe des points qui sont nettement en dessous, en moyenne, de la courbe (2), valable pour le film complet. L'instabilité de régime qui accentue la dispersion des points commence donc bien pour une valeur de \bar{p} de l'ordre de celle que paraît prévoir la théorie.

Pour des pressions plus élevées de l'ordre de 10 kg/cm² et au-dessus, tous les points se groupent sur la courbe inférieure (3), c'est-à-dire que la seule loi de répartition possible des pressions, est alors une loi donnée par une courbe analogue à celle de la figure 5, la pression atmosphérique s'étendant toutefois sur l'arc BC.

C'est donc à la courbe (3) de la figure 12 qu'il convient de comparer la courbe théorique (3) de la figure 7.

Nous avons reproduit sur la figure 12 en trait interrompu les parties des courbes théoriques distinctes des courbes expérimentales, pour les deux limites :

courbe (2) film continu sur toute la périphérie ;
courbe (3) film continu sur l'arc AC seulement.

Les expériences américaines, dont nous n'avions pas connaissance au moment où nous exécutions nos essais dans les années 1927 et 1928, avaient fait ressortir cette instabilité de régime que nous venons de signaler, sans en préciser la cause, pour les faibles valeurs de $\frac{\mu N}{p}$: les points obtenus par une tout autre méthode, (donnant directement la valeur de f , avec une plus grande précision

que la nôtre) venaient former une plage couvrant sensiblement l'espace compris entre les deux courbes (2) et (3) que nous venons de présenter (fig. 12).

§ 3. — Conclusions

Il résulte tant de nos expériences que des expériences américaines que la théorie se vérifie d'une façon tout à fait satisfaisante et que l'on peut s'en remettre aux courbes tracées figure 7 pour apprécier la valeur de f :

la courbe (2) convenant pour les faibles pressions ;
la courbe (3) convenant pour les fortes pressions ;
s'il s'agit d'un coussinet complet alimenté à la pression atmosphérique sur la génératrice supérieure.

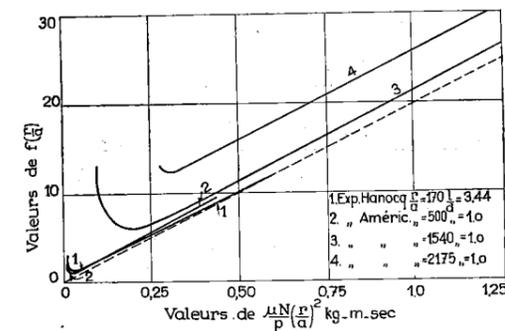


Fig. 13.

Deux remarques essentielles pourtant :

1) pour les valeurs de $10^8 \frac{\mu N}{p}$ inférieures à 5 pour fixer les idées, le film cesse d'exister et la loi de f change totalement, f augmentant très rapidement à mesure que X diminue ;

2) pour les valeurs de $\frac{a}{r}$ inférieures à $\frac{1}{500}$ pour fixer les idées, la valeur de f croît d'une quantité constante, indépendante par conséquent de X , variable avec $\frac{a}{r}$ de telle sorte que l'on peut poser :

$$f_i = f + \Delta f \text{ et } \Delta f = 10^{-13} 2,66 \left(\frac{r}{a}\right)^3 \quad (6)$$

f étant fixé par les courbes de la figure 7.

La première de ces remarques ressort de nos propres expériences et des expériences américaines. La seconde se déduit des diagrammes de la figure 13 qui traduisent l'ensemble des résultats fournis par les expériences américaines, pour les différents jeux relatifs utilisés. Comme on peut le voir, le minimum se déplace à mesure que $\frac{a}{r}$ diminue, en même temps que ce minimum s'élève.

Pour ce qui regarde la valeur critique de $10^8 \frac{\mu N}{p}$, nous y reviendrons dans l'étude du coussinet partiel ; nous nous bornerons à dire ici que la valeur limite peut descendre en-dessous de 5, particulière-

ment quand on utilise des pressions élevées, plus de 10 kg/cm² pour fixer les idées.

Toutes les courbes tracées sont valables pour des rapports $\frac{l}{d}$ plus grands que 0,8; en-dessous, les valeurs de f grandissent sensiblement, comme conséquence des fuites latérales qui réduisent l'épaisseur du film d'huile.

Ainsi le coefficient de frottement f est fixé d'une manière complète quels que soient le jeu relatif $\frac{a}{r}$ et le rapport $\frac{l}{d}$.

Il ne dépend ni de la nature chimique de l'huile, ni de la nature du métal qui constitue le coussinet, tant que le régime hydrodynamique est réalisé, c'est-à-dire pour toutes les valeurs de :

$$10^8 \frac{\mu N}{P} \geq 5.$$

Pour mettre en évidence le fait indiscutable que la nature de l'huile n'intervient pas, nous avons réalisé une série d'expériences en employant comme lubrifiant un sirop de sucre dont la viscosité avait été préalablement établie pour les différentes températures réalisées. Les valeurs de f_c et par conséquent de f sont fournies par des courbes absolument superposables à celles obtenues avec l'huile comme lubrifiant.

Ces expériences demandent toutefois une préparation préalable du coussinet et de l'arbre, car ceux-ci doivent être soustraits à toute tache d'huile, faute de quoi le mouillage des surfaces par le liquide utilisé n'étant pas assuré, la formation du film devient une impossibilité.

CHAPITRE II

ETUDE EXPERIMENTALE DU COUSSINET PARTIEL

La théorie mathématique dont nous avons donné les principales conclusions (contrôlées au surplus par des recherches expérimentales nombreuses et importantes) ne peut pratiquement s'étendre au coussinet partiel (fig. 14).

Pour les petits angles 2β , il est vrai, on peut assimiler avec une certaine rigueur, le coussinet à un blochet articulé, et dans ces conditions, la loi qui donne f en fonction de la variable indépendante $\frac{\mu N}{P}$, est de la forme :

$$f = A \sqrt{\frac{\mu N}{P}}$$

Les expériences de Boswall ont permis d'établir la valeur de A pour différents angles 2β .

La méthode très ingénieuse utilisée par Boswall permet de mesurer non seulement le couple M mais encore la valeur de M_c et partant :

$$f - f_c = \frac{e}{r} \sin \psi = \text{tg } \alpha$$

Avec des coussinets présentant un jeu relatif $\frac{a}{r} = \frac{1}{250}$, Boswall a obtenu les diagrammes de la

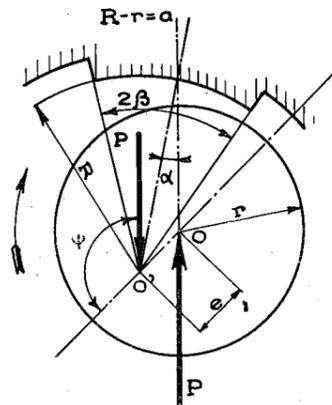


Fig. 14.

figure 15, la courbe (1) groupant tous les points correspondant aux coussinets d'angle au centre 2β compris entre 45° et 90° ; la courbe (2) se rapportant aux angles inférieurs ou égaux à 30° .

La partie pointillée de ces courbes se rapporte à la région non explorée par Boswall.

La courbe (3) fixe les valeurs de :

$$\text{tg } \alpha = f - f_c$$

pour l'angle particulier $2\beta = 60^\circ$ et le jeu relatif $\frac{a}{r} = \frac{1}{250}$.

Ayant eu l'occasion, comme conseil, d'orienter les recherches du Laboratoire de la Société Générale Isothermos de Paris qui s'occupe de l'application du graissage sur film, aux coussinets de chemins de fer, nous nous sommes posé le problème de la déter-

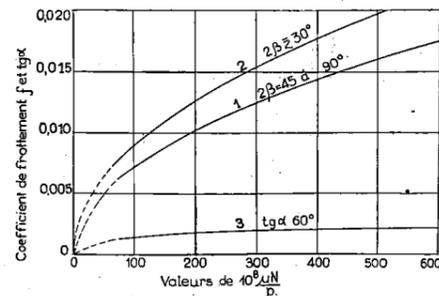


Fig. 15.

mination du coefficient de frottement f pour de grandes pressions spécifiques telles que celles utilisées dans l'exploitation, et dans un premier programme de recherches, nous avons voulu déterminer la loi de f en fonction de $\frac{\mu N}{P}$ pour des coussinets d'angles au centre 2β de plus en plus petits.

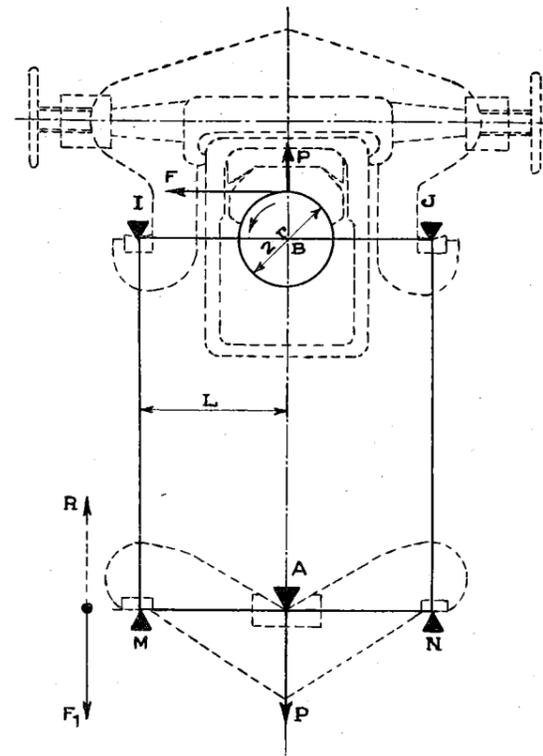


Fig. 16.

Afin de nous libérer autant que possible, de la question de la mesure de $(f - f_c)$, nous avons opéré avec des coussinets rodés à froid.

La machine d'essai utilisée est basée sur le principe de la balance, appliqué au coussinet (fig. 16); elle est conçue de façon à pouvoir opérer sur des fusées normales, et les essais ont été conduits avec un diamètre de 140 mm et une portée de 300 mm, les charges pouvant être poussées jusqu'à 12.000 kg et les vitesses jusqu'à 840 t/m.

En mesurant la réaction R opposée à la force F_1 , appliquée en M et résultant de l'action de F , on peut évaluer le couple $F \times r = R \times L$ et partant :

$$f = \frac{L}{r} \frac{R}{P}$$

Les soins apportés dans la fabrication des coussinets ont permis de faire des mesures assurant une approximation de l'ordre de l'unité sur la quatrième décimale du coefficient de frottement.

Pour éliminer les erreurs systématiques résultant de ce que la force P peut ne pas être appliquée sur la verticale passant par l'axe de l'arbre, on a appliqué la méthode des doubles lectures, avec renversement de marche (fig. 17).

La machine ayant été conçue de façon à permettre le déplacement du palonnier supérieur par rapport au coussinet, en agissant sur l'un des deux volants placés à droite et à gauche du palonnier (fig. 6), on a pu déplacer la ligne d'action de la charge de façon qu'elle passe par le centre de l'arbre : dans ce cas,

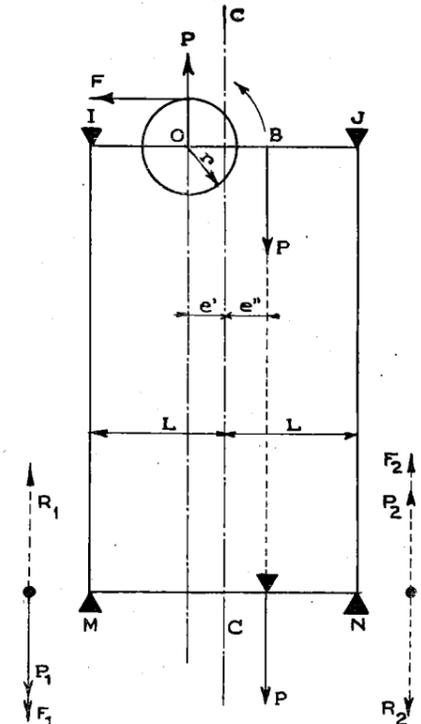


Fig. 17.

les deux lectures opérées avec un sens de marche puis avec l'autre, donnent le même résultat, à une différence près, négligeable, puisque :

$$R_1 = F_1 = \frac{F \times r}{L + e'}, \quad R_2 = F_2 = \frac{F \times r}{L - e''}$$

M. L. Bastin à qui est confiée la direction du Laboratoire Isothermos, a eu l'ingénieuse idée de placer sur le palonnier un niveau d'eau très sensible en même temps qu'un comparateur permettant de mesurer le déplacement du palonnier par rapport au coussinet. De cette façon il est possible d'assurer l'équilibre du système sans l'adjonction d'un contre-

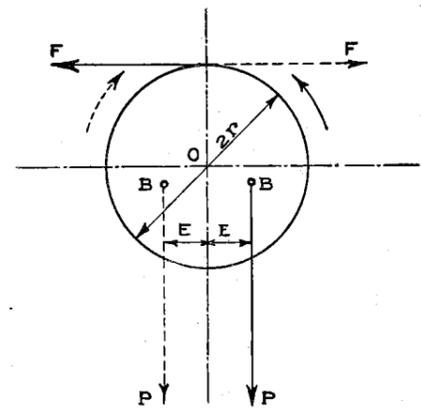


Fig. 18.

pois : si en effet, on porte l'axe de la force appliquée à une distance E de la verticale passant par le centre de l'arbre, de façon que le palonnier reste dans la position horizontale, on pourra dire qu'il y a équilibre et qu'ainsi (fig. 18) :

$$F \times r = P \times E \text{ soit } f = \frac{F}{P} = \frac{E}{r}$$

Les résultats obtenus sont traduits dans les diagrammes de la figure 19 pour des coussinets rodés à froid. Ce qu'il y a de remarquable, c'est que la courbe 1 tracée pour les angles supérieurs à 45° coïncide strictement avec la courbe donnée par Boswall dont à ce moment nous n'avons pas connaissance. Pour les angles inférieurs à 45° , la courbe que nous avons tracée, est celle donnée par Boswall relativement aux angles égaux ou inférieurs à 30° , et l'on voit qu'elle passe par les points 15 et 16 observés par nous.

Ainsi les conclusions :

$A = 7,10$ pour 2β compris entre 90° et 45° .

$A = 8,80$ pour 2β égaux ou inférieurs à 30° peuvent s'étendre aux petites valeurs de $\frac{\mu N}{P}$.

Il existe toutefois une valeur critique de $\frac{\mu N}{P}$ à partir de laquelle la loi change totalement et ceci est un point capital au point de vue exploitation : s'il importe en effet, de se rapprocher du minimum de f , il importe plus encore de ne jamais s'exposer par une réduction de μ consécutive à une élévation de

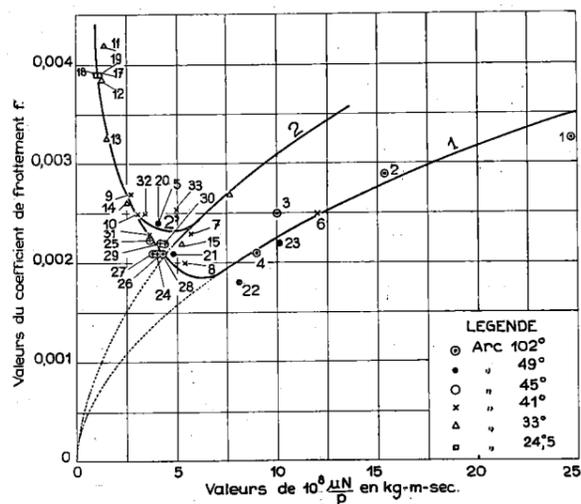


Fig. 19.

la température du palier, à réaliser une valeur $\frac{\mu N}{P}$ inférieure à la valeur critique. En raison de l'importance de cette question, le laboratoire a poursuivi des expériences de nature à éclaircir le phénomène et à fixer de façon précise le point dangereux du changement de régime.

En plaçant un manomètre sur la génératrice supérieure du coussinet et en opérant avec des angles au centre 2β de 60° couramment employés en exploitation, et des jeux relatifs de l'ordre de $1/50$ on a trouvé le diagramme en pointillé de la figure 20.

Le diagramme a été obtenu en maintenant constante la charge de 7000 kg et en faisant varier le

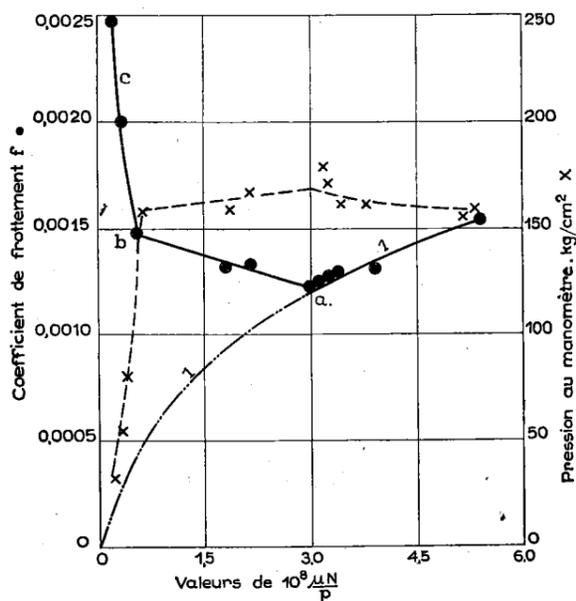


Fig. 20.

nombre de tours N . La pression spécifique utilisée pour la détermination de p a été calculée par la relation :

$$p = \frac{P}{2rl \sin \beta}$$

2β étant l'angle effectivement embrassé.

On voit clairement que la courbe de f garde l'allure parabolique jusqu'à l'abscisse 3; pour les valeurs inférieures de l'abscisse, f grandit lentement et ce n'est qu'à partir de 0,7 que le phénomène change totalement d'aspect, que le frottement onctueux se substitue au frottement hydrodynamique. Ce changement de régime est accusé par le manomètre qui, jusqu'en (a) continue à marquer des pressions de 150 à 175 kg/cm^2 et qui à partir de (b) donne des pressions tendant rapidement vers 0.

Cette constatation est tout à fait remarquable : le film se maintient sous la charge de 7000 kg avec des nombres de tours tombant à 4 par minute. A la vitesse 1 1/2 tour/minute le coefficient de frottement n'est pas encore le double du coefficient de frottement minimum.

Conclusions

Nous voudrions tirer de ces expériences les conclusions suivantes :

1° Le coefficient de frottement f peut décroître

en-dessous de 0,002 et atteindre 0,0015 dans certaines conditions ;

2° Le régime hydrodynamique s'établit presque instantanément grâce à l'huile qui est contenue dans l'ajutage formé par l'intervalle entre le coussinet et l'arbre ; les expériences effectuées au Laboratoire Isothermos confirment les expériences de Goodman à ce point de vue et montrent qu'à partir de 3 à 4 tours par minute, le frottement onctueux cesse d'exister ;

3° Pour ne pas s'exposer à tomber en-dessous du point critique, il importe que l'huile soit choisie de façon qu'à la température atteinte par le coussinet, le coefficient de viscosité absolu exprimé en unités kg.m.sec. conduise à une valeur de :

$$10^8 \frac{\mu N}{P} \geq 3$$

Comme conséquence de ces recherches on peut dire que le coussinet lisse à faible portée, graissé abondamment de façon à réaliser le régime hydrodynamique, conduit à des coefficients de frottement inférieurs à ceux observés sur les paliers à rouleaux.

On peut même ajouter que dès que la vitesse de rotation atteint 2 à 3 tours par minute, le régime hydrodynamique est réalisé ce qui exclut l'avantage que l'on pouvait faire valoir en faveur du palier à rouleaux au point de vue du couple de démarrage.

CHAPITRE III

ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DES PALIERS A BILLES ET A ROULEAUX

Sur la machine dont le principe a été indiqué au chapitre II, des essais ont été entrepris par la Société Générale Isothermos de Paris en vue d'établir, pour les mêmes charges et les mêmes vitesses que celles employées couramment en exploitation des chemins de fer avec les coussinets lisses, la valeur du coefficient de frottement réalisé dans les paliers à rouleaux.

Ces essais ont montré que le coefficient de frottement est de même importance, parfois même plus élevé, que ceux observés dans les mêmes conditions avec des boîtes à graissage mécanique du type Isothermos.

A première vue, tout au moins, sans une analyse minutieuse du phénomène, il pourrait apparaître que la substitution du frottement de roulement au frottement de glissement doit apporter une diminution radicale de la résistance au déplacement.

Si l'on réfléchit toutefois aux conditions complexes du fonctionnement du roulement à rouleaux, on s'aperçoit que cette façon simpliste d'opposer en quelque sorte les deux systèmes, frottement de roulement d'une part, frottement de glissement d'autre part, ne peut conduire qu'à une vue erronée de la question.

C'est pourquoi nous avons cru devoir reprendre tout d'abord dans un premier paragraphe l'étude minutieuse du fonctionnement d'un palier à billes.

§ 1. — Etude théorique du fonctionnement

Si l'on envisage tout d'abord l'ensemble d'un roulement à billes plus simple de fonctionnement qu'un roulement à « rouleaux cintrés » comme ceux employés en exploitation des chemins de fer, que remarquera-t-on ?

Généralement le système comporte deux rangées de billes tenues à distance les unes des autres par une « cage » qui porte la distance entre les centres des billes bien au delà de leur diamètre et évite ainsi le glissement des billes l'une sur l'autre, glissement qui se ferait avec une vitesse relative double de la vitesse sur la cage. La cage est donc nécessaire en se plaçant à ce point de vue, mais il n'en reste pas moins vrai que les billes subissent une certaine résistance de frottement de glissement sous l'effet du guidage qu'elle assure. Ce n'est pas tout en matière de glissement : les billes en roulant sur leur chemin de roulement font refluer le lubrifiant devant elles, lubrifiant qui garnit en mince couche et les billes et leur chemin de roulement. L'effet de freinage qui en résulte, est d'autant plus grand que la viscosité du lubrifiant employé est plus élevée, et l'on se trouve en face d'un phénomène de glissement des couches élémentaires du lubrifiant les unes sur les autres tout à fait analogue à celui qui se présente dans la formation du film dans le graissage hydrodynamique. Ainsi les pertes observées doivent tenir compte :

a) du frottement de roulement des billes sur les bagues inférieures et extérieures,

b) du frottement de glissement des billes sur la cage à billes, ainsi que du frottement résultant du glissement des couches de lubrifiant les unes sur les autres, dans le mouvement de reflux de celui-ci devant les billes qui avancent en roulant et en amincissant à l'extrême la couche de lubrifiant à l'endroit de contact théoriquement ponctuel des billes (théoriquement linéaire s'il s'agit de rouleaux cylindriques).

Il existe encore une autre source de perte, celle provenant du glissement des billes sur leur chemin de roulement, car les billes ne peuvent avoir, du fait de l'élasticité de la matière un contact strictement ponctuel et il en résulte qu'il doit nécessairement se produire, sur une bande de largeur très faible il est vrai, un mouvement relatif de glissement entre les éléments voisins situés à droite et à gauche du plan contenant le centre des billes.

Ajoutons enfin que le fonctionnement correct des roulements suppose qu'il existe une légère tension initiale entre les billes et leur chemin de roulement pour que l'entraînement par contact subsiste dans l'arc supérieur qui ne subit pas l'action de la charge : car enfin si l'on suppose que ce contact

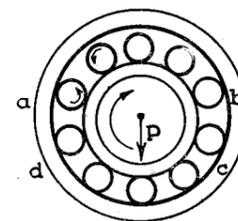


Fig. 21.

n'existe pas pour les billes qui occupent la demi-circonférence supérieure (fig. 21) on voit que leur vitesse de rotation qui est grande (3 à 4 fois la vitesse de rotation de l'arbre, avec les proportions généralement utilisées dans la pratique), ne peut se conserver que par inertie, et dans ces conditions on peut comprendre que, partant de *a* elles arrivent en *b* avec une vitesse plus faible que la vitesse tangentielle, ce qui aura pour effet de provoquer un glissement relatif important au moment de leur rentrée dans l'arc actif (*c d*).

Ainsi, non seulement il faut prévoir une légère mise sous tension qui engendre une perte supplémentaire et constante pour une vitesse angulaire donnée, mais l'accroissement du jeu par usure, a pour effet d'augmenter la perte par glissement lors de la remise en vitesse à l'entrée de l'arc actif *c d*.

Avant de chercher à donner une évaluation de ces différentes pertes et à mettre en évidence les facteurs qui influent sur celles-ci, il nous paraît nécessaire de rappeler les expériences exécutées sur un roulement à billes de 40 mm de diamètre d'alésage utilisé au Laboratoire de Construction des Machines de l'Université de Liège. Ce roulement à billes à double rangée de billes est sensiblement géométriquement semblable (à cela près que les billes sont remplacées par des rouleaux) au roulement à rouleaux utilisé dans les essais du Laboratoire Isothermos : même nombre de billes que de rouleaux, diamètre des roulements et des rouleaux trois fois plus grands dans le palier à rouleaux que dans le palier à billes, le premier convenant pour un arbre de 120 mm, le second pour un arbre de 40 mm.

§ 2. — Expériences sur les roulements à billes de 40 mm d'alésage

Nous rappellerons la méthode utilisée, tout à fait différente de celle du Laboratoire Isothermos : il s'agissait là de la méthode par ralentissement que nous avons eu l'occasion de décrire dans la R. U. M. en 1929. Le schéma de la figure 22

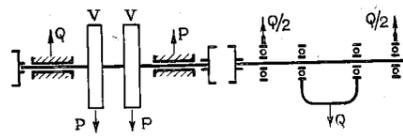


Fig. 22.

montre le dispositif. Deux volants de masse importante sont mis en mouvement par un moteur au moyen d'un arbre accouplé par manchon à griffes; l'arbre portant les deux volants est relié lui-même par un accouplement, également à griffes, au dispositif utilisant les paliers expérimentés, au nombre de quatre : deux formant support, les deux autres utilisés pour transmettre la traction d'un dynamomètre. La manière d'opérer est la suivante : on lance l'ensemble à une vitesse *N* t/m (500 ou 700) puis on découple le moteur et on note la vitesse à des intervalles de

10 ou de 15 secondes. Ces relevés permettent de tracer la courbe de ralentissement dont on déduit aisément le couple résistant dû à l'ensemble des quatre paliers à billes, des deux paliers portant les volants et des deux volants eux-mêmes qui, en se déplaçant dans l'air, subissent un freinage non négligeable. Le couple *C* est donné par la relation :

$$C = \frac{1}{g} I \frac{d\omega}{dt} \quad (7)$$

I représentant le moment d'inertie des deux volants, $\frac{d\omega}{dt}$ le coefficient angulaire de la tangente à la courbe de ralentissement, au point considéré.

Comme on peut écrire l'équation de la courbe observée, on peut opérer par le calcul, pour obtenir $\frac{d\omega}{dt}$. A défaut, il est possible d'obtenir, par le tracé de la tangente, une approximation suffisante. Le

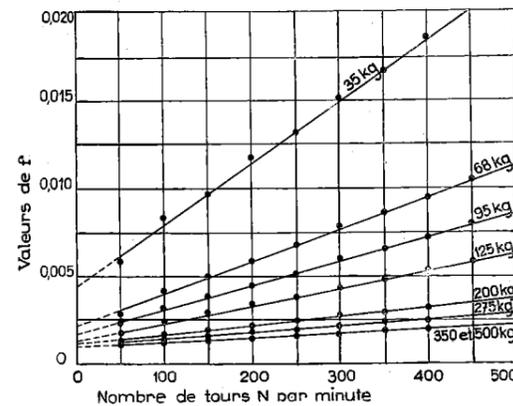


Fig. 23.

couple total *C* étant connu, on détermine le couple *C*₁ provenant des volants et des paliers portant les volants, en opérant de la manière que nous venons de décrire, mais après avoir isolé le tronçon des paliers à billes.

En appelant *f* le coefficient de frottement des paliers à billes, *r* le rayon de l'arbre, *Q*/4 la charge supportée par chacun des paliers, nous pourrions écrire la relation :

$$4 \left(\frac{Q}{4} fr \right) = C - C_1 \quad (8)$$

D'où la valeur de *f* avec une très grande précision.

En faisant varier la charge, on peut déduire la valeur de *f* en fonction de *N* pour différentes valeurs de cette charge.

La figure 23 donne les résultats de ces calculs pour un palier de 40 mm, avec des charges croissantes et des vitesses allant de 50 à 450 t/m.

Une première observation, c'est l'allure rectiligne de la loi de variation de *f* en fonction du nombre de tours *N*.

Il est possible de montrer qu'il doit en être ainsi, car d'après ce que nous avons fait ressortir plus

haut sur les causes de pertes, nous pouvons admettre que la puissance absorbée *W* par un palier à billes se décompose en quatre termes que nous allons chercher à évaluer.

1) La perte par frottement de roulement. — Nous pouvons supposer celle-ci proportionnelle au coefficient *f*_r, coefficient de frottement de roulement, et à la charge. A la vérité, d'après les résultats d'une étude analytique et expérimentale de M. Dumas, professeur à l'Université de Lausanne, le couple résistant croît non pas proportionnellement à la charge *P* mais à la valeur de *P*^{4/3}. Dans ces conditions pour l'ensemble nous pourrions écrire, en représentant la puissance correspondante par *W*_r et les charges propres à chaque bille par *P'* *P''* :

$$W_r = 2 f_r k_1 \omega r \Sigma P'^{4/3} = 2 f_r k_1 \omega r P^{4/3} \left[\left(\frac{P'}{P} \right)^{4/3} + \left(\frac{P''}{P} \right)^{4/3} \dots \right] \quad (9)$$

le coefficient *k*₁ tenant compte de ce que la force résistance peut être considérée comme appliquée à la périphérie du chemin de roulement alors que ωr représente la vitesse tangentielle de l'arbre, tout devant être rapporté pour la comparaison avec les paliers lisses, au rayon *r* de l'arbre.

2) La perte par frottement de glissement des billes sur leur chemin de roulement. — Cette perte provient comme nous l'avons expliqué plus haut, de ce que le contact ne peut être ponctuel en raison de l'élasticité de la matière, et que de ce fait, la vitesse périphérique des billes n'est strictement égale à la vitesse tangentielle du chemin de roulement que dans le plan de symétrie. Si nous cherchons à évaluer le terme correspondant à la puissance absorbée par le frottement de glissement que nous désignerons par *W*_g, nous devons introduire le coefficient de frottement *f*_g et la vitesse relative de glissement qui n'est qu'une très petite fraction de la vitesse périphérique *k*₂ ωr ; nous obtenons :

$$W_g = 2 f_g k_2 \omega r \Sigma P' = 2 f_g k_2 \omega r P + \dots \quad (10)$$

le facteur 2 étant introduit pour tenir compte de ce que le glissement relatif se produit aussi bien le long du chemin de roulement intérieur que du chemin de roulement extérieur.

3) La perte de frottement provenant du glissement de la couche d'huile. — Le palier ne peut se comporter correctement que si on assure la lubrification des billes; or le glissement de la couche de lubrifiant si mince soit-elle, le long des billes, par suite du reflux inévitable dans sa progression sur le chemin de roulement, entraîne un couple résistant appliqué à chaque bille, couple que l'on peut évaluer en appliquant la loi de Newton.

Ce couple résistant dû à l'action du lubrifiant n'est pas le seul, car la cage à billes racle les billes et provoque elle aussi un glissement dont la résistance obéit à la même loi.

Rappelons que cette loi implique que la résistance au déplacement est proportionnelle à la surface

intéressée et au gradient de vitesse, c'est-à-dire dans le cas particulier qui nous intéresse, au rapport de la vitesse du déplacement relatif à l'épaisseur de la couche intéressée que nous désignerons par *e*.

En désignant par μ le coefficient de viscosité nous pourrions écrire :

$$R = \mu k' \rho^2 \times \frac{k'' \omega r}{e} \times n \quad (11)$$

k' ρ^2 représentant la surface intéressée de chacune des *n* billes au raclage et au reflux de l'huile sur le chemin de roulement, *k''* ωr désignant la vitesse de glissement, *e* l'épaisseur de la couche de lubrifiant.

Comme l'entraînement exige une force appliquée à la périphérie du chemin de roulement intérieur égale à 2*R*, le terme relatif à la puissance absorbée *W* _{μ} par ces résistances pourra s'écrire :

$$W_\mu = 2 \mu (k' n \rho^2) \frac{k'' \omega r}{e} \times \omega r_i \quad (12)$$

*r*_i désignant le rayon du chemin de roulement intérieur et ayant pour valeur *k''r*.

4) La perte provenant de la tension initiale entre les billes et leur chemin de roulement. — Nous avons expliqué que le bon fonctionnement du roulement exigeait que les billes restent en contact avec les deux chemins de roulement, tant intérieur qu'extérieur, sur toute la périphérie; cela implique une certaine tension de pose entre les billes et les chemins de roulement et partant un couple *C*_i à charge nulle qui peut être d'autant plus faible que la fabrication est plus parfaite sans jamais parvenir à devenir strictement nul.

En désignant par *W*_i la puissance absorbée correspondante, nous pourrions écrire :

$$W_i = C_i \times \omega \quad (13)$$

Si, à présent, nous faisons la somme de ces différents termes, nous aurons la puissance totale *W* absorbée par le roulement à billes, puissance que nous pouvons exprimer en fonction du coefficient de frottement *f* de l'ensemble du palier par :

$$W = P f \omega$$

En égalant cette valeur à la somme de tous les termes ci-dessus, nous obtenons :

$$f = 2k'_1 f_r P^{1/3} + 2k_2 f_g + k' k''^{1/2} n \frac{\rho}{e} \frac{\rho}{r} \frac{\mu V}{P/2r} + \frac{C_i}{Pr} \quad (14)$$

V dans cette expression désignant la vitesse périphérique de l'arbre, *k'*₁ étant différent du coefficient *k*₂ de la formule (9) pour tenir compte du terme entre parenthèses qui peut être considéré comme constant pour tous les paliers géométriquement semblables.

On voit d'après cette dernière formule (14) que *f* doit se présenter comme une fonction linéaire de *N* quand on opère à température constante et sous charge constante. Le problème se pose donc de déduire des expériences signalées ci-dessus les valeurs numériques des coefficients qui entrent dans la formule (14).

Pour cela, nous pouvons prolonger les courbes de la figure 23 jusqu'à l'axe de nulle vitesse, et en déduire f puis :

$$C_0 = Pfr$$

qui donne le couple à vitesse nulle. En portant C_0 en ordonnée et P en abscisse, on obtient la courbe d'allure parabolique de la figure 24. On en déduit :

$$C_i = 2,3 \text{ kg. mm}$$

et en identifiant la courbe expérimentale avec la courbe de la figure 24 :

$$C_0 = Pfr = 2k_1 f_r P^{4/3} \times r + 2k_2 f_g P \times r + C_i \quad (15)$$

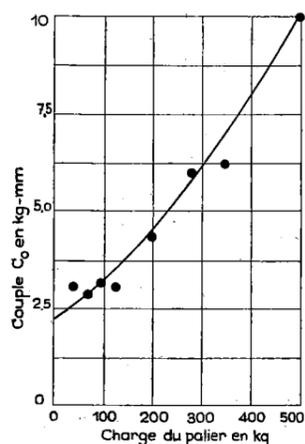


Fig. 24.

On arrive ainsi à l'expression :

$$f = 5,65 \times 10^{-5} + 9 \times 10^{-5} P^{1/3} + 0,115 \frac{1}{P} + 965 \frac{\mu V}{P/2r} \quad (16)$$

§ 3. — Généralisation de la formule (16) à tous les roulements géométriquement semblables

La formule que nous venons de trouver ne s'applique rigoureusement qu'à un roulement à billes de 40 mm de diamètre. Il est aisé de voir, toutefois, en examinant la formule (14) que pour une même fabrication, les mêmes matériaux et des dimensions géométriquement semblables, les coefficients des deuxième et troisième termes ne doivent pas se modifier.

Pour ce qui est du terme C_i qui dépend essentiellement de la perfection de fabrication, on peut dire qu'à égalité de qualité, le couple C_i croît certainement comme le rayon r ; ceci exige, si nous voulons rendre la formule générale, que nous multiplions la

valeur numérique de C_i par le rapport $\left(\frac{2r}{0,04}\right)$, r étant exprimé en mètres.

Pour ce qui regarde le premier terme, il est évident qu'au lieu de la charge P , il faut introduire la charge spécifique, ce qui revient à multiplier ce terme par le rapport des carrés des rayons exposant $1/3$ soit par la valeur $\left(\frac{0,01}{2\rho}\right)^{2/3}$, 0,01 représentant le diamètre des billes du roulement exprimé en mètres, 2ρ étant le diamètre des billes ou des rouleaux dans le roulement géométriquement semblable envisagé.

Ainsi la formule générale peut s'écrire :

$$f = 5,65 \times 10^{-5} + 4,2 \times 10^{-6} \left[\frac{P}{(2\rho)^2}\right]^{1/3} + 2,88 \frac{1}{P/2r} + 965 \frac{\mu V}{P/2r} \quad (17)$$

ρ et r étant exprimés en m
 V en m/sec
 P en kg
 μ en kg.sec/m².

En y faisant $\rho = 0,01$, $2r = 0,04$ on retrouve nécessairement la formule (16) qui coordonne d'une façon parfaite les résultats obtenus expérimentalement sur un roulement à billes de 40 mm par la méthode que nous avons décrite plus haut.

§ 4. — Application de la formule généralisée au roulement à rouleaux

Le roulement à rouleaux utilisé dans les expériences du Laboratoire Isothermos, était double : chacun des deux roulements avait un alésage de 120 mm et était constitué par une double rangée de rouleaux comportant chacun 16 rouleaux; le diamètre des rouleaux était de 30 mm.

En ce qui concerne le palier à billes expérimenté au Laboratoire de l'Université de Liège, il était construit pour un arbre de 40 mm et était constitué d'une double rangée de billes comportant 16 billes chacune de 10 mm de diamètre. On voit donc que sauf le fait que les billes étaient remplacées par des rouleaux bombés, l'ensemble du palier à rouleaux se présentait comme étant géométriquement semblable au palier à billes. Voyons donc ce que donnerait la formule ci-dessus appliquée au roulement à rouleaux du Laboratoire Isothermos : sous la charge de 6000 kg à 60° et à 800 t/m, on a noté :

$$f = 1,79 \cdot 10^{-3}$$

Le roulement étant double $\frac{P}{2r}$ prend la valeur :

$$\frac{3000}{0,120} = 25.000.$$

Comme :

$$2\rho = 0,03 \quad V = \frac{\pi \times 0,120 \times 800}{60} = 5,00 \text{ m}$$

on voit que le calcul donne :

$$f = 10^{-5} (62,7 + 5,65 + 11,5 + 96,5) = 1,76 \times 10^{-3}$$

si on adopte pour μ à 60° la valeur de 0,005.

Cette valeur de 0,005 est égale à 3 fois la valeur de la viscosité de l'huile qui avait été employée dans les essais du palier à billes à la température de 60° mais l'on peut admettre qu'elle ne s'écarte pas beaucoup de celle de la graisse particulièrement fine employée dans les essais au Laboratoire.

Bien entendu, il ne nous est pas possible de dire que la viscosité de cette graisse à la température de 60° était bien de 0,005; tout ce que nous pouvons conclure c'est que la formule conduit à une valeur de l'ordre de celle observée en introduisant dans cette formule pour coefficient de viscosité une valeur normale et vraisemblable. Mais nous pouvons aller plus loin dans notre vérification; ayant opéré à différentes températures, il nous est possible de déduire des expériences, un tableau donnant les valeurs de f observées pour les deux charges de 6000 kg et de 7000 kg notamment.

Groupe II : Jeu diamétral 11/100 mm avec ventilation

P	N	Rouleaux			Boîtes Isothermes		
		temp. de la graisse	temp. du rouleau	1000 x f	temp. de l'huile	temp. du coussinet	1000 x f
6000	635	40	52	1,80	47	66,5	1,50 (*)
6000	692	41,5	54	1,87	49	69,5	1,27
6000	750	44,5	58,5	1,84	49'	73	1,29
6000	800	47,5	60	1,79	48	76	1,32
7000	635	51,5	52,5	1,64	48	67,5	1,44
7000	692	52,5	55,5	1,69	49	70,5	1,31
7000	750	57,5	61	1,79	50	76	1,33
7000	800	61,8	64,5	1,91	50,5	78,5	1,29
7000	840	57,5	59,5	1,52	50	78	1,21

Observations. — Les températures indiquées en degrés centigrades sont celles notées après 4 heures de fonctionnement.

Les roulements à rouleaux n'étaient pas munis de feutre. (*) Coussinet brut d'alésage avec métal blanc relativement dur.

Ne retenant que les valeurs trouvées sur le roulement présentant le jeu plus normal de 0,11, nous

avons pu déduire par l'application de la formule ci-dessus, les valeurs de μ aux différentes températures du roulement qui sont évidemment voisines de celles du lubrifiant. En portant en abscisse les températures, en ordonnées les valeurs de μ , on voit (fig. 25) que la courbe trouvée a bien l'allure des courbes de viscosité. Les croix indiquent les points correspondant aux expériences exécutées sous la charge de 7000 kg, les cercles, les points

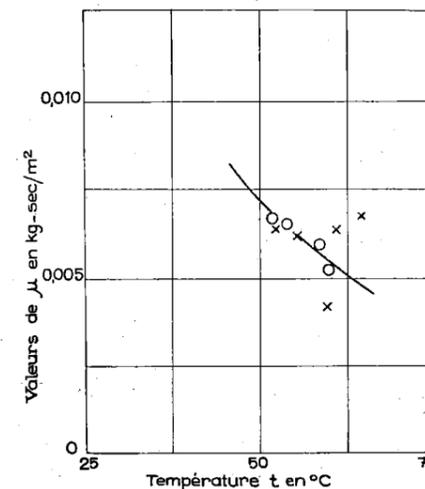


Fig. 25.

correspondant à la charge de 6000 kg. On peut observer qu'avec la charge de 7000 kg les points sont plus irréguliers et qu'après rodage et adaptation, on retrouve à la fin de l'essai une valeur moyenne de μ qui correspond aux valeurs notées pour les essais sous 6000 kg de charge.

§ 5. — Conclusions

Il nous paraît qu'il y a là de suffisantes coïncidences pour affirmer que la formule proposée peut être utilisée sur une assez grande échelle et avec une certaine rigueur, à tous les roulements géométriquement semblables.

Les considérations que nous venons d'émettre permettront aux techniciens de se faire une idée plus précise du travail des billes ou des rouleaux, et de se rendre compte qu'un roulement forme un ensemble complexe au point de vue mécanique. Les remarques que nous avons faites au sujet de l'évaluation des pertes propres à chacun des éléments constituants, montrent à l'évidence la nécessité d'une fabrication parfaite dans l'exécution et le choix des matériaux et l'importance du jeu radial à froid qui doit, sous peine d'introduire des pertes supplémentaires importantes, rester voisin de zéro à chaud.

P. 232/1

UNIVERSITÉ DE LIÈGE

INSTITUT DE GÉOLOGIE

REVUE UNIVERSELLE

DES

BIBLIOTHÈQUE

MINES, DE LA MÉTALLURGIE = DES TRAVAUX PUBLICS =

DES SCIENCES ET DES ARTS APPLIQUÉS A L'INDUSTRIE

paraissant le 15 de chaque mois

ORGANE DE L'ASSOCIATION DES INGÉNIEURS SORTIS DE L'ÉCOLE DE LIÈGE (A. I. Lg.)

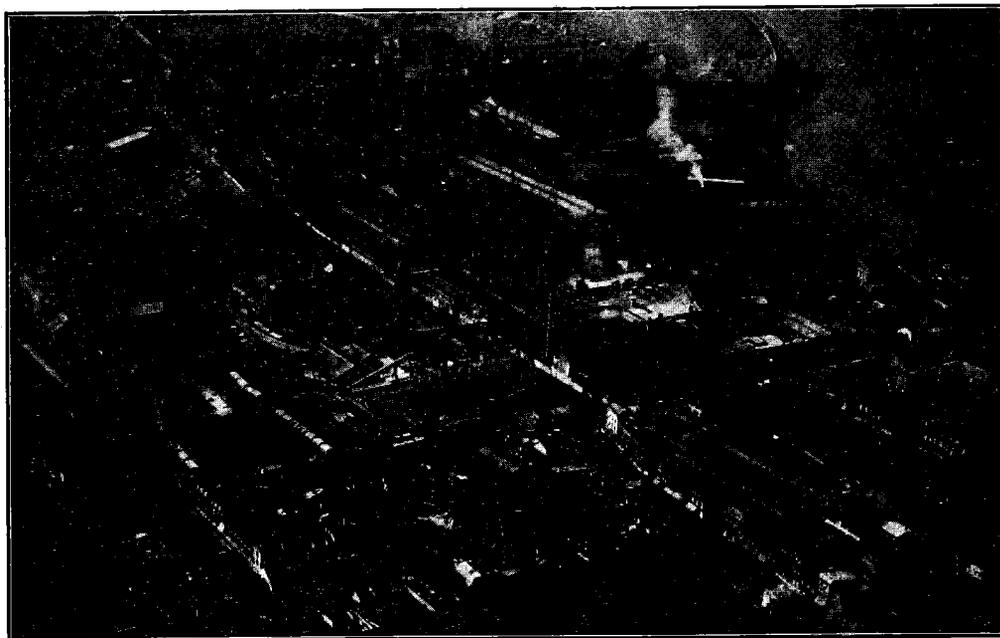
AFFILIÉ A L'UNION DE LA PRESSE PÉRIODIQUE BELGE, UNION PROFESSIONNELLE RECONNUE

publié sous la direction du Comité Scientifique de l'A. I. Lg.

SOCIÉTÉ ANONYME

OUGRÉE-MARIHAYE

A OUGRÉE



CHARBONNAGES — HAUTS FOURNEAUX — FONDERIES — ACIÉRIES — LAMINOIRS — PONTS ET CHARPENTES
DEMI-PRODUITS — PROFILÉS — TOLES FINES — TOLES FORTES — TOLES SPÉCIALES — POUTRELLES — BANDES
A TUBES — FEUILLARDS — RAILS — TRAVERSES — ÉCLISSES — BANDAGES — ESSIEUX — PIÈCES MARTELÉES
POUTRES — PALPLANCHES.

MONOPOLE EXCLUSIF DES VENTES :

Société Commerciale d'Ougrée à OUGRÉE-lez-Liège

Adresse télégraphique : MARIGRÉE-Ougrée

Téléphone : Liège 308.30-328.30-328.70

522 R 12

SOMMAIRE : *Mémoire* : VERDINNE, H., Le problème de la silicose et la lutte contre la poussière dans les mines (*à suivre*), p. 357. — MORESSÉE, G., Rapidité d'échauffement et de refroidissement d'un métal, p. 366. — *Bulletin* : HANOCQ, Ch., Etude théorique et expérimentale des paliers lisses et des paliers à billes, p. 375. — LEGRAYE, M., La situation de la production mondiale de l'or, fin 1937, p. 388. — SWINGS, P., Le service de spectroscopie appliquée de l'Université de Liège, p. 391. — BRASSEUR, H., Les applications industrielles des rayons X, p. 395. — *Revue des Périodiques Techniques* : p. 396 à 402. — *Bibliographie* : p. 403. — *Répertoire des Annonces* : p. A. C. D. du premier carnet. — *Voir sommaire détaillé* : p. 404.
CHRONIQUE DE L'A. I. Lg. : p. C 21.

ABONNEMENT (UN AN) :
BELGIQUE ET CONGO BELGE : 150 FRANCS
ÉTRANGER : 280 FRANCS
LE NUMÉRO : 25 FRANCS



RÉDACTION ET ADMINISTRATION
12, QUAI PAUL VAN HOBGAERDEN, LIÈGE
TÉLÉPHONE : 117.70
COMPTE CHÈQUE POSTAL N^o 24.620